

ԱՍՏՐՈՖԻԶԻԿԱ

ТОМ 61

АВГУСТ, 2018

ВЫПУСК 3

- ПАМЯТИ АКАДЕМИКА Ю.Н.ГНЕДИНА 327
 ХАРАКТЕРИСТИКИ ЭМИССИОННОГО СПЕКТРА ЯДРА СЕЙ-
 ФЕРТОВСКОЙ ГАЛАКТИКИ NGC7469 НА ШКАЛЕ ВРЕМЕНИ
 ДЕСЯТИЛЕТИЯ
Л.М.Шарипова 329
- ПАНОРАМНАЯ СПЕКТРОСКОПИЯ ГАЛАКТИК С ОЧАГАМИ
 ЗВЕЗДООБРАЗОВАНИЯ. ИССЛЕДОВАНИЕ SBS 0750+603A
С.А.Акопян 343
- ФОТОМЕТРИЧЕСКИЕ И СПЕКТРАЛЬНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ
 ОБЪЕКТА EG And
Л.Н.Кондратьева, Ф.К.Рспаев, И.В.Рева, М.А.Кругов 353
- НОВЫЕ УГЛЕРОДНЫЕ ЗВЕЗДЫ ИЗ КАТАЛИНСКОГО КАТА-
 ЛОГА ПЕРИОДИЧЕСКИХ ПЕРЕМЕННЫХ
*К.С.Гизоян, Н.Маурон, А.Саркиссиан, Ф.Жамкотчян,
 Г.Костандян, М.Мефта, К.К.Гизоян, Р.Вартаниан* 367
- ОБРАТНАЯ ЗАДАЧА СТАТИСТИЧЕСКОГО ОПРЕДЕЛЕНИЯ ОБ-
 ЩЕГО ЧИСЛА, ФУНКЦИИ СВЕТИМОСТИ И ХАРАКТЕРИС-
 ТИК ИЗМЕНЧИВОСТИ БЛЕСКА ЗВЕЗД ТИПА Т ТЕЛЬЦА В
 ЗВЕЗДНЫХ АГРЕГАТАХ
О.В.Пикичян 377

(Продолжение на 4-й стр. обложки)

ЕРЕВАН

Выходит с 1965г.
на русском и английском языках

Խմբագրական կոլեգիա

Գլխավոր խմբագիր՝ Ա.Գ.Նիկողոսյան (Հայաստան)
Գլխավոր խմբագրի տեղակալներ՝ Վ.Պ.Գրիմին (Ռուսաստան), Հ.Ա.Հարությունյան (Հայաստան)
Պատասխանատու քարտուղար՝ Ա.Ա.Հակոբյան (Հայաստան)

Ժ.Ալեսյան (Ֆրանսիա), Գ.Ա.Բիսնովատի-Կոզան (Ռուսաստան), Ն.Ֆեբրդյան (ԱՄՆ),
Ի.Գ.Կարաչենցև (Ռուսաստան), Տ.Յու.Մադաքյան (Հայաստան), Ա.Մ.Միրայելյան
(Հայաստան), Բ.Մ.Շուտով (Ռուսաստան), Յու.Ա.Շչեկինով (Ռուսաստան), Ա.Մ.Չերնապայուկ
(Ռուսաստան), Ե.Պ.Պավլենկո (Ռուսաստան), Է.Ս.Պարսեճյան (Հայաստան), Վ.Պ.Լևչենկով
(Ռուսաստան), Գ.Ն.Սալուկվաձե (Վրաստան), Ղ.Մ.Սեդրակյան (Հայաստան), Մ.Տորատտո
(Իտալիա)

Редакционная коллегия

Главный редактор: А.Г.Никогосян (Армения)
Заместители главного редактора: Г.А.Арутюнян (Армения), В.П.Гринин (Россия)
Ответственный секретарь: А.А.Акопян (Армения)

Ж.Алесян (Франция), Г.С.Бисноватый-Коган (Россия), И.Д.Караченцев (Россия),
Т.Ю.Малахян (Армения), А.М.Микаелян (Армения), Е.П.Павленко (Россия),
Э.С.Парсаян (Армения), В.П.Решетников (Россия), Г.Н.Салухвадзе (Грузия),
Д.М.Седрахан (Армения), Е.Терзян (США), М.Туратто (Италия), А.М.Черепашук
(Россия), Б.М.Шустов (Россия), Ю.А.Щекинов (Россия)

"АСТРОФИЗИКА" - научный журнал, издаваемый Национальной академией наук Республики Армения. Журнал печатает оригинальные статьи по физике звезд, физике туманностей и межзвездной среды, по звездной и внегалактической астрономии, а также статьи по областям науки, соприкасающимся с астрофизикой. Журнал предназначен для научных работников, аспирантов и студентов старших курсов.

"ԱՍՏՐՈՖԻԶԻԿԱ"-ն գրական խմբիկ է, որը իրատարակում է Հայաստանի Հանրապետության Գիտությունների Ազգային Ակադեմիան: Համընդ տպագրում է ինքնատիպ հոդվածներ աստղերի ֆիզիկայի, միգամածությունների և միջաստղային միջավայրի ֆիզիկայի, աստղաբաշխության և աստղադարձակական աստղագիտության, ինչպես նաև աստղաֆիզիկայի տանդամակից բնագավառների գծով: Համընդ մշակումով է գրական աշխատակիցների. աստղաբանների և քարոք կուրսերի ուսանողների համար:

Адрес редакции: Республика Армения, Ереван 19, пр. Маршала Баграмяна 24'
Редакция ж. "Астрофизика", тел. 56 81 38
e-mail: astrophiz@sci.am

© Издательство "Гитутюн" НАН Республики Армения, Астрофизика, 2018



Памяти академика Ю.Н.Гнедина

Редакция журнала "Астрофизика" понесла тяжелую утрату. На 83-м году жизни скончался член редакционной коллегии, доктор физико-математических наук, профессор, академик РАЕН, лауреат премии им. академика А.А.Белопольского, автор более 300 научных статей и монографий, выдающийся советский и российский астрофизик Юрий Николаевич Гнедин.

С 1984г. на протяжении более 30 лет Юрий Николаевич был заместителем директора ГАО РАН по научной работе, заведовал Астрофизическим отделом. На протяжении 23 лет Ю.Н.Гнедин возглавлял Комитет по тематике больших телескопов (КТБТ).

Ю.Н.Гнедин работал в различных направлениях современной теоретической астрофизики: теорией переноса излучения, рентгеновской и гамма-астрономией, физикой нейтронных звезд и черных дыр, космомикрофизикой, исследованием поляризации излучения космических объектов, теорией генерации высокоэнергичного излучения в тесных двойных системах и активных ядрах галактик, физикой комет и космологией. Совместно с Р.А.Сюняевым он предсказал существование циклотронных линий излучения нейтронных звезд, что явилось основой методики измерения магнитных полей нейтронных звезд. Под его руководством был разработан принципиально новый метод определения величин магнитных полей

космических источников.

Ю.Н.Гнедин вел также активную педагогическую деятельность, был руководителем большого числа аспирантов, соискателей и докторантов. Им были созданы курсы лекций по разным областям астрофизики, которые на протяжении многих лет он преподавал студентам Технического университета С.-Петербурга.

За большой вклад Ю.Н.Гнедина в развитие российской науки он был награжден премией им. академика А.А.Белопольского (1987г.), Государственной стипендией выдающимся ученым Российской Федерации (1994г.), медалью ордена "За заслуги перед отечеством" II степени (2006г.).

В честь Ю.Н.Гнедина названа малая планета (5084) Гнедин (Gnedin) 1977 FN1. Светлая память о Юрии Николаевиче Гнедине навсегда останется в наших сердцах.

Редакционная коллегия
ж. "Астрофизика"

ХАРАКТЕРИСТИКИ ЭМИССИОННОГО СПЕКТРА ЯДРА СЕЙФЕРТОВСКОЙ ГАЛАКТИКИ NGC7469 НА ШКАЛЕ ВРЕМЕНИ ДЕСЯТИЛЕТИЯ

Л.М. ШАРИПОВА

Поступила 24 октября 2017

Принята к печати 20 июня 2018

В работе исследованы основные спектральные характеристики (профили, относительные интенсивности и эквивалентные ширины) наиболее ярких эмиссионных линий излучения ядра сейфертовской галактики NGC7469 в разные фазы его активности. Использованы спектральные данные, полученные на 1.5-м российско-турецком телескопе (РТТ-150) в июле 2008г. и опубликованные в литературе разными исследователями. Эти данные позволили обнаружить заметное уменьшение спектральных характеристик на шкале времени 30-40 лет. Например, фактор уменьшения эквивалентных ширин эмиссионных линий достигал 2-3. Сделаны оценки физических параметров (T_e , n_e) зоны излучения небулярной линии в эпоху 2008г. Результаты исследования показали, что 2008г. – эпоха минимума активности ядра галактики. Длительный спектральный мониторинг позволил выдвинуть гипотезу: активность ядра галактики на короткой шкале времени (ноябрь 1981г.) при переходе в фазу максимума его активности.

Ключевые слова: сейфертовские галактики; галактика NGC7469; эпохи активности; переменность эмиссионных линий

1. *Введение.* Галактика NGC7469 является классическим примером галактики с активным ядром и на протяжении длительного времени остается предметом исследования в широком диапазоне длин волн. Галактика, член маленькой подгруппы галактик, расположена в созвездии Пегаса. Согласно Андерсону [1], де Робертис и Погги [2], размер неразрешенного ядра галактики меньше 1". Ядро галактики окружено обширной областью звездообразования, Вилсон и др. [3], Маззарелла и др. [4]. Согласно классификации Хачикяна и Видмана [5], NGC7469 относится к типу Sy1, подтверждением чего служат наблюдаемые особенности галактики в разных диапазонах длин волн (гамма - Тернер и др. [6], рентген - Тернер и Пондс [7] и т.д.). Спектральные наблюдения в оптическом диапазоне галактики NGC7469, в том числе в Крымской астрофизической обсерватории, проводятся свыше 70 лет. В списке ярких галактик, опубликованном Сейфертом в [8], были представлены первые данные таких наблюдений. Переменность излучения ядра NGC7469 в оптическом континууме на разных шкалах времени (годы, месяцы, дни, часы) исследовали,

например, Лютый [9,10], Асланов и др. [11], Дульнин-Хасян и др. [12]. Переменности излучения ядра галактики в рентгеновском диапазоне на короткой шкале времени (дни, часы) исследовали Маршалл и др. [13], Барр [14], Вальтер и Филк [15]. Эмиссионные линии в оптическом спектре ядра галактики показывают переменность их профилей, относительных интенсивностей, эквивалентных шириин. Изучение переменности излучения ядра NGC7469 в оптическом диапазоне длин волн выполнены в работах Пролик [16], Де Бруина [17], Вестина [18], Чуванова и др. [19], Розенблатта и др. [20]. Исследования такого характера на разных шкалах времени сохраняют свою актуальность. Анализ данных длительных рядов спектральных наблюдений позволяет выявить некоторые эволюционные особенности активных ядер галактик. Например, может наблюдаться смена типа активности ядра во времени. Факт смены с типа Sy1 на Sy2 ядер галактик NGC3227, NGC4151, NGC7469 был отмечен на основе таких долговременных рядов наблюдений.

2. Наблюдательные данные и их обработка. Спектральные наблюдения галактики NGC7469 выполнены И.Ф.Бикмасовым 29-31 июля 2008г. на 1.5-м Российско-Турецком телескопе с использованием спектрометра среднего и низкого разрешения - TFOSC. Приемником света служила ПЗС-камера размером 2080x2048 пикс. Дисперсия и разрешение в регистрируемом интервале длин волн 3600 Å - 6900 Å составляли 1.4 Å/пикс и 7 Å, соответственно. В работе были использованы 35 спектрограмм. Все спектры получены с целью спектрографа, равной 1".8. Время экспозиции каждого спектра составляло 600 с. Спектральные данные обрабатывались автором статьи с помощью пакета программ DECH95 и Dech201. Автор программ - Г.Галазуддинов, (www.gazinur.com). Размер апертуры по высоте спектра при обработке был 2".8. В июле 2008г. энергетическая привязка спектральных наблюдений галактики к звезде-стандарту с известным распределением энергии не проводилась. Спектры, нормированные к континууму, использовались для изучения спектральных характеристик излучения ядра галактики в указанную эпоху. Пример такого оптического спектра ядра галактики NGC7469, полученный по наблюдениям на PTT-150, приведен на рис.1. Относительные интенсивности эмиссионных линий и соответствующие им длины волн отложены по осям ординат и абсцисс, соответственно. Уровень непрерывного спектра показан тонкой горизонтальной линией.

На рисунке вертикальными стрелками отмечено положение линий серии Бальмера, линий гелия, ионизованного кислорода, неона, серы. Профиль бальмеровской линии H α показан до уровня 0.85 от максимума ее интенсивности.

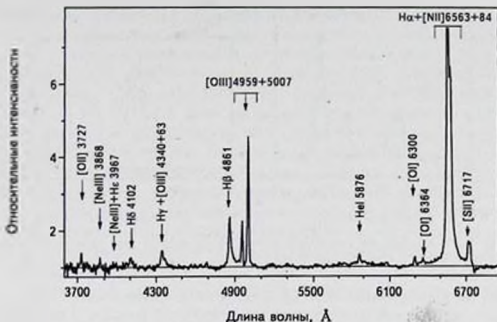


Рис.1. Спектр галактики NGC7469, содержащий яркие эмиссионные линии, полученный по наблюдениям на телескопе РТТ-150.

3. Результаты исследования переменности эмиссионных линий в оптическом спектре ядра галактики NGC7469.

3.1. Скорости газа в области свечения широких и узких эмиссионных линий. Анализ изменений профилей эмиссионных линий в спектре ядра сейфертовской галактики позволяет проследить эволюцию объекта во времени, в частности, выявить смену типа активности ядра галактики или ее отсутствие. В нашей работе необходимый анализ основывался на количественной оценке скорости газа в зонах эмиссии широких и узких спектральных линий и сопоставлении величин этих скоростей. Изучение профилей эмиссионных линий Hβ и [OIII] $\lambda 5007\text{\AA}$ проводилось с использованием банка спектральных данных, полученных на телескопе РТТ-150 в июле 2008г. Были прослежены изменения профилей указанных линий в течение трех ночей наблюдений. Кроме того, проводился сравнительный анализ изменений профиля бальмеровской линии Hβ на шкале времени около 30 лет. С этой целью использовались данные наблюдений, полученные на Паломарском 1.5-м телескопе и опубликованные Розенблаттом и др. [20]. Примеры наблюдаемых профилей линий Hβ и [OIII] $\lambda 5007\text{\AA}$ в эпоху 2008г. и в эпоху максимума яркости ядра галактики (октябрь 1984г. - данные работы [20]) приводятся на рис.2а, б. Согласно приведенному рисунку отношение относительных интенсивностей линий Hβ и [OIII] $\lambda 4959\text{\AA}$ в указанные эпохи наблюдений пока-

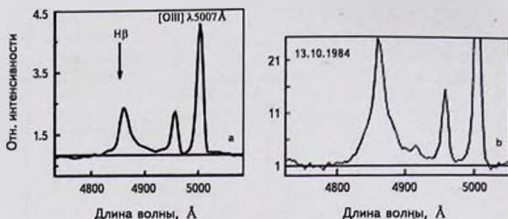


Рис.2а, б. Контуры балмеровской линии H β и дублета дважды ионизованного кислорода в разные эпохи активности ядра галактики NGC7469.

зывает их существенное отличие. Фактор этого отличия (в позднюю и раннюю эпохи) составляет -0.2 , -2 , соответственно. Изменение профилей линий [OIII] $\lambda 5007\text{\AA}$ (в течение трех ночей наблюдений в июле 2008г.) и H β (на шкале времени 30 лет) отражено в табл.1. Оценка этих изменений проводилась на основе вычисления скорости газа для двух уровней яркости пика указанных линий: $0.25 I_{\text{max}}$ и $0.50 I_{\text{max}}$. В проводимых расчетах использовались спектральные данные, опубликованные Розенблаттом и др. [20]. В первой и четвертой (для линии H β) колонках таблицы даны эпохи

Таблица 1

СКОРОСТИ ГАЗА В ЗОНЕ ОБРАЗОВАНИЯ ШИРОКИХ И
УЗКИХ ЭМИССИОННЫХ ЛИНИЙ ОПТИЧЕСКОГО
СПЕКТРА ЯДРА ГАЛАКТИКИ NGC7469

H β $\lambda 4861\text{\AA}$					
Дата	$0.25 I_{\text{max}}$	$0.50 I_{\text{max}}$	Дата	$0.25 I_{\text{max}}$	$0.50 I_{\text{max}}$
02.07.1979	3481 км/с	1313 км/с	21.11.1981	3209 км/с	1274 км/с
22.11.1979	3548	1847	17.07.1982	3132	956
16.06.1980	4024	2148	18.07.1982	3019	1073
15.09.1980	3283	1576	28.09.1982	3120	868
03.11.1981	2839	1018	13.10.1984	3086	1247
15.11.1981	1481	524	29-31.07.2008	1314 ± 20	705 ± 18
[OIII] $\lambda 5007\text{\AA}$					
Дата	$0.25 I_{\text{max}}$	$0.50 I_{\text{max}}$			
29.07.2008	551 ± 25 км/с	396 ± 12 км/с			
30.07.2008	618 ± 9	443 ± 5			
31.07.2008	595 ± 5	417 ± 3			

наблюдений. Во второй, третьей, пятой и шестой колонках - ширины профилей выбранных эмиссионных линий на двух уровнях яркости их пика. Наклонным шрифтом отмечены экстремальные значения ширины профилей линий в соответствующие эпохи наблюдений. Данные Розенблатта и др. [20], представленные в таблице, показывают рост скорости газа в области свечения водорода с 1979 по 1980гг. Затем, на интервале времени примерно полтора года (июнь 1980г. - середина ноября 1981г.) происходит уменьшение скорости газа в этой области. Фактор уменьшения на уровне $0.25 I_{\text{---}}$ и $0.50 I_{\text{---}}$ составил 3 и 4, соответственно. Наблюдаемая динамика газа в зоне излучения водорода в указанные два интервала времени обусловлена фазой активности ядра галактики. Данные фотометрического мониторинга в фильтре V галактики NGC7469, опубликованные в [21], демонстрируют состояние активности ее ядра на шкале времени ~40 лет. Эти ряды позволяют судить о фазе активности ядра галактики, включая эпоху наблюдений - июль 2008г. Информация, собранная в таблице, анализировалась. Результаты анализа не показали заметных изменений скорости газа в водородной области на шкале времени 3 года (конец ноября 1981г. - октябрь 1984г.). Кроме того, данные таблицы указывают на важный наблюдательный факт. Во второй половине ноября 1981г., в течение 6 дней, происходил значительный рост скорости газа в зоне излучения водорода. Фактор роста составил 2. Это служит свидетельством проявления вспышечной активности ядра исследуемой галактики, которая может иметь место, в том числе, при смене фаз его яркости. Следует отметить, что вспышечная форма активности ядер сейфертовских галактик - наблюдаемый факт их эволюции во времени. Физическая природа этих объектов не исключает неравномерного распределения вещества (газ и пыль в виде облаков) в аккреционном диске (АД), вращающегося вокруг сверхмассивной черной дыры (ЧД). Силы гравитации, создаваемые ЧД, сжимают и разогревают вещество аккреционного диска. При этом в области повышенной плотности вещества АД могут возникать короткие вспышки. В зонах пониженной плотности вещества АД возникает сценарий его накопления. Можно полагать, что период длительного накопления вещества в таких зонах тождественен эпохе минимума яркости ядра галактики. Активность ядер сейфертовских галактик, проявляемая в виде вспышек на короткой шкале времени, имеет место как в Sy1, так и в Sy2. Например, трехдневная вспышка в области свечения водорода была выявлена по наблюдениям галактики NGC3227, имеющей тип Sy2, [22,23]. Исследования спектральных данных, полученных по наблюдениям галактики NGC7469 в июле 2008г., показали низкую скорость газа в водородной зоне излучения ее ядра. На уровне $0.25 I_{\text{---}}$ и $0.50 I_{\text{---}}$ величина скорости составила 1314 км/с и 705 км/с, соответственно. Близкие по величине скорости газа в зоне свечения линии H β наблюдались в середине

ноября 1981г. (фаза минимума активности ядра NGC7469). Эта фаза была продолжительной и прелестествовала короткой 6-ти дневной вспышке. В эту эпоху наблюдений скорости газа на двух уровнях ($0.25 I_{\text{ядро}}$ и $0.50 I_{\text{ядро}}$) яркости пика линии H β принимали значения 1481 км/с и 524 км/с, соответственно. Было проведено сопоставление скорости газа в зоне свечения водорода ядра галактики NGC7469 в эпохи наблюдений 1981г. (минимум яркости ядра галактики) и 2008г. Полнота сопоставления обеспечивалась привлечением фотометрических данных (кривая блеска в фильтре V, рис.3), опубликованных Дорошенко и др. [24]. Верхняя ось абсцисс отображает эпохи наблюдений в годах, нижняя ось абсцисс - эпохи наблюдений в юлианских днях. Звездная величина галактики в фильтре V в соответствующую эпоху наблюдений отложена по оси ординат. На рисунке стрелкой показана эпоха 2008г. Яркость галактики в этом фильтре на данную эпоху составила $-13^m.2$. Согласно рис.3 фаза минимума активности ядра галактики имела место в ноябре 1981г. и в июле 2008г. В нашей работе анализ изменений скорости газа в водородной зоне излучения ядра галактики показал следующее. Эпоха 2008г. характеризуется фазой минимума активности ядра галактики. При этом смена типа активности ядра галактики не выявлена. На это указывает существенное отличие скорости газа в зонах свечения водорода и запрещенной линии кислорода [OIII] $\lambda 5007\text{\AA}$. Фактор отличия скоростей газа этих двух зон составляет -2 . Интересные результаты представлены в работе Гайсиной и др. [25]. Авторы выявили особенности эволюции спектра ядра

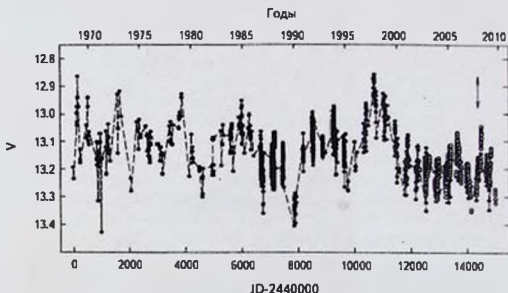


Рис.3. Изменения блеска галактики NGC7469 в фильтре V на шкале времени 20 лет, согласно работе Дорошенко и др. [24].

галактики NGC7469 в эпоху глубокого минимума его яркости - 1989г. (согласуется с рис.3). Исследователи отметили отсутствие широких крыльев в профилях эмиссионных линий H α , H β и смену типа активности ядра галактики с Sy1 на Sy2.

3.2. *Относительные интенсивности эмиссионных линий на шкале времени десятилетия.* Представляло интерес проследить изменение во времени другой важной спектральной характеристики излучения ядра галактики NGC7469 - относительной интенсивности ярких эмиссионных линий в оптическом спектре ее ядра. С этой целью был использован наблюдательный материал, полученный разными исследователями на разных телескопах, представленный в табл.2. Следует отметить сложность проведения сравнительного анализа указанной спектральной характеристики в силу разброса

Таблица 2

**ОТНОСИТЕЛЬНЫЕ ИНТЕНСИВНОСТИ ЯРКИХ
ЭМИССИОННЫХ ЛИНИЙ В СПЕКТРЕ ЯДРА ГАЛАКТИКИ
NGC7469 НА ИНТЕРВАЛЕ ВРЕМЕНИ ДЕСЯТКИ ЛЕТ**

Яркость ядра		Средняя	Мин.	Макс.	Макс.	Мин.	Мин.
Эпоха наблюд.	2008	1986[26]	1976[28,29]	1972[16]	1968[27,29]	1964[29]	1942[8]
Условия наблюдения	1.5-м, 1"8, 1.4 Å /пикс. 7 Å	1-м, 8", 5 Å	1.25-м, 25" 100 Å	2.6-м, 2" 380 Å /мм	3-м, 10" 140 Å /мм	1.25-м, 4", 6 Å, 140 Å /мм	1.5-м, 195 Å /мм
3727 Å [OII]	0.31±0.03 0.50	0.55	-	0.16	0.16	0.10	0.15
3869 Å [NeIII]	0.22±0.01 0.28	0.40	-	-	-	-	-
3968 Å [NeIII]	0.12±0.01 0.15	0.28	-	0.32	-	-	-
4101 Å H δ	0.27±0.01 0.32	0.31	-	0.55	0.30	0.30	0.35
4340+63 Å H γ	0.39±0.01 0.44	0.51	-	0.72	0.40	0.60	0.60
4861 Å H β	1.00	1.00	1.00	1.00	1.00	1.00	1.00
4959 Å [OIII]	0.94±0.02	0.99	0.41	-	1.24	0.30	-
5007 Å [OIII]	2.83±0.05 2.92	-	1.23	-	-	0.80	-
6300 Å [OI]	0.27±0.01						
6563+84 Å H α	5.97±0.19 4.4	4.47	3.78	11.5	3.83	-	-
6717 Å [SII]	0.50±0.03 0.36	-	-	-	-	-	-

данных таблицы. Этот разброс объясняется разными условиями наблюдений. Кроме того, определенный вклад в существующий разброс вносит континуум, переменный и неоднородный в диапазоне длин волн от УФ до ИК. Тем не менее, была проведена количественная оценка изменений относительной интенсивности эмиссионных линий. В табл.2 интенсивности всех ярких эмиссионных линий показаны в долях интенсивности линии $H\beta$. В первой и второй строках таблицы указано состояние яркости ядра галактики в соответствующие эпохи наблюдений, согласно фотометрическим данным, приведенным в работах Лютого [9,10], Дорошенко и др. [21]. Ссылки опубликованных спектральных данных, полученные другими исследователями, и использованные нами в работе, приведены в квадратных скобках. Третья строка отражает условия наблюдений, при которых получены спектральные данные (диаметр телескопа, щель спектрографа, разрешение, дисперсия). Четвертая - четырнадцатая строки первой колонки таблицы содержат длины волн, выраженные в ангстремах, и соответствующие им названия иона. Относительные интенсивности, полученные по наблюдениям в разные эпохи яркости ядра галактики, даны со второй по восьмую колонки. В работе Поляковой [31] приведены отношения наблюдаемых $(I_\lambda / I(H\beta))_{\text{набл}}$ и исправленных за межзвездное покраснение $(I_\lambda / I(H\beta))_{\text{испр}}$ относительных интенсивностей эмиссионных линий. Мы использовали эти данные при исправлении относительных интенсивностей эмиссионных линий за межзвездное поглощение, полученных в эпоху 2008г. Во второй колонке таблицы наклонным шрифтом приведены исправленные величины. Далее проводился сравнительный анализ изменений во времени относительных интенсивностей как узких, так и широких эмиссионных линий. Из табл.2 видно, что величина относительной интенсивности запрещенной линии $[OII] \lambda 3727\text{\AA}$ от эпохи к эпохе имеет заметное отличие. Ее завышенное значение в эпоху 2008г. (в сравнении с эпохами 1964г., 1972г.) может быть обусловлено, в том числе, большими шумами на краю спектра в ближнем ультрафиолете. Наличие таких шумов обуславливает сложность проведения континуума в этой части спектра. В силу этого степень достоверности величины относительной интенсивности эмиссионной линии $[OII] \lambda 3727\text{\AA}$ в эпоху 2008г. низкая. На интервале времени 22 года (2008г. и 1986г.) изменение относительной интенсивности другой запрещенной линии - $[NeIII] \lambda 3869\text{\AA}$, не превышало фактор 2. Выявлено двукратное уменьшение относительной интенсивности линии $[NeIII] \lambda 3967\text{\AA}$ на шкале времени 36 лет (2008-1972гг.) и 22 года (2008-1986гг.). Значимого уменьшения относительной интенсивности линии $[OIII] \lambda 4959\text{\AA}$ за 40 лет (2008-1968гг.) и за 22 года (2008-1986гг.) не отмечено. Изменение относительных интенсивностей трех линий серии Бальмера во времени показаны на рис.4. Согласно рисунку максимальное значение относительных интенсивностей

водородных линий наблюдается в эпоху максимума яркости ядра галактики - 1972г. Эта картина согласуется с фотометрическими наблюдениями в фильтре V (рис.3). Следует отметить, что бальмеровский декремент крутой и сохраняет переменность на большом интервале времени. Проведенный

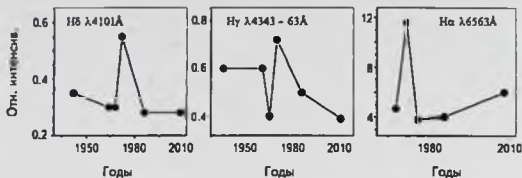


Рис.4. Относительные интенсивности бальмеровских линий на шкале времени десятилетия.

анализ изменений во времени относительных интенсивностей эмиссионных линий в оптическом спектре ядра галактики NGC7469 служит указанием того, что в эпоху 2008г. ядро галактики находилось в фазе минимума его активности. Имеющиеся спектральные данные позволили дать оценку физическим характеристикам зоны излучения линии [OIII] $\lambda 5007\text{\AA}$ - электронной температуре (T_e), электронной концентрации (n_e). В астрофизике известен метод, разработанный В.А.Амбарцумяном, определения T_e по отношению интенсивностей небулярной ($\lambda 5007\text{\AA}$) и авроральной ($\lambda 4363\text{\AA}$) линий иона [OIII]. В наших расчетах указанных параметров необходимо было принять во внимание наличие недоучета (из-за отсутствия энергетической привязки к звезде-стандарту с известным распределением энергии) при определении относительных интенсивностей эмиссионных линий в спектре ядра галактики NGC7469. Условия наблюдений в июле 2008г. не позволяли иметь отдельные контуры линий $\lambda 4340\text{\AA}$ и $\lambda 4363\text{\AA}$. По этой причине были приняты некоторые допущения в расчете T_e и n_e , указанные ниже. Наблюдательные данные, опубликованные Остерброком [32], были получены в 1974г. Согласно этим данным соотношение интенсивностей линий $\lambda 4340\text{\AA}$ и $\lambda 4363\text{\AA}$ в указанную эпоху составляет 17.7. Анализ кривой блеска, представленной на рис.3, позволяет предположить, что в 1974г. и 2008г. ядро галактики NGC7469 имело приблизительно одинаковую яркость. Исходя из этого, было принято допущение, что соотношение интенсивностей линий $\lambda 4340\text{\AA}$ и $\lambda 4363\text{\AA}$ в отмеченные две эпохи одинаковое. С учетом принятого допущения и данных табл.2 были вычислены два значения интенсивности линии $\lambda 4363\text{\AA}$ (с поправкой и без поправки межзвездного поглощения: 0.025 и 0.022, соот-

ветственно) для эпохи 2008г. Далее расчет электронной температуры проводился по известной формуле:

$$T_e = 14300 / [\log(I_{5007} / \log I_{4341} - 0.57) - 0.68].$$

Величины T_e для двух расчетов получились близкими: $1.07 \cdot 10^4$ К и $1.0 \cdot 10^4$ К, соответственно. Рассчитанное значение T_e , а также графики равных отношений интенсивностей небулярной и ауральной линий, опубликованные Боярчуком и др. [33], позволили оценить n_e в зоне свечения [OIII]. Величина электронной плотности составила $\sim 2.5 \cdot 10^5 \text{ см}^{-3}$. Физические характеристики зоны излучения [OIII] (T_e , n_e), опубликованные разными исследователями, могут отличаться. Например, авторы работы [29] приводят следующие значения указанных характеристик: $T_e = 1.4 \cdot 10^4$ К, $n_e = 5 \cdot 10^6 \text{ см}^{-3}$. Остерброк в [32] дает (для галактик типа Sy1) такие интервалы величин T_e и n_e : $10^4 \text{ К} \div 1.5 \cdot 10^4 \text{ К}$ и $10^4 \text{ см}^{-3} \div 10^6 \text{ см}^{-3}$, соответственно. Значение электронной температуры, вычисленной нами, хорошо согласуется с результатами вышеупомянутых авторов. Величина n_e зоны излучения линии [OIII], определенная для эпохи наблюдений 2008г., является промежуточной в сравнении с данными, приведенными выше.

3.3. Изменение эквивалентных ширин (EW_λ) ярких эмиссионных линий в разные эпохи наблюдений ядра галактики NGC7469. Эквивалентные ширины эмиссионных линий являются также важной спектральной характеристикой излучения ядра галактики NGC 7469. Известно, что этой характеристике соответствует участок континуума, энергия которого равна энергии, заключенной в соседней с ним линии. В силу этого изменения

Таблица 3

**ЭКВИВАЛЕНТНЫЕ ШИРИНЫ ЭМИССИОННЫХ ЛИНИЙ
ОПТИЧЕСКОГО СПЕКТРА ЯДРА ГАЛАКТИКИ NGC7469,
ПОЛУЧЕННЫЕ В РАЗНЫЕ ЭПОХИ НАБЛЮДЕНИЙ**

Яркость ядра		Макс.	Макс.	Мин.	Макс.
$\lambda(\text{\AA})$, кон	07.2008	06.1984 [27]	10.1979 [31]	12.1974 [30]	12.1973 [30]
3727[OII]	4.7 ± 0.6	4.0	11 ± 1	-	-
3869[NeIII]	3.7 ± 0.1	2.1	7 ± 1	-	-
3968[NeIII]	3.5 ± 0.7	6.2	24 ± 3	-	-
4101 H δ	9.4 ± 0.9	11.1	22 ± 5	-	-
4340 H γ	9.6 ± 0.1	31.3	50 ± 20	-	-
4861 H β	20.5 ± 0.1	64.0	100 ± 10	48	56
4959[OIII]	9.4 ± 0.1	-	23 ± 3	8	17
5007[OIII]	28.5 ± 0.6	38.7	60 ± 10	33	48
6563+84 H α	174.1 ± 2.5	306.7	440 ± 35	151	245
6717[SII]	10.0 ± 0.6	-	22 ± 6	23	30

EW_{λ} и континуума взаимосвязаны. В нашей работе переменность во времени EW_{λ} эмиссионных линий в спектре галактики изучалась на основе наблюдательного материала, полученного разными исследователями и собранного в табл.3. Эквивалентные ширины линий серии Бальмера, линий разной степени ионизации: неона, серы, кислорода, характерные для оптического спектра ядра NGC7469, приведены в таблице для разных эпох наблюдений. На этапе сравнительного анализа изменений EW_{λ} во времени использовался фотометрический ряд наблюдений (мониторинг) галактики, представленный на рис.3. Такие мониторинги дают дополнительную информацию о взаимосвязи изменений континуума и эквивалентных ширин эмиссионных линий. Результаты проведенного сравнительного анализа следующие: эквивалентные ширины линий серии Бальмера претерпели уменьшение на шкале времени более 20-ти лет. За 24 года (2008-1984г.) уменьшение EW_{λ} линий H δ , H α составило фактор 1.2 и 1.8, соответственно. Степень уменьшения эквивалентных ширин линий H γ и H β в указанные фазы яркости ядра галактики была значимой. Ее величина достигала 3.3 и 3.0., соответственно. Кроме того, анализировались изменения во времени эквивалентных ширин узких запрещенных линий в спектре ядра галактики. Согласно рис.3, эпохи 1979г., 1984г. характеризуются максимумом яркости ядра галактики. Отмечено завышенное значение $EW_{\lambda 3727} [OII]$, $EW_{\lambda 3869} [NeIII]$ в эпоху 2008г. относительно их значений в эпоху 1984г. (15% и 44% для каждой из указанных линий, соответственно). Такая картина может объясняться трудностью проведения континуума из-за больших шумов в ближнем УФ участке спектра галактики. Отличие $EW_{\lambda 3727} [OII]$, $EW_{\lambda 3869} [NeIII]$ в эпоху 2008г. относительно их значений в эпоху абсолютного максимума яркости ядра галактики - 1979 составляет фактор 2.3 и 1.9, соответственно. Эквивалентная ширина дважды ионизованного неона $[NeIII] \lambda 3968\text{\AA}$, за 24 года (2008-1984) уменьшилась в 1.8 раза. Информация о величине эквивалентной ширины линии $[OIII] \lambda 4959\text{\AA}$ в эпоху максимума 1984г. в литературе отсутствовала. По этой причине изменения EW_{λ} линий кислорода $[OIII] \lambda 4959\text{\AA}$ и серы $[SII] \lambda 6717\text{\AA}$ рассматривались для эпохи 2008г. и 1979г. (другая эпоха максимума яркости ядра галактики). За период -30 лет EW_{λ} указанных линий заметно уменьшились. Фактор уменьшения составил 2.4 и 2.2, соответственно. Достаточный массив наблюдательных данных небулярной линии $[OIII] \lambda 5007\text{\AA}$ позволил провести анализ изменений ее эквивалентной ширины для четырех эпох активности ядра галактики. Были рассмотрены следующие эпохи: 2008г., 1984г. и 1973г. - две эпохи максимума, 1974г. - эпоха минимума. Результаты показали, что за два периода (2008-1984гг.; 2008-1973гг.) EW_{λ} линии $[OIII] \lambda 5007\text{\AA}$ уменьшились в 1.4 и в 1.7 раза, соответственно. Отличие значений эквивалентной ширины указанной линии

на интервалс 2008-1974гг. не превысило 13%. Результаты исследования изменений эквивалентных ширин ярких эмиссионных линий в спектре ядра сейфертовской галактики NGC7469 свидетельствуют о том, что эпоха 2008г. - фаза минимума его активности, подтверждаемая фотометрическими наблюдениями.

4. *Заключение.* На большом массиве наблюдательных данных прослежены изменения во времени важных спектральных характеристик излучения в оптическом спектре ядра сейфертовской галактики NGC7469. Результаты следующие:

1. На интервале времени 27лет (2008-1981гг.) скорость газа в зоне свечения водорода уменьшилась. Фактор этого уменьшения составил 2.

2. Выявлена вспышечная активность ядра галактики на короткой шкале времени (6 дней, ноябрь 1981г.).

3. Относительные интенсивности линий серии Бальмера и запрещенных линий претерпели уменьшение на интервале времени ~35-40 лет. Фактор уменьшения варьировался от 1.5 до 2.0.

4. Эквивалентные ширины линий серии Бальмера ($H\delta$, $H\gamma$, $H\beta$, $H\alpha$) уменьшились на шкале времени 24 года (2008-1984гг.). Максимальный фактор уменьшения EW_{λ} отмечен для линии $H\gamma$ и составил 3.3. Выявлено уменьшение эквивалентных ширин запрещенных линий; за 24 года (2008-1984гг.) EW_{λ} линии $[NeIII] \lambda 3869\text{\AA}$ уменьшились в 1.8 раза. Фактор уменьшения EW_{λ} линий $[OIII] \lambda 4959\text{\AA}$, $[OIII] \lambda 5007\text{\AA}$, $[SII] \lambda 6717\text{\AA}$ за ~30 лет (2008-1979гг.) был не менее 2.

5. Заметное уменьшение исследованных спектральных характеристик на интервале времени ~35 лет - следствие ослабления активности (яркости) ядра галактики. Изменения яркости обусловлены изменениями континуума, которые хорошо прослеживаются длительными фотометрическими мониторингами, в том числе, в фильтре V.

6. Бальмеровский декремент сохраняет переменность на интервале времени 40 лет.

7. Результаты проведенных исследований спектральных характеристик излучения ядра сейфертовской галактики NGC7469 позволяют считать эпоху 2008г. фазой минимума его активности.

Автор благодарен И.Ф.Биюмаеву за предоставление спектральных данных, полученных по наблюдениям на РТТ-150.

CHARACTERISTICS OF THE EMISSION SPECTRUM
OF THE SEYFERT GALAXY NGC7469 NUCLEUS
ON THE TIME SCALE OF DECADES

L.M.SHARIPOVA

The main spectral characteristics (profiles, relative intensities and equivalent widths) of the brightest emission lines of the Seyfert galaxy NGC7469 nucleus radiation in different phases of its activity are studied in the work. The spectral data obtained on the 1.5-meter Russian-Turkish telescope (PTT-150) in July 2008 and data published in the literature by different researchers were used. These data made it possible to detect a noticeable decrease of the spectral characteristics over a time scale of 30 to 40 years. For example, the factor of reducing of the emission lines equivalent widths reached 2-3. The physical parameters (T_e , n_e) of the nebular line emission zone on the epoch 2008 are estimated. The study results showed that 2008 year is the epoch of the galaxy nucleus minimum activity. The spectral monitoring of a long time interval made it possible to detect the flare activity of the galaxy nucleus on a short time scale (November 1981) upon transition to the phase of its maximum activity.

Key words: *The Seyfert galaxies: NGC7469: activity epochs: the emission lines variability*

ЛИТЕРАТУРА

1. K.S.Anderson, *Astrophys. J.*, **182**, 369, 1973.
2. M.M. de Robertis, R.W.Pogge, *Astron. J.*, **301**, 727, 1986.
3. A.S.Wilson et al., *Astrophys. J.*, **310**, 121, 1986.
4. J.M.Mazzarella et al., *Astron. J.*, **107**, 1274, 1994.
5. E.Ye.Khachikian, D.Weedman, *Astrophysics*, **7**, 231, 1971.
6. T.J.Turner et al., *Astrophys. J.*, **412**, 72, 1993.
7. T.J.Turner, K.A.Pounds, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, **240**, 833, 1989.
8. C.K.Seyfert, *Astrophys. J.*, **97**, 28, 1943.
9. В.М.Лютый, *Астрон. ж.*, **49**, 930, 1972.
10. В.М.Лютый, *Астрон. ж.*, **54**, 1153, 1977.
11. А.А.Асланов и др., *Письма в Астрон. ж.*, **15**, 308, 1989.
12. D.Dultzin-Nacyan et al., *Astron. J.*, **103**, 1769, 1992.
13. N.Marshall et al., *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, **194**, 987, 1981.

14. *P.Barr*, Mon. Not. Roy. Astron. Soc., **223**, 29, 1986.
15. *R.Walter, H.Fink*, Astron. Astrophys., **254**, 71, 1993.
16. *И.И.Проник*, Астрон. ж., **52**, 481, 1975.
17. *A.G. de Bruyn*, in: P.A.Wayman (ed.), Highlights Astronomy 5, Reidel, Dordrecht, p.631, 1980.
18. *B.A.M.Westin*, Astron. Astrophys., **132**, 136, 1984.
19. *К.К.Чураев и др.*, Письма в Астрон. ж., **16**, 867, 1990.
20. *E.I.Rosenblatt et al.*, Astrophys. J. Suppl., **81**, 59, 1992.
21. *В.Т.Дорошенко, В.М.Лютый, В.Ю.Рахимов*, Письма в Астрон. ж., **15**, 483, 1989.
22. *I.I.Pronik, L.P.Melik*, Astron. Astrophys. Transactions, **23**, 509, 2004.
23. *Л.П.Метик, И.И.Проник, Л.М.Шарипова*, Астрофизика, **49**, 499, 2006, (Astrophysics, **49**, 427, 2006).
24. *В.Т.Дорошенко и др.*, Письма в Астрон. ж., **36**, 643, 2010.
25. *В.Н.Гайсина и др.*, Известия Национальной академии наук Республики Казахстан, серия физико-математическая, **5**, 15, 2013.
26. *Ch.J.Bonnatto, M.J.Pastoriza*, Astrophys. J., **353**, 445, 1990.
27. *S.L.Morris, M.J.Ward*, Mon. Not. Roy. Astron. Soc., **230**, 639, 1988.
28. *E.J.Wampler*, Astrophys. J., **164**, 1, 1971.
29. *Э.А.Дибай, В.И.Проник*, Астрон. ж., **44**, 952, 1967.
30. *В.Т.Дорошенко, В.Ю.Теребизж*, Труды Государственного Астрономического института им. П.К.Штернберга, **55**, 64, 1983.
31. *Г.Д.Палякова*, Астрофизика, **28**, 19, 1988, (Astrophysics, **28**, 10, 1988).
32. *D.Osterbrock*, Astrophys. J., **215**, 733, 1977.
33. *А.А.Боярчук и др.*, Изв. Крымск. астрофиз. обсерв., **39**, 147, 1969.

ПАНОРАМНАЯ СПЕКТРОСКОПИЯ ГАЛАКТИК
С ОЧАГАМИ ЗВЕЗДООБРАЗОВАНИЯ.
ИССЛЕДОВАНИЕ SBS0750+603A

С.А.АКОПЯН

Поступила 14 марта 2018

Принята к печати 20 июня 2018

Приводятся результаты 3D-спектроскопии галактики SBS0750+603A, полученные по наблюдениям на 6-м телескопе Специальной астрофизической обсерватории (САО) РАН с использованием панорамного спектрографа MPFS. Работа проводилась в рамках детальных исследований галактик с активным звездообразованием, входящих в одну из семи избранных выборок, сформированных на базе Второго Бюраканского спектрального обзора неба. Исследуются комплексно сопряженные задачи, связанные с процессами звездообразования в эволюционной цепи галактик. Проведен анализ распределений по полю галактики SBS0750+603A параметров рекомбинационной линии водорода H α и запрещенных дублетов [NII] 6548, 6583 изота и [SII] 6716, 6731 серы. Выявлены три основные компоненты галактики с четырьмя областями HII, которые расположены вдоль оси с полюсным углом PA $\sim$ 140°. По полю радиальных скоростей подтверждается нерегулярность структуры и выявляется вращение вокруг оси как основной характеристики кинематики газовых масс. В качестве параметров, характеризующих области HII, приводятся значения эквивалентных радиусов, R_e , светимостей в линии L(H α), темпа звездообразования SFR(H α), которые изменяются в диапазоне 0.7-0.11 $M_{\odot}$ /год, и другие.

Ключевые слова: 3D-спектроскопия; H α -излучение; области HII-объект:
SBS 0750+603A

1. *Введение.* Частью нашей программы комплексного изучения галактик семи избранных полей [1] Второго Бюраканского спектрального обзора неба, SBS (Second Byurakan Spectral Survey) [2], являются детальные исследования галактик с предварительно установленными признаками звездообразования [3]. Высокую результативность обеспечивает проведение панорамной (3D) спектроскопии, позволяя определить структурно-морфологические особенности объекта. Выявление и изучение посредством определения численных характеристик отдельных областей ионизованного водорода, областей HII, составляет основу схемы детальных исследований. Накопление однородного статистического материала по галактикам пространственно организованных выборок, исследуемых нами, открывает дальнейшую перспективу - по углубленному изучению процессов звездообразования и сопряженных эволюционных задач.

В немногочисленных публикациях исследуемая галактика фигурирует, преимущественно, в качестве объекта SBS-обзора. В его списки он был

включен по наличию на пиктодисперсионных спектрах ультрафиолетового континуума и эмиссионных линий - обоих критериев отбора, использованных в SBS. По данным последующей шелевой спектроскопии галактика имеет предварительную классификацию SFGcont (Star-forming Galaxy - continual), что, согласно используемой нами классификационной схеме [4], соответствует континуальной фазе звездообразовательной активности.

Основные данные, имеющиеся в NED (<http://nedwww.ipac.caltech.edu/>) и HYPERLEDA (<http://leda.univ-lyon.fr/>), приводятся в табл. 1. Об интегральной яркости объекта можно судить по значению $B_1 = 17^m.57$, полученному в синих лучах по результатам ПЗС-фотометрии и соответствующей абсолютной величине $M_B = -18^m.27$ [5]. С галактикой ассоциируется по источнику в обзорах GALEX (<http://galex.stsci.edu/>), регистрирующем ближний и дальний ультрафиолетовый диапазон спектра, и WISE (<http://isa.ipac.caltech.edu/>), регистрирующем инфракрасное излучение. Расположена галактика вне зоны, покрытой Слоановским обзором SDSS (Sloan Digital Sky Survey), включая релиз DR14.

Таблица 1

БАЗОВАЯ ИНФОРМАЦИЯ ПО ГАЛАКТИКЕ SBS0750+603A

Экв.координаты (J2000)	07 ^h 55 ^m 08 ^s .90 +60°11'00".0
Альтернативные обозначения	PGC022182, SBS0751+603A
Видимый размер (arcmin)	0.50x0.29
Красное смещение (z)	0.0359
Позиционный угол (PA-deg)	125

2. Наблюдения и обработка данных. Наблюдения галактики SBS0750+603A выполнялись в Специальной астрофизической обсерватории (<http://www.sao.ru>), на 6-м телескопе БТА 24 декабря 2006г. С целью проведения панорамной спектроскопии использовался предназначенный для первичного фокуса телескопа мультиспектральный спектрограф MPFS [6], в комбинации с ПЗС серии EEV42 с матрицей 2048x2048 элементов. Зарегистрированы пять экспозиций, каждая длительностью 1200с, при качестве изображений $\sim 1''$.3.

Поле наблюдений размером 16x16 угл. с² имеет дискретизацию в 1 угл. с. С использованием дифракционной решетки 1200 штрих/мм, получены спектральные данные с дисперсией в 0.76 Å /мм в диапазоне длин волн 625-775 нм.

При выполнении наблюдений был получен стандартный набор исходных данных, необходимых для обработки полученного материала. В качестве спектрофотометрического стандарта наблюдались звезды BD+26°4655 и BD+75°325, для калибровки по длинам волн регистрировалось излучение

неон-аргоновой лампы.

При проведении первичной обработки, включающей калибровку данных по длинам волн и потокам, для визуализации и анализа данных использовались программы на языке IDL [7] и программный пакет ADHOCw (<http://www-obs.cnrs.fr/ADHOC>). При определении параметров линий использовалась гаусс-аппроксимация спектральных профилей.

3. *Излучение галактики SBS0750+603A в рекомбинационной линии водорода H α* . Полученная по наблюдениям карта H α -излучения галактики SBS0750+603A показана на рис.1а фоновыми градиациями и изолиниями, прочерченными в суперпозиции с ними. В качестве областей ионизованного водорода в распределении интенсивностей выявляются три основных компонента. Они выстроены вдоль линии с позиционным углом $\sim 140^\circ$, которую в дальнейшем будем называть большой осью галактики, и обозначены A, B, C по убыванию визуальных размеров и яркости. Отсутствие ядра, отмеченное ранее в [8], обусловленное "недостатком излучения" по центру исследуемого объекта, визуально делит галактику на две части, которые ниже упоминаются как южная, с компонентой A и северная, с компонентами B и C, соответственно. Структура распределения интенсивностей по полю компоненты A и наличие двух пиков, первичного, A1, и вторичного, A2, показывают, что компонента A, в свою очередь, сформирована из двух областей HII. На рис.1b, повторяющем фон рис.1a, без изолиний, положения четырех пиков отмечены названиями соответствующих областей HII.

На структурную общность двух частей галактики косвенно указывает распределение излучения в континууме. Его основная доля исходит от



Рис.1. Распределение интенсивности излучения галактики SBS0750+603A в линии H α показано фоновыми градиациями: а) и изолиниями в линии H α : б) в линии H α с указанием положения пиков интенсивностей в компонентах A,B,C; в) в небольшом отрезке континуума с указанием положения пика данного распределения. На рисунках повторяется тот же информативный фрагмент поля, урезанный с южной и восточной сторонами, до размеров $13'' \times 12''$, соответственно.

области, связанной с компонентой А, и убывает при удалении от нее в направлении к компонентам С и В, что отображает рис.1с. Единственный пик в распределении интенсивности излучения континуума совпадает с первичным пиком $H\alpha$ -излучения, А1.

На рис.2 приводится наиболее информативный отрезок волнового диапазона наблюдений со спектрами, полученными в пиках $H\alpha$ -излучения четырех областей НII. Масштаб рисунка по ординате, с абсолютными значениями интенсивностей, позволяет видеть соотношение амплитуд в линии $H\alpha$, в частности, лишь небольшое различие между значениями в пиках А1 и А2. Полученные в пиках компонент значения интенсивностей излучения в линии $H\alpha$, $I(H\alpha)_{\text{max}}$, приводятся в табл.2.

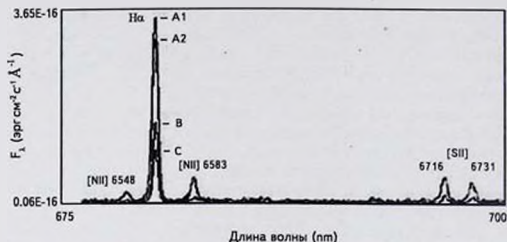


Рис 2. Показаны спектрограммы, соответствующие пикам четырех областей НII галактики SBS0750+603A в наиболее информативной части зарегистрированного при наблюдениях диапазона длин волн.

В табл.2 собраны некоторые численные характеристики областей ионизованного водорода А1, А2, В и С галактики SBS0750+603A. Очередность столбцов таблицы, в которых даются параметры областей НII, соответствует расположению этих областей вдоль большой оси галактики. Параметры, полученные в элементах матрицы, соответствующих пикам $H\alpha$ -излучения областей НII, отмечены индексом "max". Это интенсивность излучения в линии $H\alpha$ и в запрещенных линиях азота [NII] 6583 и серы [SII] 6716, [SII] 6731, и значения радиальных скоростей, которые использовались, в частности, для определения расстояния до каждой компоненты. В соответствии с принятой нами, в качестве системной, скорости в 11000 км/с, расстояние до SBS0750+603A составляет 146.7 Мпк, при значении постоянной Хаббла $H = 75 \text{ км/с/Мпк}$. Эквивалентные радиусы областей НII вычислялись по формуле

$R_{\text{eq}} = (S/\pi)^{0.5}$, в которой площадь излучающей поверхности S каждой из компонент определяется числом элементов, превышающих по интенсивности излучения в линии $\text{H}\alpha$, порог в 10%-ов от значений $I(\text{H}\alpha)_{\text{max}}$.

Те же площади S использовались при вычислении интегральных величин - потоков f , и светимостей L в линиях и, также при усреднении отношения интенсивностей в запрещенных линиях серы $[\text{SII}]6716/[\text{SII}]6731$, характеризующей электронную концентрацию n_e . Оценка темпов протекающего в областях HII звездообразования, SFR, дана в соответствии со стандартной формулой $\text{SFR}(\text{H}\alpha) (M_{\odot}) = 7.9 \times 10^{-42} L(\text{H}\alpha)$ [9]. В качестве часто используемых параметров, характеризующих области HII, в таблице приводятся отношения интенсивностей запрещенных и разрешенных линий, $R_1^1 = [\text{NII}]6583/\text{H}\alpha$ и

Таблица 2

ЧИСЛЕННЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ОБЛАСТЕЙ HII ГАЛАКТИКИ SBS0750+603A

	A2	A1	C	B
$V_r \text{ max (км/с)}$	10998	11004	11009	11019
$R_e \text{ (пк)}$	1330	1447	1269	1392
$L(\text{H}\alpha) (10^{-44} \text{ эрг/с})$	1.467	1.830	0.490	0.844
$\text{SFR}(\text{H}\alpha) (M_{\odot}/\text{год})$	0.11	0.14	0.04	0.07
$I(\text{H}\alpha)_{\text{max}} (10^{-16} \text{ эрг/см}^2 \text{с})$	11.94	14.03	3.17	7.15
$I([\text{NII}]6583)_{\text{max}} (10^{-16} \text{ эрг/см}^2 \text{с})$	1.81	1.95	-	0.73
$I([\text{SII}]6716)_{\text{max}} (10^{-16} \text{ эрг/см}^2 \text{с})$	1.91	2.02	0.56	0.69
$I([\text{SII}]6731)_{\text{max}} (10^{-16} \text{ эрг/см}^2 \text{с})$	1.55	1.59	0.58	0.65
$f(\text{H}\alpha) (10^{-16} \text{ эрг/см}^2 \text{с})$	56.69	71.03	18.98	32.66
$f([\text{NII}]6583)_{\text{max}} (10^{-16} \text{ эрг/см}^2 \text{с})$	10.10	12.10	1.03	2.17
$f([\text{SII}](6716+6731))_{\text{max}} (10^{-16} \text{ эрг/см}^2 \text{с})$	20.2	24.7	5.71	8.06
$(n_e)_{\text{cp}}$	1.09	1.14	0.70	0.46
R_1^1	0.18	0.17	0.05	0.07
R_1^2	0.36	0.35	0.30	0.24
R_1^1/R_1^2	2.0	2.06	6.0	3.4

$R_1^2 = [\text{SII}](6716 + 6731)/\text{H}\alpha$. Ранее, при аналогичном данному, исследовании другого объекта [10], нами была установлена зависимость отношения интенсивности в линии азота $[\text{NII}]6583$ к суммарной, по линиям дублета серы $[\text{SII}]6716, 6731$, интенсивности, от значений темпов звездообразования, SFR. Соответствующие этому отношению значения, обозначены как отношение R_1^1/R_1^2 (табл.2).

4. *Поле радиальных скоростей.* Поле радиальных скоростей галактики подвержено общей тенденции. Она заключается в поступательном изменении значений $V_r(\text{H}\alpha)$, если проследживать их вдоль любой нормали, пересекающей

большую ось галактики. Трассировка кривой на рис.3б, полученная аппроксимацией всех значений, отображает интегральный эффект этой тенденции. Распределение значений $V_r(\text{H}\alpha)$ по полю галактики показано фоновыми градиентами серого на рис.3а. Более светлым оттенкам, наблюдаемым вдоль северной границы, соответствуют максимальные в поле значения, -11050 км/с, наиболее темным, вдоль южной границы - минимальные, -10950 км/с. Для диапазона $10965-11000$ км/с в суперпозиции с фоном показаны и изолинии $V_r(\text{H}\alpha)$. Их чередующиеся, вытянутые вдоль галактики контуры более наглядно передают общую картину, интерпретацией которой является вращение газовых масс вокруг большой оси галактики. Изменение скоростей в поперечном к оси

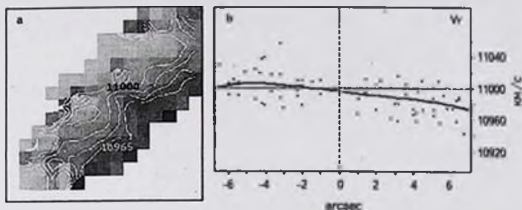


Рис.3 а) Распределение радиальных скоростей $V_r(\text{H}\alpha)$ показано фоновыми градиентами серого, во всем диапазоне значений, и изолиниями, в узком диапазоне $10965-11000$ км/с; б) аппроксимированная по $V_r(\text{H}\alpha)$ кривая иллюстрирует (слева направо) постепенное уменьшение значений в направлении NE-SW по нормали к большой оси галактики с превышением ошибки измерения в -17 км/с.

направлении заведомо превышает ошибку измерений, составляющую -17 км/с, - достаточно сравнить подписи к изолиниям. Градиент указанных изменений, наименьший в пределах компоненты А, увеличивается к центральной части галактики.

Флуктуации значений $V_r(\text{H}\alpha)$, регистрируемые вдоль изолиний, небольшие - лишь по краям оси разница превышает ошибку измерений. В частности, разница значений $V_r(\text{H}\alpha)_{\text{max}}$ для компонент В и А2 составляет $\Delta V_r(\text{H}\alpha) = -11019(\text{В}) - 10998(\text{А2})$. Тем не менее, от А2 в направлении к компонентам А1 и далее, к С и В, вдоль осевых составляющих, наблюдается увеличение значений скоростей, что фиксируется и по значениям в пиках областей Н1 (см. табл.2), что естественно интерпретировать как наличие наклона большой оси галактики под небольшим углом к лучу зрения. Формируемая радиальными скоростями картина, в привязке к визуальной, позволяет охарактеризовать

морфологический тип галактики как иррегулярный, исключив вариант спиральной галактики, наблюдаемой с ребра.

5. *Излучение галактики в запрещенных линиях.* В полученном нами диапазоне спектра наблюдается излучение исследуемой галактики в линиях запрещенных дублетов ионизованного азота [NII] 6548, 6583 и серы [SII] 6716, 6731, что иллюстрирует рис.2, с представленными на нем спектрами пиков четырех областей НII. Некоторые данные по этим линиям приводятся в табл.2.

Основная доля излучения ионизованного азота в линиях запрещенного дублета исходит от ассоциируемой с компонентой А южной части галактики. Излучение северной части галактики формирует, преимущественно, линия [NII] 6583. По карте излучения в этой линии, показанной фоном рис.4а, можно судить о более интенсивном, по сравнению с С, излучении компоненты В, примерно в том же соотношении, что и в $H\alpha$. В качестве связки, для сравнения с распределениями других параметров, в суперпозиции с фоном приводятся изолинии $H\alpha$ -излучения, определяющие положения областей НII.

Телешидии, наблюдаемые в поле $H\alpha$ -скоростей, проявляются и в кинематике газов ионизованного азота, что показывает распределение радиальных скоростей, определенных по красной линии дублета, $V_r(6583)$. В пределах компоненты А скорости $V_r(6583)$ имеют почти ту же конфигурацию и диапазон, изменяясь по нормали к большой оси между средними по краям значениями 10960 км/с и 11001 км/с, и значения в пиках -10998.5 км/с. Среднее значение $V_r(6583) - 11005$ км/с в элементах компоненты С, в которых регистрируется излучение в линии $\lambda 6583\text{Å}$, чуть больше, чем $V_r(H\alpha)$. Иными выглядят

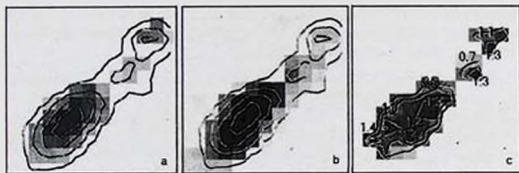


Рис.4. Фонowymi градиентами серого показано распределение по полю галактики интенсивности излучения: а) в запрещенной линии азота [NII] 6583 с изолиниями $H\alpha$ в суперпозиции; б) по сумме линий излучения в линиях серы [SII] 6716 и [SII] 6731 с изолиниями $H\alpha$ в суперпозиции; в) Отношение интенсивностей в запрещенных линиях серы [SII] 6716/[SII] 6731 приводится фонowymi градиентами и изолиниями, с приписанными к ним численными показателями. На рисунках повторяется тот же информативный фрагмент поля, урезанный с южной и восточной стороны до размеров $13'' \times 13''$, соответственно.

данные по компоненте В. При той же схеме, что по $H\alpha$ -скоростям, разброс значений $V_r(6583)$ здесь почти в три раза больше, а разница в пике составляет 62 км/с. В элементах с наибольшими значениями скоростей наблюдаются и наибольшие значения эквивалентной ширины в поле галактики, что позволяет предположить наличие расширяющейся, возможно асимметрично стратифицированной относительно излучающего в $H\alpha$ водорода, газовой компоненты ионизованного азота.

Обратное, в сравнении с азотом, соотношение между компонентами В и С наблюдается по излучению в запрещенных линиях дублета серы [SII]6716, 6731 - интенсивность излучения компоненты В в этих линиях заметно уступает интенсивности, регистрируемой от компоненты С. При этом излучение соседней с С компоненты А в запрещенных линиях ионизованной серы превалирует над излучением ионизованного азота как по интенсивности, так и по поверхностному охвату. Распределения на рис.4b и 4с соответствуют сумме и отношению интенсивностей в двух линиях дублета серы, соответственно.

Значениями отношения $I(\lambda 6716)/I(\lambda 6731)$ характеризуется электронная концентрация, n_e . Некоторая закономерность изменения этой величины прослеживается в южной части галактики, охватывающей компоненту А, о чем можно судить по численным значениям, усредненным внутри контуров изолиний n_e . Радиальные скорости, определенные по линиям [SII]6716, 6731, в северной части, в среднем, имеют большие значения, чем в южной части галактики. Об этом можно судить, в частности, по превышающей ошибку измерений разнице усредненных по двум линиям дублета значений V_r в пиках компонент - $V_r(A) \approx 10994$ км/с, $V_r(A2) \approx 10999$ км/с и $V_r(C) \approx 11019$ км/с, $V_r(B) \approx 11018$ км/с. Тем не менее, в поле скоростей, формируемом линиями дублета серы, в качестве основной, более выраженной, сохраняется тенденция поступательного изменения V_r по нормали к большой оси, при наибольшей разнице в ~ 40 км/с с двух приграничных сторон компоненты А.

6. Заключение. Приводятся результаты анализа распределений параметров по полю галактики SBS0750+603A, полученные по излучению объекта в рекомбинационной линии $H\alpha$ и запрещенных дублетах азота [NII]6548, 6583 и серы [SII]6716, 6731. Наблюдения выполнены с использованием мультизрачкового спектрографа MPFS на 6-м телескопе CAO РАН.

По результатам анализа данных установлена, в частности, иррегулярность морфологии галактики, выявлены три компоненты с четырьмя областями ионизованного водорода. Их эквивалентные радиусы меняются в диапазоне 1.2-1.5 кпк, темп звездообразования $SFR(H\alpha)$ - в диапазоне 0.4-0.11 $M_\odot$ /год. Определены и другие количественные характеристики областей HII, которые с использованием иных данных, имеющихся в литературе и базах данных,

будут проанализированы в нашей следующей статье. Выявленные в SBS0750+603A четыре области HII расположены вдоль большой оси галактики с позиционным углом -140° , которая ориентирована в пространстве под углом $-15-20^\circ$. Вокруг оси галактики происходит вращение газовых масс. Скорость вращения в -25 км/с, которая наблюдается в южной части галактики, включающей две более яркие области HII, поступательно растет вдоль оси, что схематически можно представить как ее закручивание в северной части, где расположены две менее яркие области HII.

Работа выполнена на наблюдательном материале, полученном на 6-м телескопе Специальной астрофизической обсерватории Российской Академии Наук, САО РАН, полученном при содействии сотрудников лаборатории спектроскопии и фотометрии внегалактических объектов: А.А.Смирновой, А.В.Моисеева и С.Н.Додонова, за что автор выражает им свою благодарность.

В работе использованы данные внегалактической базы данных NASA/IPAC Extragalactic Database (NED), которая управляется организациями Jet Propulsion Laboratory и California Institute of Technology по контракту с National Aeronautics and Space Administration и базы данных HyperLeda (<http://leda.univ-lyon1.fr/>, [11]).

Бюраканская астрофизическая обсерватория им. В.А.Амбарцумяна,
Армения, e-mail: susannahakopian@yahoo.com

PANORAMIC SPECTROSCOPY OF GALAXIES WITH STAR FORMATION REGIONS. STUDY OF SBS0750+603A

S.A.HAKOPIAN

On the base of 3D-spectroscopy, obtained from the observations with the 6-m telescope of Special Astrophysical Observatory of Russian Academy of Sciences (SAO RAS), new data on the galaxy SBS0750+603A are presented. The work was done in the course of detailed studies of star-forming galaxies, incoming in the seven selected samples, formed on the base of the Second Byurakan spectroscopical survey. Under investigations are complex conjugated tasks, connected to processes of starformation in a chain of evolution of galaxies. Parametric distributions over the fields of galaxies, extracted from the data cubes, give an opportunity to reveal HII-regions, determine their main numerical characteristics, providing thus more detalization itself and higher efficiency in using the numerous databases, as well.

The given data were obtained from surface distributions constructed for SBS 0750+603A in Balmer H α recombination line of hydrogen and forbidden lines of doublets of [NII] 6548, 6583 of nitrogen and [SII] 6716, 6731 of sulfur. Three main components with four HII-regions are revealed in the galaxy. From the obtained data it follows that the galaxy has irregular morphology with the components lain along the axe PA – 140°, and rotation around it is the main characteristic of gaseous mass's kinematics. Among the given, estimated for each HII-region parameters, there are values of equivalent radii, Req, luminosities L(H α), starformation rate SFR(H α), which vary in the range 0.7.-0.11 $M_{\odot}$ /year and others.

Key words: 3D-spectroscopy: H α -radiation: HII regions - individual: SBS 0750+603A

ЛИТЕРАТУРА

1. S.A.Hakopian, S.K.Balayan, Proceedings of IAU Symposium 194: Active Galactic Nuclei and Related Phenomena, held in Yerevan, Armenia, August 17-21, 1998, eds. Y.Terzian et al., 1999.
2. Б.Е.Маркарян, Дж.А.Степанян, *Астрофизика*, 19, 29, 1983, (*Astrophysics*, 19, 14, 1983).
3. S.A.Hakopian, S.N.Dodanov, A.V.Moiseev et al., Proceedings of IAU Symposium 321: Formation and Evolution of Galaxy Outskirts, held in Toledo, Spain, March 14-18, 2016, eds. Armando Gil de Paz et al., 2017.
4. Շ.Ա.Առօլյան, Շ.Կ.Բալայան, *Астрофизика*, 47, 443, 2004, (*Astrophysics*, 47, 378, 2004).
5. S.A.Pustil'nik, J.-M.Martin, W.K.Huchtmeier et al., *Astron. Astrophys.*, 389, 405, 2002.
6. V.L.Afanasiev, S.N.Dodanov, A.V.Moiseev, in "Stellar Dynamics: From Classic to Modern", (Eds L.P.Ossipkov and I.I.Nikiforov), St. Petersburg: Sobolev Astronomical Institute, 103, 2001.
7. А.А.Смирнова, А.В.Моисеев, В.Л.Афанасьев, *Письма в Астрон. ж.*, 32, 577, 2006, (*Astron. Lett.*, 32, 520, 2006).
8. Б.Е.Маркарян, В.А.Липовецкий, Дж.А.Степанян, *Астрофизика*, 21, 35, 1984, (*Astrophysics*, 21, 371, 1984).
9. R.C.J.Kennicutt, P.Tamblyn, C.E.Congdon, *Astrophys. J.*, 435, 22, 1994.
10. Շ.Ա.Առօլյան, Շ.Կ.Բալայան, Շ.Ն.Դոդոնով և ըր., *Астрофизика*, 55, 5, 2012, (*Astrophysics*, 55, 1, 2012).
11. D.Makarov, P.Prugniel et al., *Astron. Astrophys.*, 570, A13, 2014.

ФОТОМЕТРИЧЕСКИЕ И СПЕКТРАЛЬНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ ОБЪЕКТА EG And

Л.Н.КОНДРАТЬЕВА, Ф.К.РСПАЕВ, И.В.РЕВА, М.А.КРУТОВ

Поступила 29 марта 2018

Принята к печати 20 июня 2018

Симбиотический объект EG And состоит из звезды-гиганта (M4III) и белого карлика. Многочисленные исследования этого объекта показывают, что его кривая блеска имеет два минимума. Существуют различные гипотезы относительно источника вторичного минимума, но эта проблема еще не решена. В настоящей работе представлены результаты фотометрических и спектральных наблюдений EG And в 2009-2018гг.: величины B , V , R в системе Джонсона и потоки излучения в линиях $H\beta$ и $H\alpha$. Анализ полученных данных показал, что эмиссионные потоки коррелируют с орбитальной фазой. Максимальные значения потоков наблюдаются вблизи вторичного минимума. В то же время в главном минимуме эмиссионные потоки, ослабленные примерно в 7-10 раз, продолжают регистрироваться. Данный факт свидетельствует о том, что размеры ионизованной зоны превышают размеры звезды-гиганта. Кривая блеска в 2009-2018гг. в целом согласуется с предыдущими фотометрическими данными. Обнаружены быстрые (в пределах нескольких минут) колебания блеска объекта в фильтрах V и R с амплитудами $\sim 0^m.15 - 0^m.35$, соответственно.

Ключевые слова: *переменные звезды: симбиотические звезды: эмиссионные линии: индивидуальные объекты: EG And*

1. **Введение.** EG And (HD 4174, SAO 36618, BOSS 880, BD+39°167) является одной из самых ярких симбиотических систем, она состоит из гиганта спектрального класса M3III [1] и компактной звезды малой массы, обнаруженной по наблюдениям в УФ. Горячая звезда окружена зоной ионизованного газа, размеры которой зависят от плотности туманности в том или ином направлении и составляют $\sim 0.7-1.0R_g$ [3]. Ионизация происходит за счет энергии, получаемой при аккреции вещества из ветра красного гиганта на поверхность карлика, предполагаемая мощность процесса $10^4 M_\odot / \text{yr}$ [2]. Параметры орбиты и период обращения горячей компоненты рассматривались в работах [1-5]. В процессе исследований объекта были получены следующие значения периода: $P=470^d$ [4], 482^d [5], $481^d.1$ [3] и $482^d.57$ [1], и эксцентриситета орбиты $e=0.29$ [5], 0.14 [3] и 0.0 [1]. На основе последних данных [7] для периода принято значение $P=483^d.3$ и нулевой эксцентриситет орбиты. Все оценки проводились на базе измерения лучевых скоростей, тем не менее, реальность изменений периода со временем нуждается в подтверждении.

Фотометрические исследования в УФ и оптическом диапазонах проводятся

на протяжении десятков лет [6,8-12]. Два минимума - это отличительная черта кривой блеска этого объекта. Широкие минимумы происходят около фаз 0 и 0.55, что соответствует "нижнему" и "верхнему" "соединениям" холодной звезды. Интерпретация вторичного минимума пока неоднозначная. Горячая компонента по размерам слишком мала для того, чтобы "экранировать" излучение с поверхности гиганта. В качестве источника вторичного минимума рассматриваются эллипсоидальное искажение формы гиганта с полостью Роша [13] и эффект отражения [14]. Возможно, экранирование создается эмиссионной туманностью, окружающей горячую звезду [15,16].

Существует еще одна проблема, связанная с кривой блеска - большая дисперсия значений, полученных для одной и той же орбитальной фазы. Вероятнее всего это связано с переменностью характеристик звезды-гиганта и туманности, расположенной между звездами. За всю историю исследований EG And вспышечная активность не была зафиксирована.

Благодаря излучению горячей звезды, непрерывный спектр объекта усиливается в ультрафиолетовом диапазоне. В оптической области длин волн преимущественно наблюдается непрерывный спектр звезды-гиганта. Эмиссионный спектр представлен линиями водородной серии Бальмера. Слабые линии H ϵ 1, 4685 Å присутствуют на некоторых спектрограммах, но, в основном, они теряются на фоне сильного континуума [2,4,6,15,18].

EG And входит в программу исследований двойных звездных систем, выполняемую в Астрофизическом институте им. Фесенкова (АФИФ).

2. Наблюдения и обработка. В АФИФ спектральные наблюдения объекта, в основном, выполнялись на 1-м телескопе, установленном на наблюдательной станции в Ассы-Тургене, и на телескопе АЗТ-8 (70-см). Приемниками излучения на выходе спектрографов служат, соответственно, CCD камеры ST-8 (1530 x 1020, 9 μ) и SBIG STT-3200 (2184 x 1472, 6.8 μ). Доступный для наблюдений спектральный диапазон составляет ~3500 ангстрем (4000-7500 Å). Дополнительные спектральные наблюдения проводились на 1-м телескопе, установленном на Тянь-Шанской обсерватории. Телескоп оснащен новым дифракционным спектрографом, на выходе установлена CCD камера SBIG Aik-16200 (4498 x 3598, 6 μ). Она имеет повышенную чувствительность в ультрафиолете и, в принципе, позволяет получать спектрограммы в диапазоне от 3600 Å до 7500 Å. Журнал наблюдений приводится в табл.1.

В процессе наблюдений спектрограммы исследуемого объекта получаются с узкой (2"-3") и с широкой (7"-10") входной щелью. Наблюдения стандартной звезды с известным распределением энергии выполняются с широкой входной щелью, которая гарантирует прохождение и регистрацию всего потока излучения. Все полученные файлы проходят стандартную обработку: учет темнового

Таблица 1

ЖУРНАЛ НАБЛЮДЕНИЙ ОБЪЕКТА EG And

Дата наблюдений	Тип наблюдений	Инструмент
24.12.2008	Спектр	0.7-м АЗТ-8
23.10.2009	Фотометрия Спектр	0.7-м АЗТ-8
12.11.2009	Фотометрия Спектр	0.7-м АЗТ-8
16.11.2009	Фотометрия Спектр	0.7-м АЗТ-8
03.09.2010	Фотометрия Спектр	1-м Ассы
25.09.2011	Фотометрия Спектр	1-м Ассы
22.12.2011	Фотометрия Спектр	1-м Ассы
11.10.2012	Фотометрия Спектр	1-м Ассы
04.12.2012	Фотометрия	0.7-м АЗТ-8
02.09.2013	Фотометрия Спектр	1-м Ассы
07.09.2013	Фотометрия	1-м Ассы
03.10.2013	Фотометрия Спектр	1-м Ассы
04.11.2013	Фотометрия	1-м Ассы
23.08.2014	Фотометрия Спектр	1-м Ассы
21.10.2014	Фотометрия	1-м Ассы
22.11.2014	Фотометрия Спектр	1-м Ассы
11.08.2015	Фотометрия Спектр	1-м Ассы
08.12.2015	Фотометрия Спектр	1-м Ассы
27.08.2016	Фотометрия	1-м Ассы
05.10.2016	Спектр	1-м Ассы
06.10.2016	Фотометрия	1-м Ассы
27.10.2016	Фотометрия Спектр	1-м Ассы
01.11.2016	Фотометрия	1-м Ассы
22.07.2017	Спектр	0.7-м АЗТ-8
18.08.2017	Спектр	1-м ТШАО
16.09.2017	Спектр	1-м ТШАО
20.09.2017	Фотометрия Спектр	1-м Ассы
22.09.2017	Фотометрия Спектр	1-м Ассы
17.11.2017	Фотометрия Спектр	1-м Ассы
22.11.2017	Фотометрия Спектр	1-м Ассы
27.01.2018	Фотометрия	1-м ТШАО
04.01.2018	Фотометрия	1-м ТШАО
27.01.2018	Фотометрия	1-м ТШАО
05.03.2018	Фотометрия	1-м ТШАО
08.03.2018	Фотометрия	1-м ТШАО

фона, ошибки поля и атмосферного поглощения. Сравнение наблюдаемого распределения энергии в спектре стандарта с данными из Каталога дает возможность определить спектральную чувствительность аппаратуры. После обработки спектрограмм объекта с учетом всех поправок мы получаем потоки излучения в абсолютных энергетических единицах. Спектрограммы, полученные с узкой щелью и с разрешением 0.25-0.5 Å, используются для исследования структуры эмиссионных линий.

Для фотометрических наблюдений используются 3 инструмента АФИФ: два 1-м телескопа (Тянь-Шанской и Ассы-Тургеньской обсерваторий) и телескоп АЗТ-8. Для регистрации блеска объектов используется набор В, V, R фильтров Джонсона и следующие CCD камеры: ST-7 (756x510, 9μ) фирмы SBIG (1-м телескоп Ассы-Тургень), ST-8 (1530x1020, 9μ) фирмы SBIG (АЗТ-8) и Alta F16M (4096x4096, 9μ) фирмы Apogee (1-м телескоп ТШАО).

Процедура первичной обработки изображений состоит из стандартных операций с использованием служебных файлов Bias, Dark и Flat. Измерения изображений выполняются с использованием пакета стандартных программ MaximDL 6. Для учета атмосферной экстинкции и приведения полученных данных блеска к стандартной системе В, V, R, приготовлены системы соответствующих уравнений.

3. *Полученные результаты.* Результаты фотометрических наблюдений приводятся в табл.2. Орбитальная фаза горячей звезды определена по «феммеридам из работы [1]:

Таблица 2

ОЦЕНКИ БЛЕСКА ОБЪЕКТА EG And

Дата наблюдений	JD-2400000	Фаза	B	V	R
23.10.2009	55128.193	0.21	8.795±0.044	7.166±0.034	5.705±0.023
12.11.2009	55148.197	0.25	8.711±0.045	7.058±0.048	5.624±0.041
16.11.2009	55152.136	0.26	8.729±0.004	7.135±0.037	5.602±0.050
03.09.2010	55443.275	0.86	8.932±0.012	7.247±0.012	5.709±0.008
25.09.2011	55830.442	0.67	8.894±0.011	7.230±0.003	5.801±0.006
22.12.2011	55918.111	0.85	8.894±0.004	7.228±0.004	5.801±0.010
11.10.2012	56212.132	0.46	8.885±0.016	7.191±0.022	5.607±0.008
04.12.2012	56265.847	0.57	8.922±0.016	7.259±0.012	5.742±0.028
02.09.2013	56538.354	0.13	8.817±0.005	7.124±0.009	5.646±0.012
03.10.2013	56569.176	0.20	8.850±0.017	6.963±0.007	5.601±0.011
04.11.2013	56601.176	0.26	8.800±0.022	7.109±0.003	5.696±0.006
23.08.2014	56893.283	0.87	8.863±0.010	7.129±0.008	6.162±0.008
21.10.2014	56962.348	0.01	8.961±0.010	7.279±0.008	6.061±0.008
22.11.2014	56984.393	0.06	8.639±0.015	7.229±0.008	6.066±0.008
11.08.2015	57246.339	0.60	8.765±0.022	7.155±0.002	5.801±0.003
08.12.2015	57365.342	0.85	8.765±0.015	7.103±0.009	5.817±0.014
27.08.2016	57628.421	0.39	8.703±0.029	7.143±0.015	5.759±0.028
06.10.2016	57668.436	0.47	8.731±0.010	7.163±0.040	5.821±0.030
01.11.2016	57694.417	0.53	8.837±0.030	7.259±0.005	5.858±0.004
20.09.2017	58017.367	0.20	8.744±0.002	7.139±0.004	5.760±0.005
22.09.2017	58019.358	0.20	8.700±0.002	7.092±0.005	5.715±0.004
17.11.2017	58076.060	0.32	8.679±0.018	7.095±0.016	5.733±0.006
22.11.2017	58081.063	0.33	8.776±0.030	7.177±0.013	5.755±0.006
04.01.2018	58146.115	0.46	8.811±0.006	7.216±0.014	6.528±0.004
27.01.2018	58154.089	0.48	8.796±0.007	7.256±0.007	6.499±0.023
05.03.2018	58183.086	0.54	8.800±0.004	7.270±0.024	6.535±0.042
08.03.2018	58186.100	0.55	8.747±0.004	7.176±0.004	6.232±0.002

$$JD_{max} = 2450683.2(\pm 2.3) - 482.57(\pm 0.53) \times E.$$

На рис.1 и 2 приводятся значения B и V величин в зависимости от орбитальной фазы горячей компоненты. Дополнительно использовались результаты из работы [10]. Они восполняют явный недостаток наших данных для орбитальных фаз > 0.5 . По данным табл.2 амплитуды изменения блеска в трех фильтрах составляют ~ 0.3 при значительном разбросе точек на графике. Аппроксимация всего массива данных, включая результаты из работы [10], позволяет выявить тенденцию в фазовом распределении B и V значений. Отклонения точек от кривой полинома 6-го порядка соответствуют среднеквадратичной ошибке ± 0.04 . Оценка амплитуды изменения блеска по

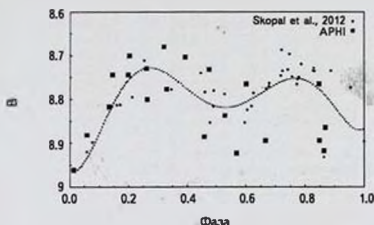


Рис.1. Изменение B величины в зависимости от орбитальной фазы в 2009-2018 гг. Кружками обозначены данные из работы [10]. Пунктирная кривая - полином 6-го порядка.

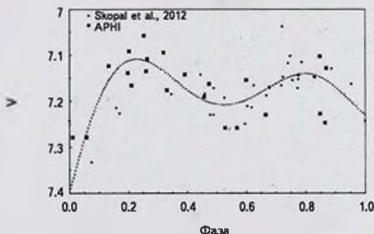


Рис.2. Изменение V величины в зависимости от орбитальной фазы в 2009-2018 гг. Кружками обозначены данные из работы [10]. Пунктирная кривая - полином 6-го порядка.

средней кривой даст значение $-0^m.2$.

Как правило, во время фотометрических наблюдений получаются по две серии изображений исследуемого объекта в трех фильтрах. В начале 2018г. были проведены более длительные наблюдения, в процессе которых было получено по 5-18 изображений объекта и стандарта в каждом фильтре. В результате были обнаружены быстрые колебания блеска EG And в фильтрах

Таблица 3

ИЗМЕНЕНИЯ БЛЕСКА EG And В В-ФИЛЬТРЕ

Дата наблюдений	JD	Объект	Check star	Check star	Check star
		EGAnd	BD+39 168	TYC 2801-270 1	TYC 2801-632-1
27.01.2018	2458146.113	8.799	11.199	11.215	11.915
	2458146.114	8.792	11.195	11.213	11.918
	2458146.115	8.797	11.199	11.215	11.919
	2458146.116	8.789	11.173	11.161	11.908
	2458146.117	8.801	11.206	11.222	11.922
04.02.2018	2458154.074	8.811	11.184	11.194	11.897
	2458154.076	8.806	11.187	11.202	11.910
	2458154.078	8.812	11.189	11.203	11.909
	2458154.08	8.815	11.184	11.197	11.903
	2458154.083	8.806	11.192	11.209	11.914
	2458154.085	8.818	11.180	11.196	11.894
	2458154.087	8.809	11.191	11.204	11.910
05.03.2018	2458183.078	8.81	11.191	11.191	11.898
	2458183.08	8.807	11.180	11.176	11.898
	2458183.082	8.796	11.193	11.199	11.918
	2458183.084	8.823	11.166	11.172	11.874
	2458183.086	8.787	11.204	11.205	11.940
	2458183.088	8.804	11.189	11.194	11.920
	2458183.089	8.798	11.201	11.223	11.948
	2458183.091	8.779	11.203	11.217	11.956
08.03.2018	2458186.082	8.763	11.175	11.179	11.900
	2458186.084	8.747	11.163	11.193	11.875
	2458186.086	8.746	11.169	11.190	11.887
	2458186.088	8.727	11.186	11.201	11.910
	2458186.090	8.762	11.173	11.188	11.900
	2458186.092	8.754	11.219	11.204	11.919
	2458186.094	8.76	11.160	11.198	11.901
	2458186.096	8.737	11.193	11.198	11.917
	2458186.098	8.747	11.202	11.214	11.935
	2458186.100	8.792	11.188	11.203	11.902
	2458186.102	8.736	11.207	11.213	11.924
	2458186.105	8.739	11.197	11.222	11.936
	2458186.107	8.738	11.203	11.211	11.939
	2458186.109	8.732	11.187	11.197	11.908
	2458186.111	8.736	11.186	11.196	11.924

V и R в пределах $0^m.15$ и $0^m.35$, соответственно, в течение ~ 20 мин. При этом изменения блеска звезд сравнения (check stars) не превышали $\sim 0^m.02-0^m.05$. В фильтре В существенных колебаний блеска не обнаружено. Подобные быстрые изменения блеска наблюдались 27.01.2018, 04.02.2018 и 05.03.2018. Во время последней ночи - 08.03.2018 условия наблюдений явно ухудшились, в результате амплитуда колебаний блеска звезд сравнения увеличилась до

Таблица 4

ИЗМЕНЕНИЯ БЛЕСКА EG And В V-ФИЛЬТРЕ

Дата наблюдений	JD	Объект	Check star	Check star	Check star
		EGAnd	BD+39 168	TYC 2801-270 1	TYC 2801-632-1
04.01.2018	2458146.113	7.251	10.122	10.580	10.696
	2458146.114	7.192	10.122	10.583	10.691
	2458146.115	7.198	10.122	10.581	10.699
	2458146.116	7.247	10.124	10.581	10.696
	2458146.117	7.19	10.119	10.577	10.697
27.01.2018	2458154.074	7.245	10.126	10.579	10.689
	2458154.076	7.278	10.123	10.570	10.685
	2458154.078	7.357	10.119	10.566	10.673
	2458154.08	7.226	10.126	10.580	10.692
	2458154.083	7.256	10.130	10.576	10.687
	2458154.085	7.218	10.128	10.585	10.693
	2458154.087	7.212	10.136	10.593	10.703
05.03.2018	2458183.078	7.369	10.115	10.566	10.673
	2458183.08	7.223	10.119	10.577	10.688
	2458183.082	7.356	10.104	10.563	10.675
	2458183.084	7.331	10.106	10.568	10.677
	2458183.086	7.215	10.139	10.606	10.713
	2458183.088	7.225	10.129	10.586	10.694
	2458183.089	7.216	10.127	10.593	10.700
	2458183.091	7.224	10.125	10.594	10.700
08.03.2018	2458186.082	7.172	10.138	10.602	10.718
	2458186.084	7.173	10.108	10.575	10.688
	2458186.086	7.172	10.116	10.577	10.699
	2458186.088	7.174	10.118	10.576	10.709
	2458186.090	7.195	10.085	10.535	10.652
	2458186.092	7.185	10.113	10.570	10.691
	2458186.094	7.18	10.114	10.570	10.687
	2458186.096	7.169	10.124	10.595	10.707
	2458186.098	7.185	10.126	10.583	10.702
	2458186.100	7.182	10.113	10.568	10.687
	2458186.102	7.18	10.132	10.573	10.703
	2458186.105	7.175	10.144	10.603	10.721
	2458186.107	7.168	10.128	10.581	10.701
	2458186.109	7.169	10.138	10.602	10.718
	2458186.111	7.155	10.108	10.575	10.688

Таблица 5

ИЗМЕНЕНИЯ БЛЕСКА EG And H R-ФИЛЬТРЕ

Дата наблюдений	JD	Объект	Check star	Check star	Check star
		EGAnd	BD+39 168	TYC 2801-270 1	TYC 2801-632-1
27.01.2018	2458154.074	6.543	9.62	10.358	10.199
	2458154.076	6.550	9.623	10.359	10.202
	2458154.078	6.457	9.623	10.351	10.196
	2458154.080	6.383	9.634	10.374	10.216
	2458154.083	6.553	9.618	10.346	10.193
	2458154.085	6.506	9.621	10.353	10.197
	2458154.087	6.502	9.624	10.359	10.199
05.03.2018	2458183.078	6.699	9.622	10.347	10.179
	2458183.080	6.399	9.638	10.367	10.196
	2458183.082	6.778	9.579	10.294	10.136
	2458183.084	6.692	9.624	10.349	10.186
	2458183.086	6.464	9.646	10.376	10.207
	2458183.088	6.376	9.655	10.387	10.214
	2458183.089	6.490	9.646	10.375	10.210
	2458183.091	6.385	9.651	10.377	10.212
08.03.2018	2458186.082	6.242	9.608	10.317	10.168
	2458186.084	6.253	9.627	10.343	10.195
	2458186.086	6.229	9.619	10.320	10.179
	2458186.088	6.237	9.652	10.373	10.197
	2458186.090	6.238	9.618	10.359	10.190
	2458186.092	6.227	9.630	10.386	10.211
	2458186.094	6.236	9.653	10.403	10.235
	2458186.096	6.221	9.654	10.392	10.214
	2458186.098	6.223	9.664	10.393	10.237
	2458186.100	6.229	9.645	10.375	10.211
	2458186.102	6.23	9.627	10.352	10.182
	2458186.105	6.225	9.617	10.346	10.181
	2458186.107	6.234	9.612	10.335	10.172
	2458186.109	6.226	9.662	10.393	10.244
	2458186.111	6.225	9.628	10.353	10.199

0^m.09. На этом фоне реальные изменения блеска EG And не выявлены. Соответствующие данные приводятся в табл.3-5. В качестве иллюстрации мы приводим кривые изменения V-величины объекта и звезд сравнения для 4 ночей наблюдений (рис.3, 4).

В спектре объекта наблюдаются эмиссионные линии бальмеровской серии водорода с переменной структурой и интенсивностью и очень слабые линии [OIII], 5007A. В табл.6 приводятся абсолютные потоки излучения в линиях H β и H α и их эквивалентные ширины EW. Точность определения последнего

параметра составляет ~10%. Данные, приведенные на рис.5, подтверждают явную зависимость интенсивности излучения эмиссионных линий от положения

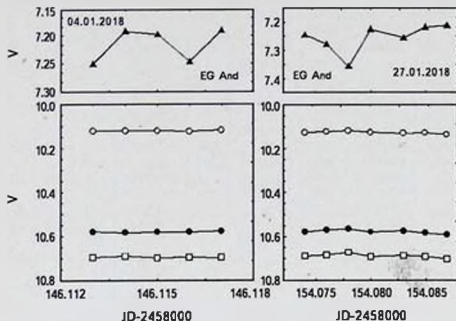


Рис.3. Быстрые изменения блеска EG And (верхние графики) и звезд сравнения (нижние графики) в V фильтре, зарегистрированные 04.01.2018 и 27.01.2018.

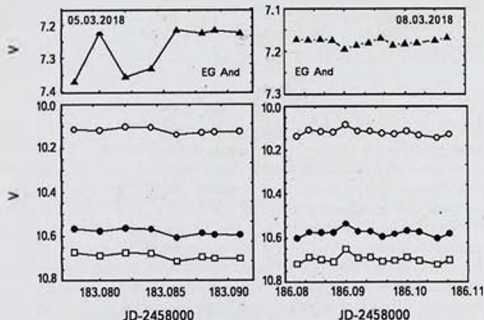


Рис.4. Поведение блеска EG And (верхние графики) и звезд сравнения (нижние графики) в V фильтре, зарегистрированные 05.03.2018 и 08.03.2018.

Таблица 6

ХАРАКТЕРИСТИКИ ЭМИССИОННЫХ ЛИНИЙ В СПЕКТРЕ EG And

Дата наблюдения	JD- 2458000	Фаза	H β		H α			
			F · 10 ¹¹ эрг/см ² с	EW (Å)	F · 10 ¹¹ эрг/см ² с	EW (Å)	V/R	V _r км/с
24.12.2008	54795.078	0.52		2.54		8.52		
23.10.2009	55128.199	0.21			2.42±0.07	3.42		
12.11.2009	55148.193	0.25		2.79	4.37±0.08	4.62		
16.11.2009	55152.129	0.26	0.67±0.03	1.98				
03.09.2010	55443.232	0.86		4.68			0.55	-125±30
25.09.2011	55830.215	0.67	1.16±0.09		5.76±0.06	7.36		
22.12.2011	55888.073	0.79	1.12±0.02		4.80±0.14	6.18	0.55	-111±35
11.10.2012	56212.217	0.46	1.56±0.02	0.89	9.15±0.04	11.6		
02.09.2013	56538.382	0.13			1.58±0.04	1.93	1.03	-87±25
03.10.2013	56569.354	0.20			2.24±0.05	2.85	0.96	-100±25
23.08.2014	56893.057	0.87	0.17±0.01	5.26	2.27±0.09	2.96	0.41	-143±41
22.11.2014	56983.336	0.06		1.35	1.34±0.03	1.99	0.65	-109±30
11.08.2015	57246.368	0.60		3.5	8.79±0.13	11.12		
12.08.2015	57247.150	0.60	1.43±0.05	3.58				
08.12.2015	57365.156	0.85	0.37±0.06	0.65	3.87±0.03	1.99	0.38	-126±30
05.10.2016	57667.188	0.47	1.07±0.13		8.61±0.12	11.4		
27.10.2016	57689.155	0.52	1.97±0.02	1.2	7.23±0.09	8.55		
22.07.2017	57957.354	0.07	0.15±0.02		1.44±0.07	2.11	0.83	-108±25
16.09.2017	58013.310	0.19		1.91	2.39±0.08	3.79	1.02	-86±30
20.09.2017	58017.274	0.20	0.35±0.02	1.69	2.03±0.05	2.4	1.19	-94±25
20.09.2017	58019.423	0.20		2.54	2.52±0.09	3.27	1.05	-91±25
17.11.2017	58075.371	0.32	0.57±0.03		3.46±0.07	4.41		
22.11.2017	58080.342	0.33	0.51±0.02	2.79	4.03±0.08	5.04		

горячей звезды на орбите. Максимум соответствует ее положению "перед холодной компонентой". В момент главного затмения излучение в эмиссионных линиях ослабевает на порядок, тем не менее, оно уверенно регистрируется. Этот факт свидетельствует о том, что размеры ионизованной зоны превышают размеры звезды гиганта. Профили эмиссионной линии H α испытывают существенные изменения (рис.6). Вблизи вторичного минимума ($0.3 < \phi < 0.7$) линия имеет одиночный профиль. Положение максимума интенсивности соответствует средней гелиоцентрической лучевой скорости -90 ± 13 км/с. В главном минимуме, при $0.8 < \phi < 0.7$, абсорбционная компонента опускается ниже континуума, при этом ее лучевая скорость составляет, в среднем, -96 ± 10 км/с. Эти два значения согласуются с данными из работы [4]. В предпоследнем столбце табл.6 даны отношения максимальных интенсивностей "синей" и "красной" компонент эмиссионного профиля. Значения гелиоцентрической лучевой скорости

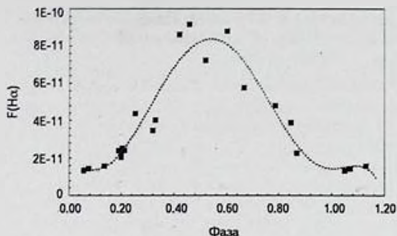


Рис 5. Абсолютные потоки излучения в линии H α в зависимости от орбитальной фазы. Пунктирная кривая - аппроксимация данных полиномом 6-го порядка.

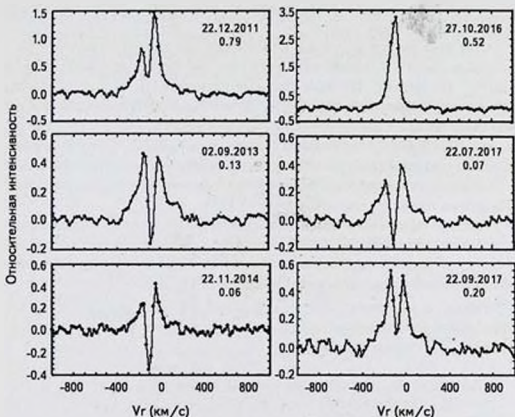


Рис 6. Изменения профиля эмиссионной линии H α при разных орбитальных фазах. Ось Y соответствует интенсивности эмиссионной линии, нормированной к уровню непрерывного спектра. Ось X выражена в шкале лучевых скоростей. На каждой панели указана дата наблюдений и орбитальная фаза

абсорбционной компоненты $V_{\text{г}}$ приведены в последнем столбце табл.6. Максимально возможная точность одного измерения при дисперсии спектрограмм 0.5 Å /пиксель составляет ± 23 км/с.

4. *Заключение.* Кривая блеска объекта EG And, полученная в 2009-2018гг., соответствует затменным процессам в данной звездной системе. В начале 2018 г. зарегистрированы быстрые изменения блеска объектов в фильтрах V и R с амплитудами 0^m.15 и 0^m.35, соответственно. Ранее, в работе [19], были опубликованы данные о колебаниях блеска EG And в пределах 0^m.02. Отсутствие существенных изменений в фильтре B говорит о том, что источник переменности не связан с излучением горячей звезды. Возможно, изменения мощности и скорости звездного ветра, питающего эмиссионную туманность, вызывают нарушения ее структуры, перераспределение плотности газа, что в свою очередь ведет к изменениям экранирующих свойств газовой туманности (наблюдения 2018г. выполнялись вблизи орбитальной фазы 0.5). Также представляется возможным изменение вклада излучения в эмиссионных линиях в интегральный блеск объекта.

Судя по тому, что излучение в балмеровских линиях регистрируется и в главном минимуме, размер ионизованной зоны превышает размеры звезды-гиганта. По оценкам [7] относительные диаметры HII области и гиганта составляют, соответственно, $-85-95 R_{\odot}$ и $65-85 R_{\odot}$. Таким образом, вторичный минимум может быть обусловлен экранированием поверхности гиганта ионизованной зоной, окружающей горячую звезду [16,17]. С другой стороны, вполне возможен вариант дополнительного вклада излучения горячей звезды, отраженного от поверхности гиганта. Этот механизм может повышать блеск объекта на промежуточных фазах.

Профиль эмиссионной линии H α изменяется в зависимости от орбитального положения горячей звезды. Линия поглощения, вероятнее всего формируется в холодном ветре звезды - гиганта. Отношение V/R определяется смещением абсорбционной компоненты вдоль эмиссионного профиля.

Работа поддерживается Программой целевого финансирования BR05336383 Аэрокосмического комитета Министерства обороны и аэрокосмической промышленности Республики Казахстан.

Астрофизический Институт им Фесенкова, Алматы, Казахстан
e-mail: lu_kondr@mail.ru

PHOTOMETRIC AND SPECTROSCOPIC STUDY
OF THE OBJECT EG AND

L.N.KONDRATYEVA, F.K.RSPAEV, I.V.REVA, M.A.KRUGOV

The symbiotic object EG And consists of a giant star (M4III) and a white dwarf. Numerous studies of this object show that its light curve has two minima. There are various hypotheses regarding the source of the secondary minimum, but this problem has not yet been solved. In this paper, the results of photometric and spectral observations of EG And in 2009-2018 are presented: the Johnson B, V, R values and the emission fluxes in the H β and H α lines. An analysis of the obtained data showed that the emission fluxes correlate with the orbital phase. The maximal values of F(H β) and F(H α) are observed near the secondary minimum. At the same time, at the main minimum, the emission fluxes, attenuated by about 7-10 times, continue to be recorded. This fact indicates that dimensions of the ionized zone exceed the size of the giant star. The light curve in 2009-2018 is in general consistent with previous photometric data. Fast (within several minutes) light fluctuations of the object with amplitudes of $\sim 0^m.15$ and $0^m.35$ were detected in the filters V and R.

Key words: *variable stars; symbiotic stars; emission lines - individual: EG And*

ЛИТЕРАТУРА

1. F.Fekel, R.Joyce, H.Hinkle, *Astron. J.*, **119**, 1375, 2000.
2. A.Scopal, *ASPC*, **330**, 463, 2005.
3. K.Crowly, B.Espey, *Astrophys. J.*, **675**, 711, 2005.
4. U.Munari, *Astron. Astrophys.*, **273**, 425, 1993.
5. S.Smith, *Astrophys. J.*, **237**, 831, 1983.
6. A.Scopal, D.Chochol, A.Vittone et al., *Astron. Astrophys.*, **245**, 531, 1991.
7. S.Kenyon, R.Michael, *Astrophys. J.*, **152**, 1, 2016.
8. A.Scopal, T.Pribulla, M.Vanko et al., *Co Ska*, **34**, 45, 2004.
9. A.Scopal, M.Vanko, T.Pribulla et al., *Co Ska*, **32**, 62, 2002.
10. A.Scopal, S.Shugarov, M.Vanko et al., *AN*, **333**, 242, 2012.
11. C.Pereira, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, **234**, 35, 1996.
12. M.Vogel, *Astron. Astrophys.*, **249**, 173, 1991.
13. R.Wilson, T.Vaccaro, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, **291**, 54, 1997.
14. A.Scopal, *Astron. Astrophys.*, **366**, 157, 2001.

15. *C.Blanco, A.Mammano, Astron. Astrophys., 295, 161, 1995.*
16. *Y.Ikeda, S.Tamura, Publ. Astron. Soc. Japan, 56, 353, 2004.*
17. *N.Oliversen, C.Andersen, R.Stencel et al., Astrophys. J., 295, 620, 1985.*
18. *N.Tomov, Mon. Not. Roy. Astron. Soc., 272, 189, 1995.*
19. *J.Sokoloski, I.Bildsten, C.Wynn, Mon. Not. Roy. Astron. Soc., 326, 553, 2001.*

NEW CARBON STARS IN THE CATALINA
CATALOG OF PERIODIC VARIABLESK.S.GIGOYAN¹, N.MAURON², A.SARKISSIAN³, F.ZAMKOTSIAN⁴,
G.R.KOSTANDYAN¹, M.MEFTAH³, K.K.GIGOYAN³, R.VARTANIAN⁴

Received 16 March 2018

Accepted 20 June 2018

This study is about carbon stars detected in a program of spectral type determinations for a large amount of optically faint periodic variables. These variables are taken from the Catalina Survey Data Release-1 (CSDR1) data set. As much as 967 objects were studied. Spectral classification uses the objective-prism scanned plates of the Hamburg Quasar Survey (HQS), and of the Hamburg/ESO Survey (HES). Spectra from the Sloan Digital Sky Survey (SDSS), and LAMOST (Large Sky Area Multi-Object Fiber Spectroscopic Telescope) are also exploited. The majority of the variables in CSDR1 have not been known before. While the majority of stars are found to be F, G, K, M giants and dwarfs, a few dozens of known carbon (C-type) stars are recovered. Six are new. Some supplementary spectra obtained with the Byurakan Observatory 2.6-m telescope are shown. We study in more details eight C-type stars. Their periods are in the range $120 \div 400$ days and their V-band magnitude are $14 \div 16.5$ mag. With the assumption that they are classical asymptotic giant branch (AGB) stars and obey the Miras period-luminosity (P-L) relation, large distances (5 up to 100 kpc) are obtained. Three of them are angularly close to C stars attributed to the Sgr tidal leading arm. However, one of these seven stars, CRTS J092231.7+510740 shows significant proper-motion, as given by the recent Sloan catalog. If this motion is confirmed, e.g. by Gaia, and it is a dwarf C star, which is supported by its colors, it is at about 100 pc from the Sun. But in this case its periodic variability remains to be explained. Our work supports the view that the known sample of distant halo C stars can be increased by our method and that great care must be adopted in distance determination.

Key words: *catalogs-Galaxy: late type stars: variables: carbon stars*

1. **Introduction.** Cool variable carbon stars (hereafter noted C stars) have long be known as very useful objects for a diversity of astrophysical problems. In addition to considerations dealing with stellar evolution and their formation, investigations of a population of C stars seen in a Galaxy inform on its metallicity [1] and its stellar formation history [2]. The search for C stars in the Galactic halo has a long history, and various methods have been used, such as scanning objective-prism plates (Gigoyan et al., 2001) [3] or spectroscopy of infrared-selected candidates (Mauron, 2008) [4]. Huxor and Grebel [5] have summarized the up-to-date literature and focused on the membership of halo C stars to the Sagittarius tidal arms. One of the problem of these investigations is whether the sample of known C stars in the halo is complete. In the compilation by Huxor and Grebel [5], there are 121 C stars that are periodic variables and 75 "irregulars"

for which no periods have been found in the Catalina light curves of the Data Release-2. The reader may find information of the Catalina variable catalog in Drake et al. [6] based on the DR1 data set. Additional data are available on the Catalina web site ([http://nessi.cacr.caltech.edu/Data Release/](http://nessi.cacr.caltech.edu/Data%20Release/)). Of these 196 C stars, approximatively half were found from the infrared survey method, but the other half is due to various other studies and various methods. Because variability is one of the basic properties of cool C stars, it is obvious that the search for halo C stars may be based on catalog of variable objects. One of the goal of our project centered on cool evolved objects out of the Galactic plane is to achieve a spectral classification of the Catalina DR1 stars. Here we are studying the northern hemisphere, more precisely approximately $\delta > -22^\circ$. For each Catalina objects, we search for spectral information. We begin with objective-prism plates information, but add also information from spectra published by the LAMOST group [7] and from spectra from the SDSS DR14 (<http://skyserver.sdss.org/dr14>). These two surveys provide low resolution optical spectra. We note that Gaia (<http://sci.esa.int/gaia-58060-gaia-mission/>) will soon present to the community a wealth of spectra for $V > 14^m.0$ in the region of the calcium triplet it about 8500 Å. Therefore, it will be interesting in the future to compare spectra from our study to Gaia spectra if available.

In this paper, we present first results from our classification of 967 Catalina variable objects, and report here our findings which concern the C stars. In Section 2, some useful details on the surveys that we use are given. In Section 3, we present the results concerning C stars, the methods used to find them, their properties and their location in the Galaxy. We also present a few spectra obtained with the 2.6-m telescope of the Byurakan Astrophysical Observatory (BAO). In Section 4, we discuss one of the possibly discovered dwarf C star (dC). We finally conclude in Section 5.

2. Surveys used in this work. The Catalina catalog of variable stars (Drake et al., 2014) [6] contains information for 47055 periodic objects. It is worthy to note that it does not include irregular variables, which, for the case of halo C stars, represent about 40% of this population (see Huxor and Grebel [5]). This catalog probes up to magnitude $V = 20^m.0$, with an area of 20000 deg^2 , and $\delta > -22^\circ$. The Catalina survey does not cover the crowded Milky Way and avoids galactic latitudes less than 10-15 degrees. The Catalina instrument saturates at V magnitude about $11^m.0$ and brighter objects are not in the catalog. The number of cool long period variables with these characteristics is only about 500, that is roughly 1 percent of all variables. This number is based on the Catalina Data Release-1. Additionally, for any of the DR1 objects, it is possible to access supplementary data with the DR2 dataset, and make some checks. An important

fact is that the southern hemisphere ($\delta < -22^\circ$) has also been recently covered by the Catalina experiment (Drake et al., 2017 [8]; CDS VizieR catalogue J/MNRAS/469/3688/). With a limiting magnitude of nearly $19^m.5$, they find as many as 1500 long period variables. This larger number suggests that in the northern hemisphere, the number of long period variables may even increase in the future when sensitivity is improved.

Concerning the spectral classification, we use four sources of information. First, the northern Hamburg Quasar Survey (HQS) and the southern Hamburg/ESO survey (HES) are objective-prism plates archives. Full details for these surveys are in <http://hs.uni-hamburg.de/DE/For/Exg/Sur/hqs/online/index.html/>. Useful quantities for our work are the covered area and the limiting magnitude. For HQS, they are 13600 deg^2 and $B(\text{lim}) = 19^m.0$; for HES 6400 deg^2 , and $B(\text{lim}) = 18^m.0$. HQS offers a low-resolution ($1390 \text{ \AA/mm}$ at $H\gamma$) from $3400 \text{ \AA}$ to $5400 \text{ \AA}$, while it is $3200 \text{ \AA}$ to $5300 \text{ \AA}$ ($450 \text{ \AA/mm}$ near $H\gamma$) for HES. Both surveys avoid the Galactic plane (typically $|b| > 30^\circ$). Consequently, it can be expected that low latitude Catalina objects will be missed. Christlieb et al. (2001) [9] published a systematic search of (essentially) warm C stars from the HES. To our knowledge, no such work was carried out with the northern HQS. Supplementary spectral information is also given by the SDSS DR14 database and the LAMOST survey [7] (CDS VizieR catalog V/149). Both surveys provide spectra with moderate-resolution over the entire optical range. The search for dC stars in the SDSS was carried by Green [10]. They found about 1200 dwarf C stars. Note that their selection criteria were not particularly suited for cool C stars. The search for C stars thanks to the LAMOST DR2 survey was done by Wei et al. [7]. They found 894 C stars. A recent paper by Li et al. [11] deals with LAMOST DR4 spectra, but the DR4 spectra are not available at the time this paper was written. Finally, for each object under investigation, we check for any spectral information in the (<http://simbad.u-strasbg.fr>) Simbad database.

3.1. Detected C stars. Results. Among the large number of variables in Catalina catalog, we investigate those with a period $P \geq 10$ days. Presently, 967 stars were examined and 732 could be classified. The unclassified remaining stars were either too faint or out of the HES or HQS sky coverage. Our stars are also checked for associations in the CDS SIMBAD database with a search radius of 60 arcsec . An association exists for only for 107 objects out of the 967 stars.

We now focus on the C stars that we found. Of the 967 stars under investigation, 61 N-type stars were found, and 48 were known in SIMBAD. Data for five N-type C stars were published in paper [12].

In Table 1, the characteristics coming from the Catalina DR1 catalog (or DR2 when improvement is achieved) for eight carbon stars are presented, together with

Table 1

DATA FOR 8 CRTS PERIODIC VARIABLES
CONFIRMED AS CARBON STARS

No	CRTS Identifier	<V> (mag.)	Period (days)	HES/HQS Association	LAMOST Number
G1	J034339.5+351831	14.08	318		J034339.54+351831.1
G2	J042800.2+383115	13.91	302		J042800.18+383116.1
G3	J052128.4+155434	13.05	311		
G4	J052215.9+083739	14.32	407		J052215.92+083739.1
G5	J092231.7+510740	14.96	128	he092231+510740	J092231.76+510738.8
G6	J150622.0-104157	14.00	131	he150622-104157	
G7	J151343.5-073444	16.27	415	he151343-073444	
G8	J151351.0-064838	15.79	149	he151351-064838	

Note to Table 1: Objects G1 and G4 are presented in catalogue "Carbon Stars From LAMOST DR2 Data" [7], the remaining 6 C stars are new discoveries.

their associations. Column 1 is the abbreviated name, Gigoyan-1 i.e. G1, G2, etc., column 2 is the CRTS identifier, column 3 is the median V-band magnitude, column 4 is the period in days. Columns 5, 6 are the associated name for HQS, HES and LAMOST surveys. Note that objects G1 and G3 are in the LAMOST catalog of C stars by Luo et al. (CDS VizieR catalog V/149).

Fig.1 illustrates corresponding HES low-resolution spectra for objects G6 (CRTS J150622.0-104157) and G7 (CRTS J151343.5-073444), which confirms the C-rich nature for these two objects.

Fig.2 presents the LAMOST spectra for the objects G1, G2, G4, and G5 of Table 1. We discuss below in detail the case of G5. From Table 1, one can

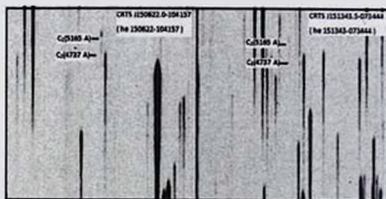


Fig.1. HES low-resolution spectra in the range 3400–5400Å for the two new confirmed N-type carbon stars CRTS J150622.0-104157 and CRTS J151343.5-073444. The absorption bands of C_2 molecule at 4737 Å and 5165 Å are indicated. Both fields are $10'' \times 10''$.

note that we probe C stars up to magnitude $\langle V \rangle = 16^m.3$, which gives an approximate limiting magnitude of our C star research. One notes also two stars (G4 and G7) to have large periods: G7 is particularly interesting since its latitude B is $+41^\circ$. In Table 2, we see that G4 is near the galactic plane and is relatively bright in infrared. This is probably a member of the disk. In contrast G8 is at $B = +41^\circ$ and much fainter and cannot be from the disk. Another interesting

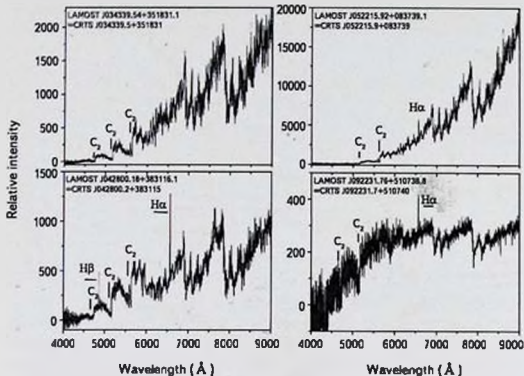


Fig.2. The LAMOST telescope spectra in the range $\lambda 4000 - 9000\text{\AA}$ is presented for the four objects of Table 2. Absorption bands of C_2 molecule is indicated.

consideration is that G6, G7, G8 are angularly close to each other, suggesting that they are part of the same structure in the halo. Further discussion below shows that they very probably belong to the Sgr tidal arms.

3.2. Optical Spectroscopy. For object G3 (CRTS J052128.4+155434) and G5 (CRTS J092231.7+510740), we could secured a medium resolution spectrum (Fig.3a, b) obtained on February, 2/3 and 3/4, 2018, at the 2.6 m telescope of BAO. We used the SCORPIO spectrograph, with grism no. 600. Its detector is an EEV 42-40 CCD. The spectral range is $\lambda 4000 - 7000\text{\AA}$, and the resolution is $5\text{\AA}$. The data are reduced with standard MIDAS procedures.

For some objects, the plate classification is unclear, and additional spectroscopy

is needed. We obtained 2.6-m telescope observations for 2 objects: CRTS J205716.6+073827, whose HQS spectrum is hardly visible, and CRTS J210157.5+003329, whose spectrum is not visible on HQS plates. Both are late M-type stars, and more discussion on them will be included in [13].

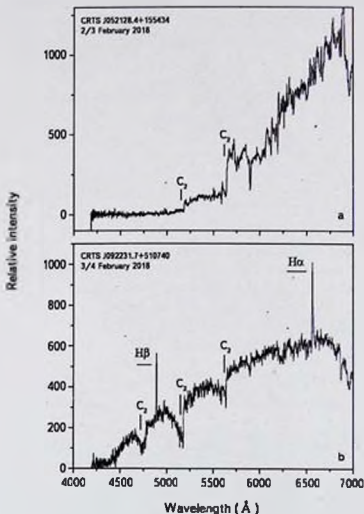


Fig.3. 2.6 m BAO telescope moderate-resolution spectra in the range $\lambda 4000 - 7000\text{\AA}$ (Fig.3a) for N-type C star CRTS J052128.4+155434 and for CRTS J092231.7+510740 with emission lines in spectrum (Fig.3b).

3.3. Infrared Colors and determination of distances. For the 8 objects of Table 1, Table 2 includes the 2MASS (Two Micron All-Sky Survey) [14] association, Galactic coordinates (l , b), K_s and $J - K_s$ from 2MASS. In this table, K_s and $J - K_s$ are not corrected for interstellar extinction, but this extinction is taken into account for distance determination. This extinction, in the K band is;

0.13, 0.29, 0.13, 0.31, 0.004, 0.036, 0.022, and 0.024 magnitude, for G1 to G8, respectively.

Except for the first 4 objects, this extinction can be ignored because uncertainties on other quantities are larger. For example, uncertainty concern periods and absolute magnitudes, and the fact that K_s is a single-epoch measurement of stars with significant amplitudes in K . These extinctions are from the NASA extragalactic database extinction calculator (<http://ned.ipac.caltech.edu/forms/calculator.html/>) and based on the work of Schlafly and Finkbeiner [15].

Table 2

DISTANCE ESTIMATION FOR N-TYPE C STARS

No	2MASS Association	l (deg)	b (deg)	2MASS K_s mag.	J- K_s mag.	D (kpc)	Z (kpc)
G1	03433954+3518311	158.25	-15.4	9.10	2.25	20	-5.4
G2	04280018+3831160	162.65	-07.1	8.29	1.88	13	-1.3
G3	05212846+1554339	188.07	-11.7	7.15	2.71	8.0	-1.6
G4	05221592+0837391	194.51	-15.3	5.79	3.46	4.8	-1.3
G5	09223179+5107387	166.71	+44.1	12.10	0.91	45?	+32?
G6	15062206-1041574	348.34	+39.9	10.95	1.22	27	+17
G7	15134354-0734449	352.86	+41.1	12.43	1.10	120	+78
G8	15135103-0648386	253.60	+41.63	12.15	1.22	51	+34

The resulting distances (D) and high above the Galactic plane (Z), both in kpc, are based on the assumption that these objects obey the revised K-band Period-Luminosity (P-L) relation from Whitelock et al. [16]. But one possible exception is G5 that could be a dwarf and is discussed below. The P-L relation used here is;

$$M(K) = -3.51 \times (\log P - 2.38) - 7.15. \quad (1)$$

3.4. Comments on individual objects. From Table 2, it can be seen that G2 and G4 are probably member of the Galactic disk, due to their low Z. Object G1 is at 5 kpc from the plane, but is at a large distance. It is at 22 degrees from the Galactic anticenter (at $l = 180^\circ$), so that its distance from the Galactic center is roughly 25 kpc, putting it beyond the galactic disk. More objects of this kind are needed. Objects G6, G7, and G8 are at different distances, from 25 to 120 kpc, but their position in the sky suggests membership of the Sgr Arm. They are close to objects HG79, HG81 and HG82 of Huxor and Grebel [5], who attribute them to the Sgr leading arm. However, these 3 HG objects are at 45 ± 60 kpc, according to Huxor and Grebel [5]. G8 fits this range, but it is not the case of G6 and G7. Finally, a very curious case is G5. Its distance indicated in Table 2 relies on the applicability of the P-L relation, which is the charac-

teristic of genuine Mira variable. Its Catalina light curve is of high quality, regular, and with a peak-to-peak amplitude of $0^m.7$. Its period is very well determined. So, together with its carbon-rich chemistry, this supports the Mira variable status at a distance of 45 kpc. We have at our disposal 2 spectra of this object (Fig.1 and Fig.2). Both shows H α in emission. H β is seen on the 2.6 m spectrum, while it is absent (or masked by the noise) in the LAMOST spectrum. These emission lines may be attributed to pulsation shocks. However, it has to be recognized that this star has possibly a significant proper motion. In the PPMXL catalog [17], $\mu(\alpha)=17.7$ mas/yr and $\mu(\delta)=-35.5$ mas/yr. This is unlikely to be true if the distance is really 45 kpc, because it would imply a huge tangential V_t velocity. More precisely, for a distance D (kpc) and a proper motion μ (mas/yr), then this velocity is: $V_t = 4.75 \times \mu(\text{mas/yr}) \times D(\text{kpc})$. With $D = 45$ kpc, and $\mu = 40$ mas/yr, one obtains a much too large 8500 km/s, typically 20 times the escape velocity of our Galaxy.

The proper motion may be incorrectly determined, but one notes that the SDSS provides essentially the same value ($\mu(\alpha)=26.6 \pm 3.6$ mas/yr and $\mu(\delta)=-40.2 \pm 3.6$ mas/yr)). Therefore, if this proper motion is true, then it becomes more likely that the star is a dwarf carbon (dC) star. With $r = 14^m.8$ (from SDSS catalog, Alam et al., CDS V/147/sdss12), and a typical r-band absolute magnitude $M(r) = 9.0 \pm 1.1$ (Green [10], section 10), then the distance would be close to 140 pc, and the tangential velocity would be around 30 km/s, a quite plausible value for disk stars. If it is a dC, then it is one of the brighter object of this kind ($g = 16.14$; see Fig.5 of [10]).

We note also that the 2MASS colors ($J - H = 0.596$, $H - K = 0.235$) are typical of dwarf C stars. It is also known that some dC stars have Balmer emission lines.

4. Conclusion. In this paper, we presented the first results, concerning carbon stars, of an extensive project for determining spectral types of Catalina CSDR1 variables. We use spectroscopic databases such as HQS, HES, SDSSDR14, and LAMOST. Correct spectral types of periodic variables is very important for studies of stellar populations. As part of many F, G, K, M-type giants and dwarfs, we focused this work on new C stars. Some are of N-type, and may be one is a dwarf. 5 N-type stars are new. Three objects are located in the sky on the path of the leading tidal arm of Sagittarius, but for 2 of them, there is some disagreement with the commonly accepted arm distance for this location. In particular, one of them would be as distant as at 120 kpc if it is actually a N-type star. One star in our list is more probably a dC star, but its variability needs further investigation. This work emphasizes the need to pursue the search for C stars, while it is of paramount importance to be prudent on distances. It is clear that the next Gaia data release will set this question, at least about distances and proper motions. Radial velocities are also one of the quantities that should be

measured in the future, particularly because Gaia will not measure them for magnitudes fainter than 14 for K giant type. The results of our spectral survey for not-carbon stars will hopefully come soon.

Acknowledgements. K.S.G. thanks CNRS, LATMOS, University of Versailles Saint Quentin en Yvelines, and LAM for supporting this study. This research has made use of the SIMBAD and VizieR databases operated at CDS, Strasbourg, France. This publication makes use of data product from the Catalina variable star database, and from 2MASS, which is a joint project of the University of Massachusetts and the Infrared Processing And analysis Center, California Institute of Technology. This publication makes use also LAMOST telescope data. LAMOST is operated and managed by the National Astronomical Observatories, Chinese Academy of Sciences.

¹ NAS RA V.Ambartsumian Byurakan Astrophysical Observatory (BAO), Armenia, kgigoyan@bao.sci.am

² Laboratoire Univers et Particules de Montpellier, UMR 5299 CNRS And Université Montpellier II, Place Bataillon, 34095, Montpellier, France

³ Université de Versailles Saint-Quentin, CNRS/INSU, LATMOS-IPSL, France

⁴ Laboratoire d'Astrophysique de Marseille, CNRS-AMU, France,

⁵ Yerevan State University, Armenia

⁶ LA Testing, 520 Mission Street, South Pasadena, CA, 91030, USA

НОВЫЕ УГЛЕРОДНЫЕ ЗВЕЗДЫ ИЗ КАТАЛИНСКОГО КАТАЛОГА ПЕРИОДИЧЕСКИХ ПЕРЕМЕННЫХ

К.С.ГИГОЯН¹, Н.МАУРОН², А.САРКИССИАН³, Ф.ЖАМКОТЧЯН⁴,
Г.КОСТАНДЯН¹, М.МЕФТА⁵, К.К.ГИГОЯН¹, Р.ВАРТАНИАН⁶

Настоящая работа посвящена новым углеродным звездам, которые были выявлены в рамках программы по определению спектральных типов большого числа оптически слабых периодических переменных. Данные об этих переменных приведены в первом выпуске Каталинского обзора (Catalina Survey Data Release 1-CSDR1). Изучено более чем 967 объектов. Для спектральной классификации были использованы сканированные пластинки Гамбургского обзора квазаров (HQS), Гамбургского обзора ESO, данные обзора Слоан (SDSS), а также спектральные данные телескопа LAMOST. Большая часть переменных из баз каталога CSDR1 не была известна ранее. Среди классифицированных объектов есть как F, G, K и M гиганты и карлики, и углеродные (C) звезды.

Шесть из них были открыты впервые. Приводятся спектры, полученные на 2.6-м телескопе Бюраканской обсерватории. Детально изучены 8 звезд класса C. Периоды пульсации этих звезд находятся в пределах от 100 до 400 дней, а визуальные звездные величины (V) находятся в пределах от 14^m.0 до 16^m.5. Используя соотношение период-светимость (П-С) для асимптотической ветви гигантов (AGB), их расстояния оценены в пределах от 5 до 120 клк. Три из выявленных звезд предположительно принадлежат карликовой галактике Sgr. По данным каталогов объект CRTS J092231.7+510740 показывает собственное движение. Расстояние этого объекта от Солнца оценивается в ~100 клк. Однако периодическая переменность данного объекта нуждается в дальнейшем обосновании. Наша работа поддерживает ту точку зрения, где число известных далеких C звезд галактического гало может увеличиваться с увеличением расстояния обнаруженных объектов.

Ключевые слова: *каталоги-Галактика:звезды поздних классов:переменность: C звезды*

REFERENCES

1. P.Battinelli, S.Demers, *Astron. Astrophys.*, 434, 657, 2005.
2. M.Mouhcine, A.Lancon, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, 338, 572, 2003.
3. K.Gigoyan, N.Mauron, M.Azzopardi et al., *Astron. Astrophys.*, 371, 560, 2001.
4. N.Mauron, *Astron. Astrophys.*, 482, 151, 2008.
5. A.P.Huxor, E.K.Grebel, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, 453, 2653, 2015.
6. A.J.Drake, M.J.Graham, S.G.Djorgovski et al., *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, 213, 9, 2014.
7. J.Wei, W.Cui, C.Liu et al., *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, 226, 1, 2016.
8. A.J.Drake, S.G.Djorgovski, M.Casalan et al., *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, 469, 3688, 2017.
9. N.Christlieb, P.J.Green, L.Wisotzki et al., *Astron. Astrophys.*, 375, 366, 2001.
10. P.Green, *Astrophys. J.*, 765, 12, 2013.
11. Yin-Bi Li, A-Li Luo, Chang-De Du et al., *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, 234, 31, 2018.
12. N.Mauron, K.S.Gigoyan, G.R.Kastandyan, *Astrophysics*, 61, 83, 2018.
13. K.S.Gigoyan et al., *Astrofizika*, 2018 (in preparation).
14. M.F.Strutskie, R.M.Cutri, R.Steining et al., *Astron. J.*, 131, 1163, 2006.
15. E.F.Schlafly, D.P.Finkbeiner, *Astrophys. J.*, 737, 103, 2011.
16. P.A.Whitelock, M.W.Feast, F. van Leeuwen, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, 386, 313, 2008.
17. S.Roeser, M.Demleiter, E.Schilbach, *Astron. J.*, 139, 2440, 2010.

ОБРАТНАЯ ЗАДАЧА СТАТИСТИЧЕСКОГО ОПРЕДЕЛЕНИЯ ОБЩЕГО ЧИСЛА, ФУНКЦИИ СВЕТИМОСТИ И ХАРАКТЕРИСТИК ИЗМЕНЧИВОСТИ БЛЕСКА ЗВЕЗД ТИПА Т ТЕЛЬЦА В ЗВЕЗДНЫХ АГРЕГАТАХ

О.В.ПИКИЧЯН

Поступила 28 декабря 2017

Принята к печати 20 июня 2018

На основе достаточно удаленных друг от друга по времени четырех наблюдений звездного агрегата показана возможность оценки полного числа находящихся в нем неправильно переменных звезд. Сформулирована обратная задача восстановления функции светимости звездного агрегата по усредненным яркостям его членов. Рассматривается задача о нахождении функции распределения блеска звезд в предположении, что их изменения представляют собой стационарный случайный процесс. При этом в качестве исходной информации используются данные детальной фотометрии звезд на двух достаточно удаленных друг от друга по времени "снятках" агрегата.

Ключевые слова: *обратная задача; звездные агрегаты; статистика; неправильно переменные звезды; звезды типа Т Тельца*

1. **Введение.** После открытия В.Амбарцумяном звездных ассоциаций, исследование нестационарных явлений в звездных агрегатах стало одной из главных задач космогонии молодых объектов. В частности, в 1968г. Амбарцумяном [1], с помощью использования формулы Пуассона, была получена статистическая оценка полного числа вспыхивающих звезд в Плеядах. При этом было доказано, что для неоднородного (по частоте вспышек) ансамбля объектов данная оценка является лишь нижним пределом их реального числа [2]. В итоге был сделан вывод, что все или почти все звезды малой светимости в скоплении Плеяды в раннем этапе своей эволюции проходят фазу вспышечной активности типа UV Ceti. Далее, с применением аналогичной методики была также дана оценка общей доли тех звезд типа Т Тау в Орионе, которые одновременно с иррегулярными непрерывными изменениями блеска показывают также вспышки типа UV Ceti [3]. Кривые же блеска "классических" представителей звезд типа Т Тау имеют характер непрерывного случайного стационарного процесса. Здесь уже неприменимы формулы типа Пуассона, поскольку случайный процесс изменчивости блеска в данном

случае не является точечно-дискретным, а стационарно-непрерывным. По этой причине статистические характеристики изменчивости блеска звезды исследовались в основном путем длинных серий электрофотометрических наблюдений "избранных" единичных объектов. Такого рода наблюдения естественно выполнялись лишь для ограниченного числа типичных представителей данных объектов, вследствие чего были построены и изучены их индивидуальные функции распределения блеска, а также автокорреляционные функции (более детально об этом см., например, [4,5]). Вопрос же исследования общестатистических "коллективных" характеристик агрегата звезд, состоящего из сотен или большего числа членов, "рождающихся совместно" и показывающих стационарные, неправильные, непрерывные случайные изменения блеска, каковым является например агрегат в Орионе, до сих пор остается недостаточно изученным. Между тем сравнение "среднестатистических" физических характеристик членов различных скоплений (имеющих разные возрасты) в звездной космогонии традиционно считается одним из важных методов выявления их общих эмпирических свойств и эволюционных изменений (см., [6-8]).

Данная работа посвящена двум упрощенным модельным схемам, позволяющим исследовать статистические характеристики ансамблей неправильно переменных звезд в звездных агрегатах. Задача статистической оценки полного числа неправильно переменных звезд в звездных агрегатах, а также выявление статистических характеристик их непрерывно-изменяющихся кривых блеска путем сравнения нескольких "полных" снимков агрегата были предложены академиком В.А.Амбарцумяном и использованы Пикичяном в [9]. Важно отметить, что подобные методики статистических "популяционных" оценок позднее стали широко применяться также в социологии и в медицине (см., например, [10,11]).

Первая задача представляет собой простую схему непосредственного статистического определения общего числа N звезд типа Т Тельца (в общем случае, - неправильно переменных звезд) в агрегате, в котором сделан подсчет (например, визуальный) числа членов изменивших свой блеск с амплитудой, большей определенной звездной величины Δm . Здесь требуются две пары наблюдений звездного агрегата, выполненные при достаточном временном удалении друг от друга. То есть, требуется наличие всего четырех "независимых снимков" исследуемой области, сделанных в разное время.

Вторая задача посвящена точной математической формулировке обратной задачи определения функции светимости $B(\bar{m})$ неправильно переменных звезд агрегата и нахождению плотности вероятности $\phi(\Delta m)$ - "дифференциальную" функцию распределения изменчивости (т.е. отклонения Δm от своего среднего значения $\bar{m}$) их яркости, в качестве общей статистической характеристики изменчивости блеска нестационарных объектов данного агрегата.

Здесь требуются результаты уже детальной фотометрии, но всего лишь двух снимков, полученных путем двух, достаточно удаленных друг от друга по времени, наблюдений агрегата.

2. *Схема определения общего числа неправильных переменных.* Рассмотрим простую схему определения полного числа неправильных переменных в звездном агрегате с помощью результатов четырех наблюдений агрегата.

2.1. *Однородный агрегат.* Предположим, что все звезды данного агрегата обладают одинаковым свойством стохастической непрерывной и стационарной изменчивости блеска вокруг некоторого среднего значения своей яркости (модель "однородного" агрегата). В агрегате могут присутствовать или проецироваться также звезды постоянного блеска. Сначала делаются два "снимка" данного агрегата с разницей в несколько месяцев, а затем, через несколько лет, повторяется такая же процедура получения снимков (рис.1).

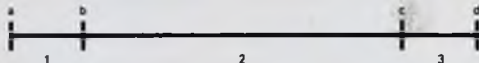


Рис.1. Временная схема четырех наблюдений.

При этом получаются три временных интервала наблюдений: $[a,b]$, $[b,c]$ и $[c,d]$ с четырьмя снимками исследуемого агрегата звезд. Первый интервал наблюдений представлен двумя пластинками "a" и "b", второй - "b" и "c", третий - "c" и "d". Временной интервал $[a,b]$ берется длительностью в несколько месяцев с тем расчетом, чтобы звезда в момент "b" уже успела "забыть" свое состояние в момент "a", т.е. чтобы эти два значения блеска звезды можно было считать случайными. А величина временного интервала $[b,c]$ должна быть существенно длиннее, чем $[a,b]$ и $[c,d]$ уже в несколько лет, чтобы события во временном отрезке $[a,b]$ можно было считать независимыми от событий временного отрезка $[c,d]$. Вероятность изменения блеска звезды на величину $\geq \Delta m$ в первом и третьем временных интервалах обозначим через p (эти временные интервалы по вероятности изменения блеска звезд равноценны, поскольку изменчивость блеска звезды считается непрерывным, стационарным и случайным процессом), а во втором интервале - через ϕ . Сравним полученные четыре пластинки. Число звезд, показавших изменение блеска в i -ом интервале наблюдений обозначим через n_i , а тех звезд, блеск которых менялся последовательно в двух интервалах i и j - через n_{ij} , при этом i, j могут принимать значения из набора 1, 2, 3. Если же изменение блеска зарегистрировано во всех трех интервалах, то число этих звезд обозначим

через n_{123} . Искомое общее число неправильных переменных в агрегате обозначим через N . Первый и третий интервалы, очевидно, в статистическом смысле эквивалентны, т.е. математические ожидания величины n_1 и n_3 одинаковы. Поскольку далее вместо математических ожиданий будут применяться значения самих реализаций, то целесообразно вместо n_1 и n_3 взять их осредненные значения $\bar{n}_1 = \bar{n}_3 = (n_1 + n_3)/2$. То же самое относится и к двум совмещенным событиям изменения блеска звезд одновременно в интервалах "1" и "2", а также их статистическим эквивалентам в "2" и "3" - т.е. $\bar{n}_{12} = \bar{n}_{23} = (n_{12} + n_{23})/2$.

Результаты сравнения между собой четырех независимых событий в трех интервалах времени "1", "2", "3" очевидно запишутся в виде:

$$\begin{aligned} \bar{n}_1 &= Np, \quad n_{13} = \bar{n}_1 p = Np^2, \quad \bar{n}_{12} = \bar{n}_1 \phi, \\ n_2 &= N\phi, \quad \bar{n}_{23} = n_2 p, \quad n_{123} = \bar{n}_{12} p. \end{aligned} \quad (1)$$

Отсюда непосредственно следуют три выражения, определяющие искомую величину

$$N = \frac{\bar{n}_1^2}{n_{13}} = \frac{\bar{n}_1 n_2}{\bar{n}_{12}} = \frac{\bar{n}_1 \bar{n}_{12}}{n_{123}}. \quad (2)$$

Если учитывать относительное богатство сделанных отсчетов, то значения первых двух оценок будут иметь больший статистический вес, чем значение третьей оценки, поскольку $n_1 \geq n_2 \geq n_{123}$, поэтому в качестве среднего целесообразно брать их некоторое взвешенное значение:

$$N = A \left(\frac{\bar{n}_1^2}{n_{13}} + \frac{\bar{n}_1 n_2}{\bar{n}_{12}} \right) / 2 + (1-A) \frac{\bar{n}_1 \bar{n}_{12}}{n_{123}}, \quad (3)$$

где $2/3 < A < 1$.

2.2. Неоднородный агрегат. Выше мы исходили из предположения, что в заданном интервале времени все звезды агрегата обладают одной и той же вероятностью изменчивости блеска $\geq \Delta m$. Однако важно выяснить значимость полученного результата (3), когда сделанное предположение не справедливо, т.е. когда в звездном агрегате присутствуют группы с разными вероятностями изменчивости блеска $\geq \Delta m$ в одном и том же интервале времени (модель "неоднородного" агрегата). Покажем, что, если звездный агрегат, в указанном выше смысле, не однороден, то сделанная простая оценка общего числа неправильных переменных является лишь нижним пределом их реального числа. Действительно, если агрегат состоит из n групп неправильно переменных звезд, которые в первом и третьем временных интервалах в каждой i -й группе ($i = 1, 2, \dots, n$) показали изменение блеска $\geq \Delta m$ с вероятностями $\phi_i(\Delta m)$, то обозначая через N_i число звезд в каждой из этих групп, для полного числа членов в этом неоднородном агрегате

будем иметь

$$N^* = \sum_{i=1}^n N_i, \quad (4)$$

а для наблюдаемого числа звезд, показывающих изменение блеска в интервале "1" и в обоих интервалах "1", "3", получим соответственно

$$n_1 = \sum_{i=1}^n N_i \phi_i \quad \text{и} \quad n_{13} = \sum_{i=1}^n N_i (\phi_i)^2. \quad (5)$$

Вводя теперь вероятность принадлежности звезды к i -й группе

$$f_i = \frac{N_i}{N^*}, \quad \text{при этом} \quad \sum_{i=1}^n f_i = 1, \quad (6)$$

находим

$$n_1 = N^* \sum_{i=1}^n \phi_i f_i, \quad n_{13} = N^* \sum_{i=1}^n (\phi_i)^2 f_i. \quad (7)$$

Сопоставляя результаты однородного и неоднородного агрегатов, получаем

$$N = \frac{n_1^2}{n_{13}} = N^* \left(\sum_{i=1}^n \phi_i f_i \right)^2 / \sum_{i=1}^n (\phi_i)^2 f_i, \quad (8)$$

т.е. $N = kN^*$, где принято обозначение

$$k = \left(\sum_{i=1}^n \phi_i f_i \right)^2 / \sum_{i=1}^n (\phi_i)^2 f_i. \quad (9)$$

С помощью неравенства Шварца

$$\left(\sum_{i=1}^n u_i v_i \right)^2 \leq \left(\sum_{i=1}^n u_i^2 \right) \left(\sum_{i=1}^n v_i^2 \right), \quad (10)$$

и подстановок: $u_i = \sqrt{f_i}$ и $v_i = \phi_i \sqrt{f_i}$, а также учитывая, что $\sum_{i=1}^n f_i = 1$, находим оценку

$$k \leq 1, \quad N^* \geq N, \quad (11)$$

что и требовалось доказать. Действительно, из формулы (11) следует, что реальное число неправильных переменных звезд N^* в агрегате, когда его члены обладают различной активностью изменчивости блеска, будет больше, чем то, что дается статистической оценкой N , в предположении однородного агрегата, т.е. когда всем его членам приписываются одинаковые статистические характеристики неправильной изменчивости блеска.

3. Задача определения функции светимости и "дифференциальной" функции (или плотности) распределения блеска неправильных переменных в агрегате. Пусть имеются результаты детальной фотометрии двух снимков агрегата, сделанных с интервалом в несколько лет,

чтобы зарегистрированные таким образом два физических состояния каждой звезды - члена агрегата, можно было считать независимыми событиями. Обозначим через $b(m, m')$ число звезд, которые на первом снимке имели звездную величину m' , а на втором - m . Предположим, что все переменные звезды в агрегате имеют одинаковую плотность вероятности $\varphi(\Delta m)$ отклонения $\Delta m = m - \bar{m}$ блеска от среднего значения $\bar{m}$. Примем также, что в агрегате имеется или на него проецируется некоторая доля звезд постоянного блеска. Если обозначить через $B(\bar{m})$ число переменных звезд, имеющих средний по бесконечно длительному периоду времени блеск $\bar{m}$, то результат двух указанных выше наблюдений нетрудно представить в виде уравнения

$$b(m, m') = \int_{-\infty}^{+\infty} B(\bar{m}) \varphi(m - \bar{m}) \varphi(m' - \bar{m}) d\bar{m}, \quad m \neq m'. \quad (12)$$

Действительно, звезды, имеющие на первой пластинке величину m' , это те звезды, блеск которых в момент первой регистрации был отклонен от своего среднего значения $\bar{m}$ на величину $\Delta m' = m' - \bar{m}$, а при второй регистрации - на величину $\Delta m = m - \bar{m}$. Поскольку между двумя снимками достаточно большой (несколько лет) временной интервал, то вероятность совместного появления указанных двух независимых событий (m, m') выражается умножением их вероятностей. Далее, умножением полученного результата на $B(\bar{m})$, т.е. на первоначальное число участников этого события, учитывается доля звезд, имеющих среднюю звездную величину $\bar{m}$. Интегрированием по данному параметру учитываются все члены агрегата. Однако сюда не включены звезды, которые на обеих пластинках показали одно и то же значение блеска $m = m'$, их число обозначим через $b_{\text{постоян}} = A(m)$. Среди последних, очевидно, есть звезды, которые вовсе не являются переменными, обозначим их число через $a(m)$. Число указанных переменных звезд, случайным образом показывающих на обеих пластинках совпадающие значения блеска m , очевидно будет $\int_{-\infty}^{+\infty} B(\bar{m}) \varphi^2(m - \bar{m}) d\bar{m}$. В итоге получаем

$$A(m) = \int_{-\infty}^{+\infty} B(\bar{m}) \varphi^2(m - \bar{m}) d\bar{m} + a(m). \quad (13)$$

Результаты фотометрии лишь одной пластинки будут выражаться уравнением

$$b_0(m) = \int_{-\infty}^{+\infty} B(\bar{m}) \varphi(m - \bar{m}) d\bar{m} + a(m), \quad (14)$$

которое следует из уравнения (12) с учетом того, что $b_0(m) = \int_{-\infty}^{+\infty} b(m, m') d m'$. Под $a(m)$ понимается число звезд постоянного блеска. Условие нормировки $\int_{-\infty}^{+\infty} \varphi(x) dx = 1$. Соотношение (14) следует также непосредственно из физических соображений. Таким образом задача сводится к определению величин $B(\bar{m})$ и $\varphi(\Delta m)$ при известном $b(m, m')$, при этом функция светимости $a(m)$ звезд постоянного блеска в агрегате также является неизвестной. Система уравнений

(12)-(13) достаточно специфична - является переопределенной системой нелинейных интегральных уравнений первого рода типа свертки. Переопределенность заключается в том, что подлежат определению три неизвестные функции: $B(\overline{m})$, $\phi(\Delta m)$, $a(m)$ лишь одной переменной, посредством знания одной функции, но уже двух переменных $b(m, m')$. Вследствие этого ее решение, очевидно, будет включать лишь различные интегралы заданной из наблюдений функции $b(m, m')$. Трудность же заключается в математически некорректном характере задачи, поскольку относительно двух искомых функций $B(\overline{m})$ и $\phi(\Delta m)$ соотношения (12)-(13) (в частности, также (14)) являются уравнениями первого рода (указанные функции выступают в них лишь под знаком интеграла). Некоторым упрощающим фактором является принадлежность полученных уравнений к типу свертки, поскольку с помощью интегрального преобразования Фурье их можно привести к алгебраическим функциональным уравнениям относительно образов Фурье искомых функций. Однако при этом остается типичная для таких ситуаций трудность выполнения обратного преобразования Фурье.

Весьма примечательно, что два предположения, сделанные при выводе уравнений (12)-(13), позволяют существенно упростить рассматриваемую обратную задачу. Первое из них заключается в том, что представление переменности блеска изучаемых звезд в виде стационарного непрерывного случайного процесса позволяет считать очередность указанных выше двух наблюдений лишь условной. Следовательно функция $b(m, m')$ должна быть симметричной (что следует также из (12)), однако при каждой практической реализации, естественно, будут отклонения от симметрии, обусловленные лишь ограниченностью статистики. Исходя из этого следует заданную функцию заранее симметризовать обычным образом. Второе предположение касается того, что величина $b(m, m')$ при значениях $m = m'$ терпит скачок $a(m)$ за счет наличия в агрегате звезд постоянного блеска или вследствие проектирования на наблюдаемое поле агрегата. Последние не являются членами ансамбля исследуемых неправильных переменных, поэтому целесообразно их исключить из наших уравнений путем, например, линейного "выравнивания матрицы" $b(m, m')$ на диагонали $m = m'$, приписыванием "диагональным элементам" новые усредненные по двум ближайшим соседям $b_{\text{ср}}(m, m+\Delta)$ и $b_{\text{ср}}(m, m-\Delta)$ значения. Тогда симметризованная и выровненная указанным образом, полученная из наблюдений, функция $b_{\text{ср}}$ будет иметь вид:

$$\begin{cases} g(m, m') = b_{\text{ср}}(m, m') = [b(m, m') + b(m', m)]/2, & m \neq m' \\ \bar{g}(m) = [b_{\text{ср}}(m, m+\Delta) + b_{\text{ср}}(m, m-\Delta)]/2, & \bar{g}(m) = b_{\text{ср}}|_{m=m'} \end{cases} \quad (15)$$

В итоге вместо (12) и (13) для произвольных значений m и m' задача окончательно сводится к решению уравнения

$$g(m, m') = \int_{-\infty}^{+\infty} B(\bar{m}) \varphi(m - \bar{m}) \varphi(m' - \bar{m}) d\bar{m}. \quad (16)$$

Из этого уравнения вытекают, по крайней мере, три способа его решения: *первый способ* - получение замкнутого аналога "недоопределенной" системы (13)-(14), при этом функция светимости звезд постоянного блеска находится уже непосредственно - без решения каких-либо уравнений, а *второй* и *третий* способы связаны с операцией применения интегрального преобразования Фурье.

3.1. *Замкнутая система для определения $B(\bar{m})$ и $\varphi(m - \bar{m})$.* Определим функцию $a(m)$. Записывая уравнение (16) для значений $m = m'$ и интегрируя по переменной m' , вместо уравнений (13), (14), получаем замкнутую систему:

$$\begin{cases} \bar{g}(m) = \int_{-\infty}^{+\infty} B(\bar{m}) \varphi^2(m - \bar{m}) d\bar{m} \\ g_0(m) = \int_{-\infty}^{+\infty} B(\bar{m}) \varphi(m - \bar{m}) d\bar{m}, \end{cases} \quad (17)$$

где принято обозначение

$$g_0(m) = \int_{-\infty}^{+\infty} g(m, m') dm'. \quad (18)$$

Решение системы (17) условно назовем *первым* способом решения задачи (16). Анализ этой системы выходит за рамки данной работы. Укажем лишь, что для ее численного решения можно обратиться к богатому арсеналу прикладных регуляризационных методов решения интегральных уравнений первого рода типа свертки (см., например, [12], гл. 4). Посредством сравнения (13)-(14) с (17) нетрудно заметить, что нахождение неизвестной функции светимости $a(m)$ звезд постоянного блеска, после выполнения операций (15), осуществляется сразу двумя простыми способами

$$a(m) = A(m) - \bar{g}(m) = b_0(m) - g_0(m).$$

В качестве конечного результата естественно брать их осредненное значение

$$a(m) = \{[A(m) + b_0(m)] - [\bar{g}(m) + g_0(m)]\} / 2. \quad (19)$$

3.2. *Фурье-образы искомых функций.* Дальнейший анализ общего соотношения (16) дает возможность, помимо системы (17), развить еще две теперь уже численно-аналитические методики нахождения искомых функций $B(\bar{m})$ и $\varphi(\Delta m)$. Действительно, применяя двойное преобразование Фурье к уравнению (16), получим функциональное алгебраическое соотношение

$$\bar{\bar{g}}(s, s') = \bar{B}(s + s') \bar{\varphi}(s) \bar{\varphi}(s'), \quad (20)$$

где Фурье-образы исходных функций обозначены посредством:

$$F(s, s') = \iint_{-\infty}^{+\infty} F(m, m') e^{i(m-m')s} dm dm', \quad \bar{F}(s) = \int_{-\infty}^{+\infty} F(m) e^{ism} dm. \quad (21)$$

Принимая в соотношении (20) $s' = 0$, получим

$$\bar{g}(s, 0) = \bar{B}(s) \bar{\varphi}(s) \bar{\varphi}(0), \quad (22)$$

при этом нетрудно убедиться, что:

$$\bar{\varphi}(0) = 1, \quad \bar{g}(s, 0) = \bar{g}_0(s), \quad \bar{B}(0) = \bar{g}(0, 0) = g_{00} = N, \quad (23)$$

где N - полное число переменных звезд в агрегате, а для моментов функций приняты обозначения:

$$F_j(x) = \int_{-\infty}^{+\infty} y^j F(x, y) dy, \quad F_{jk} = \iint_{-\infty}^{+\infty} x^j y^k F(x, y) dx dy, \quad j, k = 0, 1.$$

Из (22) и (23) находим

$$\bar{\varphi}(s) = \frac{\bar{g}_0(s)}{\bar{B}(s)}, \quad (24)$$

подстановка которого в (20) приведет нас к симметричному функциональному уравнению

$$\bar{B}(s+s') = Q(s, s') \bar{B}(s) \bar{B}(s'), \quad (25)$$

где ядро имеет вид

$$Q(s, s') = \frac{\bar{g}(s, s')}{\bar{g}(s, 0) \bar{g}(s', 0)} = \frac{\bar{g}(s, s')}{\bar{g}_0(s) \bar{g}_0(s')}. \quad (26)$$

При этом справедливы соотношения:

$$Q(s, s') = Q(s', s), \quad Q(s, 0) = \frac{1}{\bar{B}(0)} = \frac{1}{g_{00}} = \frac{1}{N}. \quad (27)$$

Из функционального уравнения (25) следуют второй и третий способы поиска решения уравнения (16). Действительно, соотношение (25) позволяет построить Фурье-образ $\bar{B}(s)$ искомой функции светимости $B(m)$ неправильных переменных рекуррентным образом

$$\bar{B}[(i+1)\Delta] = Q(i\Delta, \Delta) \bar{B}[i\Delta] \bar{B}[\Delta], \quad i = 1, 2, 3, \dots \quad (28)$$

наращивая шаг, если известно его значение на некотором исходном шаге Δ . В качестве исходного можно брать, например, небольшой шаг, равный $|\Delta| = 10^{-23}$, тогда, воспользовавшись приближением

$$\bar{B}(\Delta) \approx \bar{B}(0) = N, \quad (29)$$

можно последовательно вычислить все значения $\bar{B}(s)$ с увеличением текущего значения аргумента постоянным шагом Δ до желаемого конечного значения. При необходимости более быструю процедуру наращивания можно выполнить посредством использования, например, формулы удвоения, полученной из

(25) при $s = s'$

$$\bar{B}(2^{i+1}\Delta) = Q(2^i\Delta, 2^i\Delta) [\bar{B}(2^i\Delta)]^2, \quad i = 0, 1, 2, 3, \dots \quad (30)$$

Здесь уже на каждом последующем этапе рекуррентного наращивания аргумента имеет место процедура удвоения численного значения предыдущего шага. Примечательно, что на любом этапе расчета, исходя из конкретных целей, схемы (28) и (30) можно произвольным образом чередовать. После вычисления $\bar{B}(s)$ величина $\bar{\varphi}(s)$ находится по формуле (24).

Третий способ нахождения $B(\bar{m})$ и $\varphi(m - \bar{m})$ заключается в аналитическом построении явных форм их искомым образом $\bar{B}(s)$ и $\bar{\varphi}(s)$. Действительно, с помощью функционального уравнения (25) легко получить также дифференциальное уравнение. Полагая в нем значение переменной s' бесконечно малым и равным $\Delta \rightarrow 0$, имеем

$$\bar{B}(s + \Delta) = Q(s, \Delta) \bar{B}(s) \bar{B}(\Delta), \quad (31)$$

а затем, выполняя разложение по этому малому параметру в ряд Тейлора с сохранением лишь членов первой степени малости, получим соотношение

$$\bar{B}(s) + \frac{d\bar{B}}{ds} \Delta = \left\{ Q(s, 0) + \left[\frac{\partial Q(s, s')}{\partial s'} \right]_{s'=0} \Delta \right\} \bar{B}(s) \left[\bar{B}(0) + \left(\frac{d\bar{B}}{ds} \right)_{s=0} \Delta \right] + O(\Delta^2). \quad (32)$$

Выполняя здесь необходимые сокращения с учетом (27), получим следующее дифференциальное уравнение

$$\frac{d\bar{B}(s)}{ds} = \left[Nq(s) + \frac{\alpha}{N} \right] \bar{B}(s), \quad \alpha = \left(\frac{d\bar{B}}{ds} \right)_{s=0}, \quad (33)$$

в котором фигурируют величины:

$$q(s) = \left[\frac{\partial Q(s, s')}{\partial s'} \right]_{s'=0} = \frac{\gamma(s)}{N\bar{g}_0(s)} - \frac{\gamma(0)}{N^2}, \quad \gamma(s) = \left[\frac{\partial \bar{b}_{\text{стат}}(s, s')}{\partial s'} \right]_{s'=0} = \bar{g}_1(s). \quad (34)$$

Производя в (33) соответствующее интегрирование с учетом (23) и (34), получим

$$\bar{B}(s) = N e^{N\psi(s) - \frac{\alpha}{N}s}, \quad (35)$$

где принято обозначение

$$\psi(s) = \int_0^s q(x) dx = \frac{i}{N} \left[k(s) - \frac{g_{01}}{N} s \right], \quad (36)$$

при этом:

$$k(s) = \int_0^s \frac{\bar{g}_1(x)}{\bar{g}_0(x)} dx. \quad (37)$$

Из выражений (35), (36) и (24) окончательно получим явную форму искомым образом Фурье:

$$\bar{B}(s) = N e^{-\left[\frac{M(s) - \bar{B}_0(s)}{N}\right] \frac{\alpha}{N}}, \quad (38)$$

$$\bar{\Phi}(s) = \frac{\bar{B}_0(s)}{N} e^{-\left[\frac{M(s) - \bar{B}_0(s)}{N}\right] \frac{\alpha}{N}}. \quad (39)$$

Подстановка полученного решения (38) в исходное дифференциальное уравнение (33) превращает его в тождество.

4. *Обсуждение полученных решений и видение дальнейших исследований.* Хотя и аналитическое решение (38) удовлетворяет дифференциальному уравнению (33), но здесь, вообще говоря, комплексный, инфинитезимальный (см. вторую из формул (33)) параметр α остается неопределенным. Более того, полученное решение дифференциального уравнения (33) должно удовлетворять также первоначальному функциональному уравнению (25). В связи с этим, проявляются еще два обстоятельства: во-первых, из (25) следует, что, если некоторая функция $\bar{B}_0(s)$ удовлетворяет данному уравнению, то функция

$$\bar{B}(s) = \bar{B}_0(s) e^{i\alpha s} \quad (40)$$

также является его решением. Легко видеть, что найденный Фурье-образ искомой функции светимости неправильных переменных агрегата определяется с точностью до постоянного экспоненциального множителя. Отсюда следует, что для самой искомой функции

$$B(m) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} e^{-i(m-c)s} \bar{B}(s) ds = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} e^{-i(m-c)s} \bar{B}_0(s) ds = \bar{B}_0(m-c) \quad (41)$$

мы имеем лишь форму функциональной зависимости без ее "калибровки" по отношению к координатным осям. Используя (24) и (40), нетрудно видеть, что для плотности вероятности функции распределения изменения блеска аналогично (41) имеет место неопределенность

$$\Phi(\Delta m) = \Phi_0(\Delta m + c). \quad (42)$$

Выполнение указанных калибровок выходит за рамки данной работы. Для этой цели требуется дополнительное специальное исследование, лучше на основе численного моделирования "виртуальной наблюдаемой функции" $b(m, m')$ по некоторым заранее заданным конкретным модельным функциям $B(\bar{m})$ и $\Phi(m - \bar{m})$, а затем тестирование приведенных выше методик на восстановление исходных модельных функций по значениям заданной функции $b(m, m')$. Такое исследование раскроет особенности решения приведенной обратной задачи как по сравнению реальных возможностей приведенных методик относительно друг друга, так и по выяснению условий однозначности и определения точности восстановления искомых величин в

зависимости от большинства заданного "из наблюдений" статистического ансамбля. Сюда включен также вопрос калибровки восстановленных кривых по отношению координатных осей. Физической основой выбора модельных функций, очевидно, могут служить детальные данные длительных индивидуальных наблюдений типичных представителей неправильных переменных звезд широко представленные в [4]. Второе обстоятельство заключается в том, что подстановка полученного решения (38) в функциональное уравнение (25) показывает, что заданная из наблюдений реальная физическая картина изначально должна удовлетворять некоторому условию самосогласованности

$$e^{A(x(x'))-A(x')} = NQ(x, x'), \quad (43)$$

которое при частном значении $x' = 0$ или $x = 0$ (см., формулы (37) и (27)) удовлетворено автоматически.

5. Заключение. Перечислим полученные выше результаты:

- Предложена простая схема оценки полного числа неправильных переменных в однородном звездном агрегате посредством двух пар достаточно удаленных друг от друга наблюдений агрегата.

- Показано, что если агрегат не однороден по статистическим характеристикам своих членов, то оценка общего числа неправильных переменных в предположении однородного агрегата является лишь нижним пределом их реального числа.

- Сформулирована обратная задача статистического определения функции светимости для средних значений блеска и функции распределения яркости относительно среднего значения блеска неправильных переменных звезд на основе данных полной фотометрии двух достаточно удаленных друг от друга по времени наблюдений агрегата.

- Для решения указанной обратной задачи представлены три независимые методики: система двух интегральных уравнений относительно искомым функций, простая рекуррентная схема численного расчета образов Фурье искомым функций, а также аналитические замкнутые выражения для образов Фурье искомым величин.

- Показано, что функция светимости звезд постоянного блеска, проецированных или присутствующих в исследуемом агрегате, элементарным образом выражается через наблюдаемые характеристики агрегата.

Выражаю свою искреннюю признательность коллегам: профессору А.Г.Никогосяну и А.А.Акопяну за многочисленные обсуждения, ценные замечания и помощь во время работы над данной статьей.

THE INVERSE PROBLEM OF DETERMINATION OF THE TOTAL NUMBER, LUMINOSITY FUNCTION AND CHARACTERISTICS OF THE BRIGHTNESS VARIABILITY OF T Tau TYPE STARS IN STELLAR AGGREGATES

H.V.PIKICHYAN

The paper demonstrates the opportunity of estimation of the total number of irregular variable stars in stellar aggregates on the base of the results of four observations made far apart from each other. We formulated an inverse problem which allows restoring the luminosity function of the aggregate with use of the averaged brightness of its members. By assuming that the stellar variation is a stationary and continuous random process, we treated a problem of finding the distribution function of brightness variability of stars. The original information requires the detailed photometry of stars on two rather distant in time "pictures" of the aggregate.

Key words: inverse problem: stellar aggregates: statistics: irregular variable stars: T Tau type stars

ЛИТЕРАТУРА

1. В.А.Амбарцумян, В сб.: Звезды, туманности, галактики, Труды симпозиума, посвящ. 60-летию акад.В.А.Амбарцумяна (Бюракан,16-19 сент. 1968г.), Ереван, Изд.АН АрмССР, 283-292, 1969.
2. В.А.Амбарцумян, Л.В.Мирзоян, Э.С.Парсаян и др., Астрофизика, 6, 7, 1970, (Astrophysics, 6, 1,1970).
3. В.А.Амбарцумян, Астрофизика, 6, 31, 1970, (Astrophysics, 6, 11, 1970).
4. Ф.И.Лукацкая, Изменения блеска и цвета нестационарных звезд, К., Наукова думка, 1977.
5. К.Гофмейстер, Г.Рисстер, В.Венцель, Переменные звезды, М., Наука, 1990.
6. П.Н.Халопов, Звездные скопления, М., Наука, 1981.
7. Л.В.Мирзоян, Нестационарность и эволюция звезд, Изд. АН Арм.ССР, Ереван, 1981.
8. Г.А.Гурзоян, Звездные вспышки: физика, космогония, М., Наука, 1985.
9. О.В.Лукичян, О вероятностной картине, о возможности оценки общего числа и о функции светимости звезд типа Т Тельца в звездных агрегатах, Дипломная работа, ЕГУ, Ереван, 1972, 30с.

10. *R.S.McCrea, B.J.T.Morgan, Analysis of Capture-Recapture Data*, (Chapman & Hall/CRC, Interdisciplinary Statistics Series) CRC Press Taylor & Francis Group, 2015, 302p.
11. *Capture-Recapture Methods for the Social and Medical Sciences*, Edited by Dankmar Böhning, Peter G.M. van der Heijden, John Bunge, (Chapman & Hall/CRC Interdisciplinary Statistics Series), CRC Press Taylor & Francis Group, 2018, 465p.
12. *А.Ф.Верлань, В.С.Сизиков, Справочник по интегральным уравнениям: методы, алгоритмы, программы (Справочное пособие)*, К., Наукова думка, 1986, 544с.

СТАТИСТИЧЕСКОЕ ИЗУЧЕНИЕ СОЛНЕЧНЫХ РАДИОВСПЛЕСКОВ НА ЧАСТОТЕ 210 МГц

Г.САЛУКВАДЗЕ, Н.ОГРАПИШВИЛИ, Д.МАГРАДЗЕ, Д.ДЖАПАРИДЗЕ,
Т.МДЗИНАРИШВИЛИ, В.ЧАРГЕИШВИЛИ, Т.ГАЧЕЧИЛАДЗЕ,

Ш.МАКАНДАРАШВИЛИ

Поступила 12 февраля 2018

Используя данные солнечных радионаблюдений в метровом диапазоне, полученных с помощью солнечного радиотелескопа Абастуманской астрофизической обсерватории, было изучено распределение потока энергии радиовсплесков с помощью статистического анализа. Получено, что усеченное гамма-распределение лучше соответствует наблюдательным данным, чем гамма-распределение.

Ключевые слова: Радиоионизация; радиовсплески; солнечные пятна

1. Введение. Радионаблюдения вносят значительный вклад в понятие механизма солнечной активности. Наблюдения и изучение солнечных радиовсплесков очень важны для решения многих фундаментальных вопросов по проблемам Солнце-Земля, в частности, для изучения состояния космической погоды.

На солнечной поверхности происходят явления, которые не до конца понятны ученым. Солнечные радионаблюдения дают уникальные сведения о внешней солнечной атмосфере. Наблюдения показывают, что наблюдаемые характеристики полученных радиовсплесков определяют эффекты распространения радиоволн, а не внутренние свойства источника эмиссии [1].

Радиоволны излучаются горячими, сильно ионизованными газами внешней атмосферы Солнца. Волны разной длины приходят от разных слоев солнечной атмосферы, что позволяет исследовать свойства хромосферы и короны по их радиоионизации.

На определенной стадии развития активной области в пространстве между пятнами наблюдаются источники радиоионизации.

Иногда в области конденсаций наблюдаются внезапные усиления радиоионизации - сантиметровые всплески. Их длительность меняется от нескольких минут до десятков минут или даже часов. Такие радиовсплески связаны с быстрым нагревом плазмы и ускорением частиц в области солнечной вспышки.

На корональных конденсациях наблюдается усиленное радиоионизация.

На метровых волнах в течение нескольких часов и даже дней могут наблюдаться шумовые бури. Много всплесков длительностью около 1 с (радиовсплески I типа) происходят в узких интервалах частот. Это радиоизлучение связано с плазменной турбулентностью, которая возбуждается в короне над активными областями, содержащими крупные пятна. Одно из наиболее распространенных явлений в солнечном радиоизлучении - буря I типа - сосредоточена в полосе частот метрового диапазона, и она представляет собой короткие всплески с небольшой шириной полосы, которые обычно накладываются на фон медленно меняющегося компонента. Длительность шумовых бурь обычно составляет от нескольких часов до нескольких дней. Высота области источника $\approx 0.3 R_{\odot}$ на частоте 200 МГц и возрастает с уменьшением частоты, что, вероятно, соответствует изменению плазменной частоты с высотой. Большинство шумовых бурь обладает сильной круговой поляризацией. Бури I типа неизменно связаны с солнечными пятнами, особенно с пятнами в центральной части солнечного диска [2-6].

На материале, накопленном в Абастуманской астрофизической обсерватории в течение многих лет, получена четкая корреляция между амплитудами радиовсплесков, числом солнечных пятен и их областями [7]. Группы пятен, которые сопровождаются бурями солнечного радиоизлучения, в основном принадлежат E и F классам (в соответствии с принятой классификацией пятен). Установлен факт, что источником шумовых бурь могут также являться пятна, или группы пятен с противоположной полярностью, и что некоторые характеристики шумовых бурь, такие как длительность и интенсивность радиоизлучения, тесно связаны с 11-летним циклом солнечной активности - все параметры меняются с изменением солнечной активности [8].

На вопрос - связаны ли шумовые бури с другими солнечными образованиями (например с вспышками) - разные ученые отвечают по-разному. Одни считают, что любая вспышка совпадает по времени или предшествует шумовой буре [2,9-11]. Другие считают, что шумовая буря наблюдается только в том случае, когда на Солнце возникает сильная вспышка, мощность которой может оцениваться двумя или тремя баллами [12-15].

2. Наблюдательные данные и метод исследования. Солнечные радионаблюдения в метровом диапазоне ($\lambda = 1.43$ м; $f = 210$ МГц) в Абастуманской обсерватории ведутся с 1957 г. Радиотелескоп, используемый в обсерватории, описан в [16]. Его приемный элемент настроен на частоту 210 МГц и работает модуляционным методом. В приемном элементе предусмотрены точные и грубые каналы. Он фиксирует полный поток солнечного излучения и в соответствии с активными процессами, происходившими на Солнце, считает радиовсплески и шумовые бури разного типа, вызванные этими процессами.

Минимальный поток энергии, регистрируемый радиотелескопом, равенется $4.3 \cdot 10^{-14} \text{ WM}^{-2} \text{ Hz}^{-1}$.

Из большого массива наблюдений, покрывающих 30-летний период, мы выделили до 500 случаев, когда эффект связи был более наглядным, и из них три ярчайших случая мы разберем в данной статье.

На рис.1 представлена диаграмма солнечного радиоизлучения от 14 мая 1981г. Здесь на оси абсцисс отмечен момент наблюдений по мировому времени,

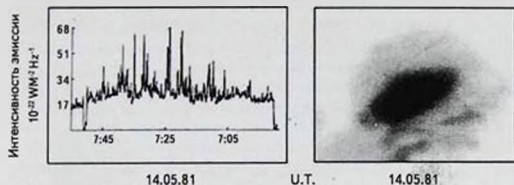


Рис.1. Солнечное радиоизлучение и изображение пятен 14 мая 1981г.

а на оси ординат - интенсивность радиоизлучения в единицах $10^{-22} \text{ WM}^{-2} \text{ Hz}^{-1}$. Данная диаграмма соответствует радиоизлучению 1 типа [17], т.е. шумовой буре, которая вызвана активными областями в оптическом диапазоне. Здесь же представлены фотоснимки солнечных пятен того же дня. Так называемое "Число Вольфа" в тот день достигало 270, а суммарная площадь пятен достигала 1970×10^{-1} миллионной доли солнечной полусферы. Шумовая буря,

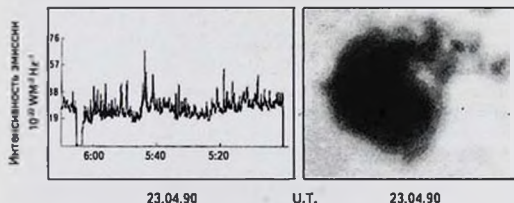


Рис.2. Солнечное радиоизлучение и изображение пятен 23 апреля 1990г.

замеченная в радиодиапазоне, по всей вероятности вызвана слабой солнечной вспышкой, зафиксированной хромосферным телескопом.

На рис.2 представлена диаграмма записи солнечного радиоизлучения от 23 апреля 1990г. в вышеуказанных единицах. Здесь же фотоснимки пятен того же дня, значение числа Вольфа составляет 175. Площадь пятна составила 350×10^{-1} миллионную долю солнечной полусферы.

По данным от 16 июня 2001г. можно было наблюдать довольно большую группу пятен, которая представлена на рис.3. В то же время в радиодиапазоне можно было наблюдать шумовую бурю. Она была довольно интенсивная и колебалась в пределах $(30-100) 10^{-22} \text{ WM}^{-2} \text{ Hz}^{-1}$.

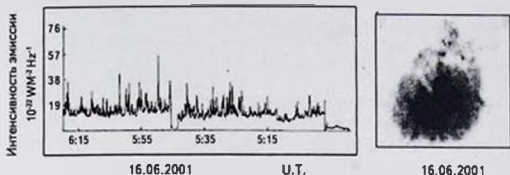


Рис.3. Солнечное радиоизлучение и изображение пятен 16 июня 2001г.

На основе статистического анализа вышеуказанных наблюдательных данных было установлено, что в большинстве случаев радиовсплески связаны с группами пятен. В частности, в процессе роста больших пятен шумовая буря образуется в группе пятен со сложной конфигурацией. Кроме того, максимум магнитных потоков радиоизлучения и рост больших групп пятен совпадают с точностью до одного дня. С другой стороны, мощные магнитные потоки групп пятен являются предпосылками для мощных солнечных вспышек.

Аналогичные результаты были получены разными авторами на основе интерферометровых и поляризованных наблюдений на разных частотах. Изменения континуальной составляющей шумовой бури тесно связаны с изменениями площадей групп пятен. Радиовсплески I типа выявляют тесную связь с изменениями магнитных полей пятен [15-17].

Во время обработки наблюдательных записей, мы брали разницу между нулевым и средним значением солнечного радиоизлучения. Для точности обработки наблюдательного материала одночасовой интервал наблюдения делится на пятиминутные интервалы и вычисляется поток энергии радиовсплесков (в единицах $10^{-22} \text{ WM}^{-2} \text{ Hz}^{-1}$). Были обработаны радионаблюдения на протяжении

50 дней за период с ноября 2001г. по январь 2002г. За эти 50 дней на поверхности Солнца происходили довольно активные процессы. Были обработаны более 9000 солнечных радиовсплесков, для которых определены величины потока энергии. Амплитуды меньше, чем $1.5 \cdot 10^{-22} \text{ WM}^{-2} \text{ Hz}^{-1}$ мы не включали в расчеты, потому что не были уверены в их реальности. Максимальная величина потока энергии радиовсплесков $80 \cdot 10^{-22} \text{ WM}^{-2} \text{ Hz}^{-1}$. Для построения функции распределения полученных измерений, диапазон энергий радиовсплесков от $1.5 \cdot 10^{-22} \text{ WM}^{-2} \text{ Hz}^{-1}$ до $21 \cdot 10^{-22} \text{ WM}^{-2} \text{ Hz}^{-1}$ мы разделили на интервалы (шириной 0.5) и построили гистограммы радиовсплесков для каждого дня. Существенной разницы между ними не оказалось. Впоследствии все принятые данные были объединены в одной гистограмме (рис.4). Мы исключили из рассмотрения редкие радиовсплески $W > 21 \cdot 10^{-22} \text{ WM}^{-2} \text{ Hz}^{-1}$ (в этих интервалах мы не обнаружили радиовсплесков или имелись лишь единичные случаи).

Путем статистического анализа было изучено распределение потока энергии солнечных радиовсплесков, для чего были использованы гамма и усеченное гамма-распределения [18-19]. Плотность вероятности гамма-распределения обычно определена на интервале $[0, \infty]$.

Допустим, случайная величина X принимает значения x в интервале $[0, \infty]$, тогда плотность вероятности гамма-распределения можно представить как

$$f(x, b, c) = \frac{(x/b)^{c-1} e^{-x/b}}{b \Gamma(c)}, \quad (1)$$

где

$$\Gamma(z) = \int_0^{\infty} e^{-t} t^{z-1} dt \quad (2)$$

гамма-функция, $b > 0$ - параметр масштаба и $c > 0$ - параметр формы.

Допустим, случайная величина X принимает значения x в интервале $[x_1, x_2]$, тогда плотность вероятности усеченного гамма-распределения можно представить как

$$f(x, b, c, x_1, x_2) = k \left(\frac{x}{b} \right)^{c-1} e^{-x/b}, \quad (3)$$

где константа k вычисляется с помощью b , c , x_1 и x_2 по формуле (11) [19].

С помощью данных гистограммы распределения потока энергии радиовсплесков, представленной на рис.4 (кружочки на рисунке), мы оценили параметры гамма-распределения методом максимума правдоподобия (ММП) [18]; $b = 1.6 \pm 0.2$ и $c = 2.7 \pm 0.3$. Для оценки параметров плотности усеченного гамма-распределения мы использовали разработанную в работе [19] методику.

Полагая $x_l = 1.5 \cdot 10^{-22}$ и $x_u = 21.0 \cdot 10^{-22}$, имеем $b = 0.1 \pm 0.03$ и $c = 9.0 \pm 0.5$. Используя эти оценки, на рис.4 построены кривые плотности гамма (пунктирная линия) и усеченного гамма (сплошная линия) распределений. Все вычисления были проведены с помощью пакета MATLAB.

Как видно из рис.4 усеченное гамма-распределение гораздо лучше соответствует наблюдательным данным, чем гамма-распределение. По нашим расчетам 60% потока энергии радиовсплесков лежит в интервале 1-6 (в единицах $10^{-22} \text{ WM}^{-2} \text{ Hz}^{-1}$).

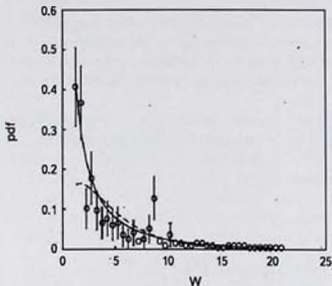


Рис.4 Плотность распределения вероятностей (pdf) потока энергии радиовсплесков W (в единицах $10^{-22} \text{ WM}^{-2} \text{ Hz}^{-1}$). Кружочки на рисунке - наблюдательные данные; вертикальные брызги указывают 95%-е доверительные интервалы; для используемых интервалов, где число радиовсплесков было меньше 5, доверительные интервалы не вычислялись. Сплошная линия - плотность усеченного гамма-распределения; пунктирная линия - плотность гамма-распределения.

3. Результаты. Выделив до 500 случаев из большого массива архива радионаблюдений Абастуманской астрофизической обсерватории за 30-летний период, получена корреляция между радиовсплесками и солнечными пятнами.

Используя данные 9000 солнечных радиовсплесков (за период ноябрь 2001 - январь 2002гг.), в метровом диапазоне, было изучено распределение потока энергии радиовсплесков. Для аппроксимации наблюдательных данных были использованы гамма-распределение и усеченное гамма-распределение. Статистический анализ указывает, что усеченное гамма-распределение лучше соответствует наблюдательным данным, чем гамма-распределение. Есть некоторые основания предположить, что механизм возникновения солнечных радиовсплесков связан со случайным пуассоновским процессом.

Работа выполнена при поддержке гранта Национального научного фонда Шота Руставели №217188.

Абастуманская астрофизическая обсерватория им. Е.К.Харадзе,
Государственный университет им. Илья. Тбилиси, Грузия,
e-mail: natela.oghrapishvili@iliauni.edu.ge, darejan.japaridze@iliauni.edu.ge,
davit.maghradze@iliauni.edu.ge, bidzina@aidio.net,
tamar.gachechiladze.2@iliauni.edu.ge, tengiz.mdzinarishvili@iliauni.edu.ge,
guramsalukvadze@gmail.com

STATISTICAL STUDY OF SOLAR RADIO BURSTS AT A FREQUENCY OF 210 MHz

G.SALUKVADZE, N.OGRAPISHVILI, D.MAGHRADZE,
D.JAPARIDZE, T.MDZINARISHVILI, B.CHARGEISHVILI,
T.GACHECHILADZE, SH.MAKANDARASHVILI

The distribution of the flux density of solar radio bursts has been studied using statistical analysis for the solar radio observations in meter range of Abastumany Astrophysical Observatory. It was received that the truncated gamma distribution better corresponds with observational data than gamma distribution.

Key words: *Radio Emission: Radio bursts: Sunspots*

ЛИТЕРАТУРА

1. E.P.Kontar, S.Yu., A.A.Kuznetsov et al., Nature Communications, 8, 1515, 2017.
2. A.D.Fokker, in Solar System Radio Astronomy, p.171, 1965.
3. B.Moller-Pedersen, Astron. Astrophys., 37, 163, 1974.
4. G.A.Dulk, S.Suzuki, K.V.Sheridan, Astron. Astrophys., 130, 39, 1984.
5. Л.И.Юровская, Л.А.Елусеева, Изв. КРАО, 49, 42, 1974.
6. Л.И.Юровская, Изв. КРАО, 53, 126, 1975.
7. Ш.С.Макандарашвили, Н.Ограпшвили, Д.Джaparидзе и др., Астрофизика, 59, 429, 2016, (Astrophysics, 59, 383, 2016).
8. W.R.Barron, E.W.Cliver, D.A.Guidice et al., AFGL-TR-80-0098 ADA088220,

- 1980.
9. *W.R.Barron, E.W.Cliver, J.P.Cronin et al.*, Chapter 11, Solar Radio Emission, 1985.
 10. *D.S.Spicer, A.O.Benz, J.D.Huba*, *Astron. Astrophys.*, 105, 221, 1982.
 11. *C.Mercier, P.Subramanian, G.Chambe et al.*, *Astron. Astrophys.*, 576, A136, 2015.
 12. *K.Shibasaki, C.E.Aliisandrakis, S.Pohjolainen*, *Solar Phys.*, 273, 309, 2011.
 13. *M.Ryle, D.D.Vonberg*, *Proc. Roy. Soc.*, 193, 98, 1948.
 14. *H.W.Dodson*, *Proc. IRE*, 40, 149, 1958.
 15. *III.С.Макандарашвили*, Бюлл. АБАО, 29, 47, 1962.
 16. *Н.П.Цимахович*, Большие радиовсплески Солнца, Рига, Зинатне, 1968.
 17. *М.Гизалашвили, Н.Огралишвили, Д.Джапаридзе и др.*, *Астрофизика*, 57, 439, 2014, (*Astrophysica*, 57, 408, 2014).
 18. *E.Feigelson, G.Babu*, *Modern Statistical Methods for Astronomy*, Cambridge University Press, 2012.
 19. *L.Zaninetti*, *Adv. Studies Theor. Phys.*, 7, no.23, 1139, 2013: (arXiv e-print (arXiv:1401.0287), 2014).

НАГРЕВ МЕЖГАЛАКТИЧЕСКОГО ГАЗА В
ОКРЕСТНОСТИ РАСТУЩИХ ЧЕРНЫХ ДЫР В
ЭПОХУ РЕИОНИЗАЦИИ ВОДОРОДАЕ.О.ВАСИЛЬЕВ¹, Ю.А.ШЕКИНОВ^{2,1}, Ш.К.СЕТХИ³, М.В.РЯБОВА⁴

Поступила 27 февраля 2018

Растущие черные дыры при эддингтоновской аккреции излучают значительное число ультрафиолетовых и рентгеновских квантов, которые способны влиять на ионизационное и тепловое состояние окружающего межгалактического газа до начала эпохи реионизации водорода во Вселенной. Под действием этого излучения газ нагревается выше температуры реликтового излучения $T_{\text{ph}}(z)$ к красному смещению $z \sim 8-12$ в пределах $0.1-3 \text{ Мпк}$ от черной дыры начальной массы $\sim 300 M_{\odot}$, образующейся на $z \sim 20-50$ растущей с радиационной эффективностью $\epsilon \sim 0.15-0.075$. При этом размер областей газа, в которых степень ионизации водорода оказывается выше остаточной после рекомбинации, т.е. выше $\sim 10^{-4}$, достигает тех же значений. В меньшем объеме газ подвергается более существенному нагреву и ионизации. В окрестности $30-300 \text{ кпк}$ он нагревается выше 10^4 К для тех же параметров черных дыр, что почти на порядок больше, чем вокруг черной дыры почти постоянной массы. Поток излучения от растущих черных дыр оказывается достаточным, чтобы полностью (выше 99%) ионизовать водород и двукратно гелий в пределах $3-10 \text{ кпк}$ от родительского минигало. Время рекомбинации водорода в зонах ионизации вокруг черных дыр оказывается больше локального возраста Вселенной на $z \leq 10$. Эти зоны, составляющие несколько килопарсек, могут стать затравочными для последующей реионизации Вселенной. Ожидается, что протяженные области размером в сотни килопарсек, в которых благодаря излучению растущих черных дыр заметно меняется эволюция межгалактического газа, будут излучать в линии 21 см атомарного водорода, поскольку внутри этих зон газ остается в значительной степени нейтральным с температурой выше температуры реликтового излучения.

Ключевые слова: *реионизация; черные дыры; аккреция; рентгеновское излучение; межгалактическая среда*

1. **Введение.** Обнаружение сверхмассивных черных дыр $M \geq 10^6 M_{\odot}$ на красных смещениях $z \geq 6$ (например, [1,2]) свидетельствует о начале формирования зародышей этих объектов на больших красных смещениях и последующем быстром росте черных дыр (ЧД) в эпоху рождения первых звезд, т.е. задолго до начала реионизации водорода. Зародыши сверхмассивных ЧД могут формироваться в рамках нескольких сценариев [3,4], один из которых связан с коллапсом массивных звезд первого поколения $M \sim 300 M_{\odot}$ [5-7] и последующим ростом ЧД за счет аккреции газа, поступающего при слияниях минигало [8-10]. Другой возможностью является прямой коллапс

сверхмассивных звезд и образование ЧД с начальной массой $M \sim 10^3 M_\odot$ [11-16]. Оставляя в стороне вопрос о конкретном механизме образования зародышей, заметим, что дальнейший рост ЧД связан с эффективной аккрецией газа, в процессе которой излучается значительное число как ультрафиолетовых, так и рентгеновских квантов. Это ионизирующее излучение, очевидно, способно существенным образом влиять на ионизационное и тепловое состояние межгалактического газа, окружающего родительское минигало с растущей ЧД. Считается, что вклад рентгеновских источников в процесс реионизации водорода является довольно большим (например, [17-19]), при этом предполагается, что масса ЧД остается практически постоянной. Очевидно, что увеличение массы приведет к росту размера области влияния вокруг одиночных быстро растущих объектов. Поскольку такие объекты определенно являются редкими, но возникающими на больших красных смещениях, их наблюдательные проявления могут быть более заметными.

В работе подробно исследуется ионизационная и тепловая эволюция межгалактического газа в окрестности растущих ЧД в эпоху образования первых объектов. Предполагается, что зародыши ЧД формируются в результате коллапса массивных звезд. Таким образом, мы ограничиваем рассмотрение первого сценария зарождения ЧД. Возможные наблюдательные проявления от растущих ЧД будут рассмотрены отдельно. В расчетах предполагается модель Λ CDM с параметрами $(\Omega_m, \Omega_b, \Omega_\Lambda, h) = (0.29, 0.047, 0.71, 0.72)$. В разделе 2 описаны модель и основные ее параметры, в разделе 3 - представлены результаты расчетов, в 4 - основные выводы.

2. *Описание модели.* Предполагается, что очень массивные звезды первого поколения с массой $M \geq 260 M_\odot$ коллапсируют в ЧД [7]. Эти звезды возникают в первых протогалактиках - минигало, которые в рамках иерархического сценария развития крупномасштабной структуры во Вселенной сливаются между собой, образуя более массивные объекты. Именно благодаря слияниям в минигало с возникшей ЧД поставляется газ, который при аккреции способствует дальнейшему росту ЧД звездных масс и, в результате, появлению ЧД промежуточных масс. В течение своей эволюции масса ЧД M_{BH} может либо оставаться почти постоянной в отсутствии существенной аккреции, либо расти с максимальным темпом аккреции, обеспечивающим предельную эддингтоновскую светимость [20,21]:

$$M_{\text{BH}}(t) = M_{\text{BH}}(0) \exp\left(\frac{1-\epsilon}{\epsilon} \frac{t}{t_E}\right), \quad (1)$$

где $M_{\text{BH}}(0)$ - начальная масса ЧД, $t_E = 0.45$ млрд лет, ϵ - радиационная эффективность, которую в расчетах будем предполагать равной 0.1, если не

указано другого значения, а начальную массу ЧД на красном смещении z_0 равной $M_{\text{нл}} = 300 M_{\odot}$. При эффективности $\epsilon = 0.1$ масса ЧД возрастает примерно в 2500 раз за время порядка 400 млн лет. Увеличение значения ϵ до 0.2 приводит к заметно менее существенному росту массы - примерно в 33 раза за тот же период времени, а уменьшение до 0.05 способствует росту в 1.5×10^7 раз. Конечно, для такого увеличения массы объекта необходимо достаточное поступление газа, которое может обеспечиваться слияниями минигало. Большой темп слияний, очевидно, может происходить только в областях с высокой концентрацией минигало. Предполагается, что первые звездные объекты - предшественники ЧД - формируются в минигало с полной (включающей темную материю и барионы) массой $M \sim 10^5 - 10^7 M_{\odot}$ [22,23]. Эти минигало возникают на красных смещениях $z \sim 20 - 50$ в $(3-5)\sigma$ возмущениях поля плотности, которые вырастут к современной эпохе в массивные галактики и их скопления [24]. Ожидается, что в процессе формирования именно таких минигало можно получить достаточное поступление газа при слияниях для быстрого роста массивных ЧД [20]. По этой причине будем рассматривать рост ЧД, образующихся на красных смещениях $z \sim 20 - 50$. Поскольку мы изучаем влияние довольно редких объектов на окружающий газ, то представляется важным ограничить расчеты эпохой начала реионизации водорода $z \sim 8 - 10$, поэтому время эволюции ЧД положим равным 400 млн лет, что при начальном смещении $z_0 = 20$ соответствует окончанию при $z = 8.5$.

При аккреции ЧД становится источником ультрафиолетового и рентгеновского излучения с болометрической светимостью равной $L_{\text{BH}} = 1.25 \times 10^{38} M_{\text{нл}}$ эрг/с. Предположим, что спектр ионизирующего излучения имеет степенную зависимость:

$$L_{\nu} = L_0 \left(\frac{h\nu}{I_H} \right)^{\alpha}, \quad (2)$$

где I_H - потенциал ионизации водорода, $\alpha = -1.5$, L_0 - нормировочный коэффициент, получаемый из предположения, что ЧД излучает энергию L_{BH} в интервале от 13.6 до 10^4 эВ.

Массивные звезды первого поколения, возникающие в минигало, излучают достаточное число ионизирующих квантов, которые могут сильно ионизовать газ внутри минигало (например, [25-27]) и способствовать выходу квантов из родительского минигало. Образовавшиеся из этих звезд ЧД излучают ионизирующие кванты, которые могут покинуть минигало и участвовать в ионизации окружающего межгалактического вещества. Таким образом, спектральный поток излучения на расстоянии r от ЧД, находящийся внутри минигало, будет равен

$$F_v = \frac{L_v}{4\pi r^2} \exp(-\tau_a) \exp(-\tau_{\text{юм}}). \quad (3)$$

где первый экспоненциальный множитель связан с поглощением в родительском минигало: $\tau_a = N_{\text{H}}^{\text{H}}$, где N_{H}^{H} - лучевая концентрация H I внутри минигало, в расчетах эта величина предполагается постоянной, второй экспоненциальный множитель определяется поглощением в окружающем газе и зависит от его ионизационной истории, которая описана ниже. Вообще, между минигало и окружающим межгалактическим газом существует переходная область со сложным распределением плотности, температуры и скорости газа. Но благодаря сильному потоку ионизирующего излучения можно считать, что газ в ней будет почти полностью ионизован, кроме того, размер этой области сравним с вириальным радиусом минигало, а плотность в ней заметно ниже, чем в гало, поэтому вклад в общее поглощение от этой области будет минимален. Таким образом, мы можем начинать расчеты для фонового газа вне родительского минигало. Для простоты предположим, что фоновый газ распределен однородно и его плотность меняется как $\sim (1+z)^3$, а температура как $\sim (1+z)^2$.

Рассмотрим ионизационную и тепловую эволюцию газа в концентрических сферических оболочках с центром в месте нахождения ЧД. Радиусы оболочек лежат в интервале от 10^3 до 10^7 пк, причем радиусы соседних оболочек отличаются на множитель $a_r = 1.1$ так, что $r_{i+1} = a_r r_i$. В итоге общее число оболочек для заданного интервала расстояний составит около 100 штук. Отметим, что радиус внутренней оболочки примерно в три раза больше вириального радиуса минигало с полной массой $M = 10^7 M_{\odot}$, образовавшегося на $z = 20$ (например, [28]).

Для каждой сферической области решалась система уравнений ионизационной кинетики и тепловой эволюции для водородо-гелиевой плазмы. Эти уравнения включают все основные процессы, происходящие в веществе с первичным химическим составом, в частности, столкновительную ионизацию и рекомбинацию для H I, H II, He I, He II, He III и e^- , фотоионизацию ультрафиолетовым и рентгеновским излучением от ЧД, поглощаемым как внутри протогалактики, так и фоновым межгалактическим газом. Уравнение для температуры включает процессы охлаждения, обусловленные столкновительной ионизацией H I, He I, He II, рекомбинацией H II, He II (как радиативной, так и диэлектронной), He III, столкновительным возбуждением H I, He I (1^1S и 2^1S), He II, свободно-свободными переходами, и нагрева за счет комптоновского процесса и фотоионизации. Скорости химических реакций и темпы охлаждения/нагрева взяты из [29,30]. Поскольку рассматривается ионизация рентгеновским излучением, то необходимо учесть влияние вторичных электронов [31,32]. В уравнение

для температуры нужно добавить и слагаемое, отвечающее за адиабатическое охлаждение из-за хаббловского расширения Вселенной, поскольку мы рассматриваем эволюцию фонового газа на временах, превышающих локальный возраст Вселенной. Начальные значения температуры и степени ионизации водорода для заданного красного смещения вычислялись с помощью программы RECFAST [33]. Гелий первоначально предполагался полностью нейтральным.

3. Ионизационная и тепловая эволюция газа. В первую очередь рассмотрим эволюцию межгалактического газа вокруг минигало с ЧД постоянной массы и в случае растущей ЧД за счет эффективной аккреции. На рис. 1 представлены радиальные профили температуры, ионов водорода и гелия в

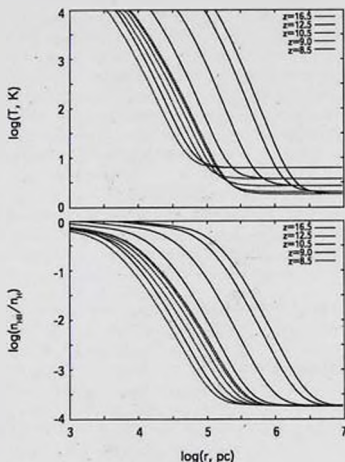


Рис. 1. Радиальные распределения температуры (верхняя панель), относительных концентрации HII (верхняя средняя панель), HeII (нижняя средняя панель) и HeIII (нижняя панель) вокруг растущей ЧД, начавшей свою эволюцию на $z_0 = 20$, в моменты времени $z = 16.5, 12.5, 10.5, 9$ и 8.5 (линии слева направо). Штриховые линии соответствуют эволюции ЧД с постоянной массой $M_{\text{ch}} = 300 M_{\odot}$, сплошные линии показывают эволюцию растущей ЧД с начальной массой $M_{\text{ch}}(z = z_0) = 300 M_{\odot}$ и радиационной эффективностью $\epsilon = 0.1$.

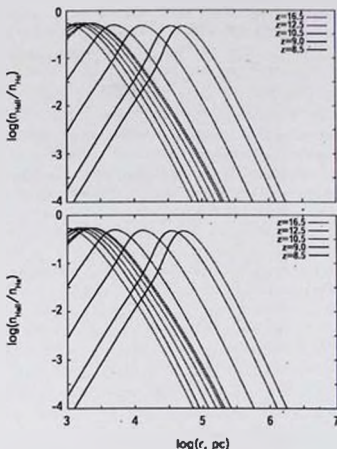


Рис.1. Окончание.

окрестности минигало с ЧД постоянной и увеличивающейся массой, начинающих эффективно излучать на красном смещении $z_0 = 20$. Видно, что к красному смещению $z = 16.5$, т.е. почти за 55 млн лет, газ нагрелся выше 10^4 K в пределах сферы радиусом ~ 300 - 400 пк как вокруг ЧД с постоянной массой $M_{BH} = 300 M_\odot$, так и в окрестности растущей ЧД с начальной массой $M_{BH} = 300 M_\odot$ и радиационной эффективностью $\epsilon = 0.1$. Такое небольшое отличие связано с тем, что масса растущей ЧД за прошедший период осталась близкой к начальной, точнее увеличилась всего в 3 раза. В течение следующих 100 млн лет (от $z = 16.5$ до 12.5) различие радиусов областей, занимаемых горячим газом, возрастает и достигает почти порядка величины. К красному смещению $z = 8.5$, т.е. к 400 млн лет, радиус области вокруг ЧД с постоянной массой увеличился почти до 10 кпк, в то время как вокруг растущей ЧД зона горячего газа распространилась более, чем на 100 кпк. К этому времени масса ЧД возросла в 2500 раз.

Излучение от ЧД не только нагревает, но и ионизует окружающий межгалактический газ, который к красным смещениям $z \leq 100$ оказывается почти нейтральным с некоторой остаточной степенью ионизации водорода $\sim 10^{-4}$ и полностью нейтральным гелием. На второй сверху панели рис.1 видно, что степень ионизации водорода близка к 1 в пределах сферы радиусом $\sim 1-10$ клк в окрестности как стационарной, так и растущей ЧД. Отметим, что степень ионизации вокруг растущей ЧД систематически выше, чем в окрестности ЧД с постоянной массой. Так в случае растущей ЧД к моменту $z = 8.5$ водород оказывается полностью ионизованным в пределах сферы радиусом ~ 10 клк. Вообще, присутствие ЧД приводит к отличиям степени ионизации от фоновое остаточного значения в гораздо большем объеме, достигающем 200-300 клк для ЧД с постоянной массой $M_{BH} = 300 M_{\odot}$ и на порядок большей величины в случае растущей ЧД с начальной массой $M_{BH} = 300 M_{\odot}$ и радиационной эффективностью $\epsilon = 0.1$.

Присутствие в спектре фотонов далекого ультрафиолетового и мягкого рентгеновского диапазона способствует эффективной ионизации гелия, что хорошо видно на двух нижних панелях рис.1. Можно заметить, что в окрестности ЧД с постоянной массой гелий находится в состояниях HeII и HeIII примерно в равных долях. Эта область ионизованного гелия простирается вплоть до расстояний ~ 3 клк. В случае растущей ЧД с начальной массой $M_{BH} = 300 M_{\odot}$ и радиационной эффективностью $\epsilon = 0.1$ к моменту $z = 8.5$ зона полностью ионизованного гелия HeIII достигает 20 клк, а относительная концентрация однократно ионизованного гелия HeII достигает максимальных значений порядка 0.5 на расстоянии ~ 50 клк. Таким образом, растущие ЧД существенным образом изменяют ионизационное и тепловое состояние окружающего межгалактического газа.

Рассмотрим как это влияние зависит от начального красного смещения и массы ЧД. На рис.2 показаны радиальные распределения температуры, относительных концентраций ионов HII, HeII и HeIII вокруг растущей ЧД, начавшей свою эволюцию на $z_0 = 20$ и 50, в моменты времени $z = 10.5$ и 8.5 для ЧД с постоянной (метка "с") массой $M_{BH} = 300 M_{\odot}$, для растущих ЧД с начальными массами $M_{BH}(z = z_0) = 300 M_{\odot}$ и $10^3 M_{\odot}$. Радиационная эффективность для растущих ЧД равна $\epsilon = 0.1$. Отметим, что массы растущих ЧД, образовавшихся на $z_0 = 20$ и 50, достигают одной и той же величины, примерно в 2500 раз превышающую начальную, к красным смещениям 8.5 и 10.5, соответственно. Хорошо видно, что размеры зон горячего и ионизованного газа слабо зависят от момента начала эволюции ЧД: отличия достигают 5-20% (ср., пунктирные и штрихпунктирные линии одинаковой толщины). Увеличение начальной массы ЧД до $10^3 M_{\odot}$ приводит к более

заметному росту радиуса зоны - почти в 1.5 раза к красному смещению 8.5.

На рис.1-2 легко видеть заметную разницу между размерами зон в окрестности ЧД с постоянной и растущей массой. Следовательно, именно скорость аккреции, радиационная эффективность ϵ , обеспечивают эти существенные отличия. При большем значении ϵ рост массы ЧД, согласно выражению (1), оказывается небольшим, например, для $\epsilon = 0.3$ увеличение массы в течение 400 млн лет составит примерно 7.5 раза, а для $\epsilon = 0.2$ - 33 раза. Поскольку существенный рост массы осуществляется только в последние 50-100 млн лет, то заметные изменения в увеличении зоны ионизации можно

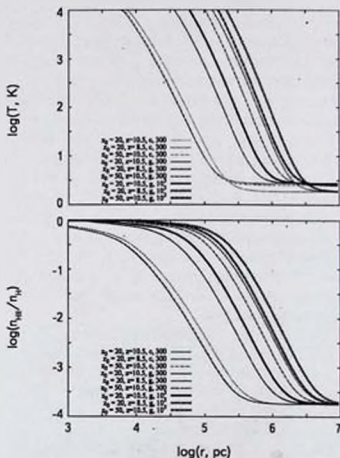


Рис.2. Радиальные распределения температуры (верхняя панель), относительных концентраций HII (верхняя средняя панель), HeII (нижняя средняя панель) и HeIII (нижняя панель) вокруг растущих ЧД, начавших свою эволюцию на $x_1 = 20$ и 50, в моменты времени $x = 10.5$ и 8.5. Тонкие линии соответствуют эволюции ЧД с постоянной (метка "с") массой $M_{\text{BH}} = 300 M_{\odot}$, более толстые линии показывают эволюцию растущей ЧД с начальной массой $M_{\text{BH}}(x = x_1) = 300 M_{\odot}$ и наиболее толстые линии соответствуют эволюции растущей ЧД с начальной массой $M_{\text{BH}}(x = x_1) = 300 M_{\odot}$. Радиационная эффективность для растущих ЧД предполагалась равной $\epsilon = 0.1$.

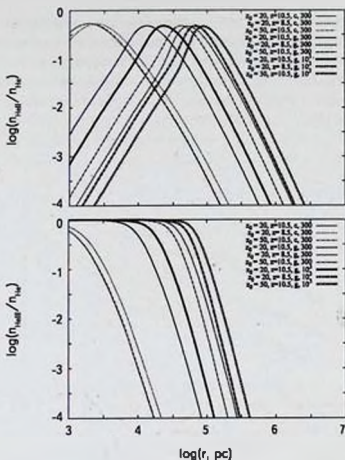


Рис.2. Окончание.

ождать, если конечная масса ЧД будет отличаться от начальной более, чем в 100 раз. По этой причине далее рассмотрим эволюцию ЧД с радиационной эффективностью $\epsilon \leq 0.15$.

Рассмотрим более подробно эволюцию нагретого и ионизованного межгалактического газа в окрестности минигало с растущими ЧД. На рис.3 представлена эволюция размера сферических областей вокруг ЧД, внутри которых температура газа выше некоторого предела: 10^4 K (сплошные линии), 10^3 K (штриховые линии) и $T_{\text{СМВ}}(z)$ (пунктирные линии), для ЧД, начинающей расти на $z_0 = 20$ с начальной массой $M_{\text{BH}}(z = z_0) = 300 M_{\odot}$ и радиационной эффективностью $\epsilon = 0.075, 0.1$ и 0.15 (линии каждого типа сверху вниз, соответственно). Хорошо видно, что при $z \geq 17$ размеры областей нагретого газа почти не зависят от величины ϵ и только при меньших красных смещениях различия становятся заметны. К концу расчета на $z = 8.5$ радиусы областей, нагретых выше заданного значения температуры, отличаются почти

на порядок для $z=0.15$ и 0.075 независимо от предельного значения температуры. Еще раз стоит обратить внимание на то, что конечные размеры областей лежат в интервале от нескольких десятков до сотен кпк. Это сравнимо или больше, чем характерные расстояния между минигало, в которых возможно звездообразование. Таким образом, в зоны влияния, окружающие растущие ЧД, могут попадать другие минигало, на эволюцию которых излучение от ЧД может оказать некоторое действие [17].

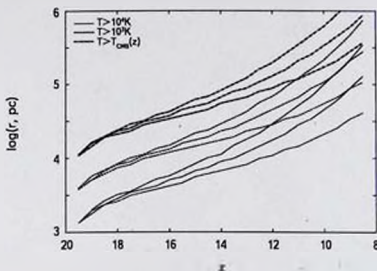


Рис.3. Радиусы сферических областей вокруг ЧД, внутри которых температура газа выше 10^4 К (сплошные линии), 10^3 К (пунктирные линии) и $T_{\text{см}}(z)$ (пунктирные линии), для ЧД, начинающей расти на $z_0 = 20$ с начальной массой $M_{\text{м}}(z = z_1) = 300 M_{\odot}$ и радиационной эффективностью $\alpha = 0.075, 0.1$ и 0.15 (линии каждого типа сверху вниз соответственно).

Для растущих ЧД, начинающих эволюцию на больших красных смещениях, зоны нагретого газа оказываются крупнее, если рассматривать их размер при одном и том же красном смещении. Например, на $z=11$ размер области с $T > 10^4$ К, образованной на $z_0 = 50$ ЧД, оказывается почти на порядок больше, чем для ЧД, начавшей эволюцию на $z_0 = 20$ (см., сплошные линии на рис.4, верхняя линия соответствует $z_0 = 50$, нижняя - $z_0 = 20$). В дальнейшем при сохраняющемся темпе аккреции размер зоны вокруг последней сравняется и даже превысит радиус области вокруг ЧД, начавшей свою эволюцию ранее. Это обстоятельство оказывается важным при оценке фактора заполнения межгалактического газа, подвергнувшегося влиянию излучения от растущих ЧД.

Переход к большим красным смещениям означает заметно меньшее число минигало, в которых возможно формирование звездного населения и ЧД.

Такие гало соответствуют (5–6) σ флуктуациям поля плотности на $z \sim 50$, в то время как на $z \sim 20$ эти минигало формируются из существенно менее редких (3–4) σ флуктуаций. Таким образом, фактор заполнения газа, подвергнувшегося влиянию излучения от растущих ЧД, будет определяться объектами, начавшими свою эволюцию незадолго до рассматриваемого красного

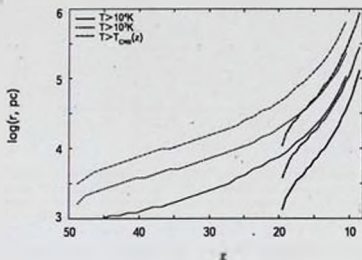


Рис.4. Радиусы сферических областей вокруг ЧД, внутри которых температура газа выше 10^4 , 10^5 К и $T_{\text{cmb}}(z)$ (сплошные, штриховые и штрихпунктирные линии снизу вверх, соответственно) для ЧД, начинающей расти на $z_0 = 20$ (толстые линии) и 50 (тонкие линии) с начальной массой $M_{\text{BH}}(z = z_0) = 300 M_{\odot}$ и радиационной эффективностью $\epsilon = 0.1$.

смещения. Точнее, растущими ЧД с $\epsilon \leq 0.15$, начавшими эволюцию примерно за 300 млн лет до интересующего красного смещения. Ведь именно после 200–300 млн лет масса ЧД начинает расти экспоненциально. Например, на красном смещении $z \sim 10$ будет доминировать вклад от растущих ЧД, образовавшихся на $z_0 = 20$.

Важным является факт почти полной ионизации (выше 99%) около галактического газа в окрестности растущих ЧД. Причем гелий может быть ионизован двукратно (рис.1–2). На рис.5 показана эволюция радиуса сферических областей вокруг ЧД, внутри которых относительная концентрация ионов HII (толстые линии) или ионов HeIII (тонкие линии) выше 0.99 для ЧД, начинающей расти на $z_0 = 20, 30$ и 50 (сплошные, штриховые и пунктирные линии, соответственно) с начальной массой $M_{\text{BH}}(z = z_0) = 300 M_{\odot}$ и радиационной эффективностью $\epsilon = 0.1$. Во-первых, стоит отметить, что зоны ионизации заметно меньше областей, в которых температура газа выше 10^4 К, и они увеличиваются быстрее (рис.5), чем размеры областей нагретого газа (рис.4). Во-вторых, зоны ионизации HeIII оказываются несколько больше зон ионизации HII, что связано с тем, что ионизация происходит преиму-

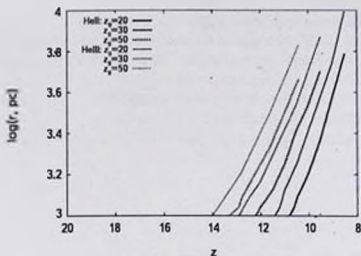


Рис.5. Радиусы сферических областей вокруг ЧД, внутри которых относительная концентрация ионов HeII (толстые линии) или ионов HeI (тонкие линии) выше 0.99, начинающей расти на $x_0 = 20$, 30 и 50 (сплошные, штриховые и пунктирные линии, соответственно) с начальной массой $M_{\text{ин}}(z = x_0) = 300 M_{\odot}$ и радиационной эффективностью $\epsilon = 0.1$.

иственно квантами с энергией выше 100 эВ (рис.6), для которых сечение ионизации HeII больше, чем сечение HI. Действительно, поскольку предполагается, что лучевая концентрация нейтрального водорода внутри минигало ненулевая и в расчетах полагается равной $N_{\text{HI}} = 10^{20} \text{ см}^{-3}$, то кванты с энергиями 13.6-100 эВ поглощаются внутри минигало, а наружу выходят

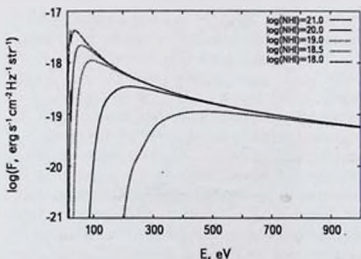


Рис.6. Спектр ионизирующего излучения, покинувшего родительское минигало, на расстоянии 1 кпк для нескольких значений лучевой концентрации HI: $\log(N_{\text{HI}}, \text{см}^{-3}) = 18, 18.5, 19, 20$ и 21, для ЧД, начинающей расти на $x_0 = 20$ с начальной массой $M_{\text{ин}}(z = x_0) = 300 M_{\odot}$ и радиационной эффективностью $\epsilon = 0.1$.

только более энергетичные фотоны. При уменьшении значения лучевой концентрации N_{H} поглощение внутри родительского минигало становится слабее (рис.6) и положения фронтов ионизации HeII и HII практически совпадают при $N_{\text{H}} \sim 10^{18.5} \text{ см}^{-2}$, а при меньшем значении $N_{\text{H}} \leq 10^{18} \text{ см}^{-2}$ размер зоны HII превосходит или совпадает с размером зоны HeIII (рис.7).

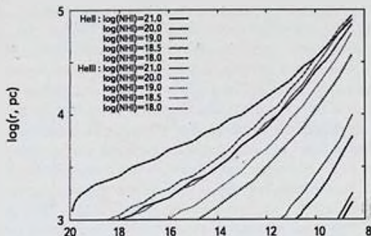


Рис.7. Радиусы сферических областей вокруг ЧД, внутри которых относительная концентрация ионов HII (толстые линии) или ионов HeII (тонкие линии) выше 0.99, начинающей расти на $x_0 = 20, 30$ и 50 (сплошные, штриховые и пунктирные линии, соответственно) с начальной массой $M_0 (x = x_0) = 300 M_\odot$ и радиационной эффективностью $\epsilon = 0.1$, для нескольких значений лучевой концентрации HII в родительском минигало: $\log(N_{\text{H}}, \text{ см}^{-2}) = 18, 18.5, 19, 20$ и 21 .

Поскольку вокруг растущих ЧД возникают зоны ионизации водорода и гелия, эти объекты могут давать вклад в реионизацию водорода и, возможно, даже гелия. Поэтому представляется интересным оценить время жизни зон после возможного прекращения значительного потока ионизирующих квантов, вследствие ослабления аккреции. На рис.8 представлена зависимость времени рекомбинации в зонах ионизации HII и HeIII. Видно, что при $x \leq 10$ время рекомбинации водорода внутри этих зон оказывается больше локального возраста Вселенной, что говорит о вероятном сохранении этих зон даже после "выключения" ЧД. При этом время рекомбинации гелия HeIII значительно, более чем в 3 раза, короче хаббловского времени, что говорит о быстрой рекомбинации гелия HeIII. При этом гелий останется однократно ионизованным и это может быть началом его реионизации. Стоит отметить, что время рекомбинации водорода в менее холодном газе с $T \sim 10^4 \text{ K}$, который простирается на заметно большие расстояния, становится длинее хаббловского примерно на $x \leq 14$, что способствует сохранению протяженных частично

ионизованных областей с высокой долей нейтрального теплого газа, который вполне может быть обнаружен по излучению в линии сверхтонкой структуры атомарного водорода.

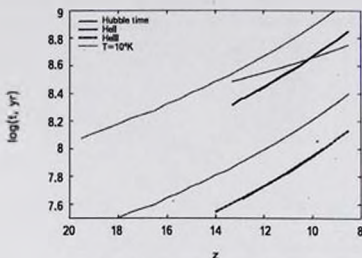


Рис.3. Время рекомбинации водорода HII (толстые сплошные линии) и гелия HeIII (толстые штрихпунктирные линии) внутри сферических зон вокруг ЧД, внутри которых относительные концентрации HII или HeIII выше 0.99 для ЧД, начинающей расти на $z_c = 20$, 30 и 50 (толстые линии накладываются друг на друга) с начальной массой $M_{\text{ин}} (z = z_c) = 300 M_{\odot}$ и радиационной эффективностью $\epsilon = 0.1$. Тонкие штриховые линии соответствуют времени рекомбинации HI (верхняя) и HeII (нижняя) для газа с температурой $T = 10^4$ K. Тонкой сплошной линией показан возраст Вселенной - локальное хаббловское время.

4. Заключение. При эддингтоновской аккреции вещества на черные дыры излучается большое число ультрафиолетовых и рентгеновских квантов, которые могут ионизовывать и нагревать окружающую среду. В работе исследовано влияние этого ионизирующего излучения от растущих черных дыр в первых минигало (протогалактиках) на состояние окружающего межгалактического газа до начала эпохи реионизации водорода. Показано, что:

- излучение от растущих черных дыр изменяет тепловое состояние межгалактического газа в большом объеме, в частности, газ нагревается выше температуры реликтового излучения $T_{\text{CMB}}(z)$ внутри объема радиусом 0.1-3 Мпк к красному смещению $z \sim 8-12$ при аккреции с радиационной эффективностью $\epsilon \sim 0.15-0.075$ на черную дыру начальной массы $\sim 300 M_{\odot}$, образующуюся на красных смещениях $z \sim 50-20$;

- межгалактический газ в окрестности минигало с растущими черными дырами при радиационной эффективности $\epsilon \leq 0.15$ в течение 300-400 млн лет нагревается до температуры выше 10^4 K в пределах области радиусом порядка 30 клк, увеличение темпа аккреции до $\epsilon \leq 0.075$ приводит к росту области

нагрева на порядок величины - до 300 клк; в случае слабой аккреции, т.е. незначительно меняющейся (почти постоянной) массы черной дыры, размеры области горячего газа достигают всего 5-8 клк;

- размер областей газа, в которых степень ионизации водорода оказывается выше остаточной после рекомбинации, т.е. выше $\sim 10^{-4}$, достигает 0.3-3 Мпк вокруг растущих черных дыр с радиационной эффективностью $\epsilon \leq 0.15 - 0.075$ и начальной массой $\sim 300 - 10^1 M_{\odot}$, образующихся на красных смещениях $z \sim 50 - 20$; поток излучения от таких черных дыр оказывается достаточным, чтобы полностью (выше 99%) ионизовать водород и двукратно гелий в пределах 3-10 клк от родительского минигало, при этом порядок фронтов ионизации HII и HeIII зависит от поглощения излучения в родительской галактике: при лучевой концентрации $N_{\text{H}} \geq 10^{18.5} \text{ см}^{-2}$ фронт ионизации HeIII опережает HII, что связано с поглощением ультрафиолетовых квантов с энергией 13.6-100 эВ в родительском минигало и ионизацией межгалактического газа преимущественно мягкими рентгеновскими квантами, для которых сечение ионизации иона HeII выше, чем у HI, при меньшем значении $N_{\text{H}} \leq 10^{18} \text{ см}^{-2}$ размер зоны HI, как и ожидается, превосходит или совпадает с размером зоны HeIII.

Существенное изменение ионизационного и теплового состояния межгалактического газа в окрестности растущих черных дыр позволит говорить о вкладе в реионизацию Вселенной, поскольку время рекомбинации водорода в зонах ионизации вокруг черных дыр оказывается больше локального возраста Вселенной на $z \leq 10$. Эти зоны, составляющие несколько килопарсек, могут стать затравочными для последующей реионизации Вселенной, ведь области, в которых благодаря излучению растущих черных дыр заметно меняется эволюция межгалактического газа или, проще говоря, газ ионизуется и нагревается, простираются на сотни килопарсек, что заметно больше среднего расстояния между минигало, которое составляет несколько десятков килопарсек на красных смещениях $z \sim 10 - 15$. Так что одна быстро растущая черная дыра может повлиять на ионизационное состояние значительного объема окружающего пространства. Поскольку газ в этом объеме оказывается в большей степени нейтральным, а его температура выше температуры реликтового излучения, то ожидается, что этот газ будет излучать в линии 21 см атомарного водорода и поток излучения может быть достаточным для обнаружения на радиоинтерферометрических решетках LOFAR, MWA и SKA [34].

Работа выполнена при поддержке совместного российско-индийского проекта РФФИ-ДНТ (проект РФФИ 17-52-45063_ИНД, проект ДНТ Р-276). Программный пакет для моделирования тепловой эволюции был разработан при поддержке Российского научного фонда (проект 14-50-00043). Работа Ю.А.Щ. поддержана программой Президиума РАН №28. Работа М.В.Р. частично поддержана

Министерством образования и науки России (проект 3.858.2017/4.6).

¹ Южный Федеральный университет, Ростов-на-Дону, Россия,
Специальная астрофизическая обсерватория РАН, Россия,
e-mail: eugstar@mail.ru

² Физический институт им. П.Н.Лебедева РАН, Москва, Россия,
e-mail: yus@asc.rssi.ru

³ Рамановский исследовательский институт, Бангалор, Индия,
e-mail: sethi@rri.res.in

⁴ Южный Федеральный университет, Ростов-на-Дону, Россия,
e-mail: mryabova@sfedu.ru

HEATING INTERGALACTIC GAS NEAR GROWING BLACK HOLES DURING THE HYDROGEN REIONIZATION EPOCH

E.O.VASILIEV¹, Yu.A.SHCHEKINOV^{2,3}, S.K.SETHI¹, M.V.RYABOVA⁴

Growing black holes at the Eddington accretion rate emit significant number of ultraviolet and X-ray photons, which are able to influence on the ionization and thermal state of neighbouring intergalactic gas before the beginning hydrogen reionization epoch. The gas exposed to this radiation is heated to temperature higher than the CMB one till redshifts $z \sim 8-12$ inside 0.1-3 Mpc around a black hole formed at $z \sim 20-50$ and growing from initial mass $\sim 300 M_{\odot}$ with radiation efficiency $\epsilon = 0.15-0.075$. Under these conditions a size of regions inside which the ionization fraction becomes higher than the residual one after the recombination, i.e. higher $\sim 10^{-4}$, reaches the same values. In smaller volume the gas is subjected to more significant heating and ionization. Inside 30-300 kpc it is heated higher than 10^4 K for the same parameters of a black hole, that is about an order of magnitude larger than that around non-growing black hole with almost constant mass. The radiation flux produced by growing black holes is substantial to ionize almost completely (higher 99%) both hydrogen and doubly helium inside 3-10 kpc around the host minihalo. The recombination time for hydrogen inside the ionization zones around growing black holes becomes longer the local age of the Universe at $z \leq 10$. These zones might be seeds for further reionization of the Universe. In general, extended regions having size of several hundred kpc, inside which the intergalactic gas evolution is changed remarkably due to the radiation from growing black holes, are expected to emit in the HI 21 cm line, because

the gas in such zones remains almost neutral and its temperature is higher than the CMB one.

Key words: *reionization: black holes: accretion: X-ray radiation: intergalactic medium*

ЛИТЕРАТУРА

1. *D.J.Mortlock et al.*, *Nature*, **474**, 616, 2011.
2. *X.-B.Wu et al.*, *Nature*, **518**, 512, 2015.
3. *Z.Haiman*, *The First Galaxies*, eds. T.Wiklund, B.Mobasher, V.Bromm, *Astrophys. Space Sci. Library*, **396**, 2013, p.293.
4. *M.Volonteri*, *Science*, **337**, 544, 2012.
5. *N.Yoshida, K.Omukai, L.Hernquist*, *Science*, **321**, 669, 2008.
6. *A.Stacy, T.H.Greif, V.Bromm*, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, **422**, 290, 2012.
7. *S.E.Woosley, A.Heger*, *Very Massive Stars in the Local Universe*, *Astrophys. Space Sci. Library*, **412**, 199, (Springer International Publishing), 2015.
8. *P.Madau, M.J.Rees*, *Astrophys. J.*, **551**, L27, 2001.
9. *Z.Haiman, A.Loeb*, *Astrophys. J.*, **552**, 459, 2001.
10. *M.Volonteri, F.Hardt, P.Madau*, *Astrophys. J.*, **582**, 559, 2003.
11. *A.Loeb, F.A.Rasio*, *Astrophys. J.*, **432**, 52, 1994.
12. *S.P.Oh, Z.Haiman*, *Astrophys. J.*, **569**, 558, 2002.
13. *G.Lodato, P.Natarajan*, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, **371**, 1813, 2006.
14. *K.Inayoshi, K.Omukai, E.Tasker*, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, **445**, L109, 2014.
15. *F.Becerra, T.H.Greif, V.Springel et al.*, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, **446**, 2380, 2015.
16. *M.A.Latif, D.R.G.Schleicher, T.Hartwig*, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, **458**, 233, 2016.
17. *Z.Haiman, T.Abel, M.J.Rees*, *Astrophys. J.*, **534**, 11, 2000.
18. *M.Ricotti, J.P.Ostriker*, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, **352**, 547, 2004.
19. *M.B.Eide, L.Graziani, B.Ciardi et al.*, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, **476**, 1174, 2018.
20. *M.Volonteri, M.J.Rees*, *Astrophys. J.*, **633**, 624, 2005.
21. *M.Volonteri, M.J.Rees*, *Astrophys. J.*, **650**, 669, 2006.
22. *Z.Haiman, A.A.Thoul, A.Loeb*, *Astrophys. J.*, **464**, 523, 1996.
23. *M.Tegmark, J.Silk, M.J.Rees et al.*, *Astrophys. J.*, **474**, 1, 1997.
24. *L.Gao, S.D.M.White, A.Jenkins et al.*, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, **363**, 379, 2005.
25. *D.Whalen, T.Abel, M.L.Norman*, *Astrophys. J.*, **610**, 14, 2004.
26. *T.Kitayama, N.Yoshida, H.Susa et al.*, *Astrophys. J.*, **613**, 631, 2004.
27. *E.O.Vasiliev, E.I.Vorobyov, A.O.Razoumov et al.*, *Astron. Rep.*, **56**, 564, 2012.

28. *B.Ciardi, A.Ferrara*, *Spa. Sci. Rev.*, **116**, 625, 2005.
29. *R.Cen*, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, **78**, 341 1992.
30. *S.C.O.Glover, A.-K.Jappsen*, *Astrophys. J.*, **666**, 1, 2007.
31. *M.Ricotti, N.Y.Gnedin, J.M.Shull*, *Astrophys. J.*, **575**, 33, 2002.
32. *J.M.Shull, M.E. van Steenberg*, *Astrophys. J.*, **298**, 268, 1985.
33. *S.Seager, D.Saxseloy, D.Scott*, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, **128**, 407, 2000.
34. *E.O.Vasiliev, Sh.K.Sethi, Yu.A.Shchekinov*, *Astrophys. J.* submitted, 2018.

NOTE ON THE INTERPRETATION OF PROPER MASS AS A CONSTANT LAGRANGE MULTIPLIER

R.A.KRIKORIAN

Received 20 February 2018

Accepted 20 June 2018

The timelike world line C_0 of a free particle is a maximizing curve for the integral $I = \int ds$ in the class Γ of neighbouring admissible timelike curves joining the events A, B, and satisfying the side-condition imposed on the 4-velocity $\varphi = g_{ij} \dot{x}^i \dot{x}^j = 1$ ($\dot{x}^i = dx^i/ds$). Considering the problem of extremizing integral I as a time optimal problem, we show that the multiplier $\lambda(s)$ associated with the equation $\varphi = 1$ is constant along C_0 and may be identified with the proper mass m of the free particle. The constancy of m can thus be regarded as a consequence of the path dependence of proper time.

Key words: *proper mass; Lagrange multiplier*

1. *Introduction.* According to the geodesic hypothesis, the world-line C_0 of a free mass point joining two events A, B is a timelike geodesic in Riemannian space-time, thus C_0 satisfies the variational equation

$$\delta I = \delta \int_A^B ds = 0 \quad (1)$$

and this leads to the equations of the geodesic

$$D\dot{x}^i = 0 \quad (D = \delta/\delta s) \quad (2)$$

where $\dot{x}^i = dx^i/ds$ is the unit tangent vector to the world line C_0 so that

$$\varphi(x, \dot{x}) = g_{ij} \dot{x}^i \dot{x}^j = 1. \quad (3)$$

From the assumed constancy of the invariant proper mass m , multiplication of (2) by m yields the equations for the parallel propagation of the 4-momentum $p^i = m\dot{x}^i$ along C_0 , i.e.

$$Dm\dot{x}^i = 0. \quad (4)$$

Put into words $\delta I(C_0) = 0$ says that the world line C_0 furnishes an extremum (maximum) to the integral I in the class Γ of neighbouring admissible timelike curves. The class Γ is composed of the smooth, future-pointing timelike curves

$$x^i = x^i(s) \quad (s_1 \leq s \leq s_2, i = 0, 1, 2, 3) \quad (5)$$

joining the fixed end-events

$$A: x'(s_1) = x'_1, \quad B: x'(s_2) = x'_2 \quad (6)$$

and satisfying (3), which not only restricts the parameter s to be the natural parameter (proper time) along the timelike curve (5) but it also specifies the timelike character of the tangent vector $\dot{x}(s)$.

Remark 1: Evaluation of the integral I along C_0 can be given a chronometric interpretation, it corresponds to the interval of proper time registered between the events A, B by a standard clock carried by the free particle. In the class Γ of admissible curves the geodesic C_0 is a maximizing curve for the integral $I = \int_{s_1}^{s_2} ds$ [1].

The purpose of this note is to show that, as a consequence of the multiplier rule imposed on C_0 in order that it be a maximizing curve for the integral I , the multiplier $\lambda(s)$ associated with the constraint (3), i.e. $\varphi = 1$, must be a positive constant, so that the Euler necessary condition for an extremum may be written $D\lambda \dot{x}' = 0$; λ may thus be invested with physical meaning, it corresponds to the proper mass of the free particle.

Remark 2: Novozhilov and Yappa [2] choosing for a pointlike charge interacting with a given electromagnetic field the Lagrangian

$$L = \frac{1}{2} m (\dot{u}' u' - c^2) - \frac{q}{c} A' u, \quad (\dot{u}' = dx'/d\tau),$$

interpret the factor $m/2$ as playing the role of the Lagrange multiplier, assumed constant, associated with the side condition (3), serving to specify the parameter s on C_0 . As we shall see the proof that the multiplier, associated with C_0 , must be constant is not so simple. For a free particle a Lagrangian of the form $L = (m/2)(\dot{u}' u' - 1)$ has been proposed by Peres and Rosen [3].

2. Mathematical preliminaries. Formulated in the manner described in Section 1, the problem of extremizing integral I in the class Γ of admissible timelike curves, satisfying condition (3), can be regarded, in the space of points (s, x) , as a nonparametric Lagrange problem [4]. Although the end-points are fixed in x -space (space-time), the problem in s -space is one with variable right endpoint. Indeed, as a consequence of the path dependence of proper time, the interval $(s_1 \leq s \leq s_2)$ cannot be chosen to be the same for each admissible curve in Γ ; without loss of generality, we can restrict the class Γ to timelike curves having the same end-value $s_1 = 0$ of the parameter s at the event A , but at the event B the end-value s_2 must vary when we pass from one admissible curve C_i to a neighbouring curve C_j . As a consequence of the variability of s_2 , besides the Euler necessary condition the extremizing curve C_0 must satisfy a further necessary condition, known as the transversality condition. The combined results of the theorems stating these conditions are called by Bliss the multiplier rule [4]. In

the language of physics the problem under consideration is often designated as a time optimal problem. The results of this section follow from the non-parametric theory. The multiplier rule ensures that there exists a function [4,5] defined by

$$F(x, \dot{x}, \lambda) = \lambda_0 + \lambda(s) [\varphi(x, \dot{x}) - 1] \quad (7)$$

such that the Euler-Lagrange (EL) equations

$$a) \frac{d}{ds} F_x - F_x = 0, \quad b) \quad \varphi - 1 = 0 \quad (8)$$

hold at each point of C_0 . The multipliers $\lambda_0 = \text{const}$ and $\lambda(s)$ do not vanish simultaneously at any point of C_0 . Moreover because of the variability of s_1, C_0 must satisfy the transversality condition [4-6]

$$\left[(F - \dot{x}' F_{\dot{x}'}) dx_\alpha + F_{\dot{x}'} dx'_\alpha \right]_{\alpha=1}^{\alpha=2} = 0 \quad (9)$$

where $(s, x, \dot{x}, \lambda)$ is taken at the first end-point of C_0 when $\alpha=1$ and at the second when $\alpha=2$. In xx -space, the end-conditions satisfy the equations

$$s_1 = 0, \quad A: x'(s_1) = x'_1, \quad B: x'(s_2) = x'_2. \quad (10)$$

Thus the transversality condition (9) takes the form

$$(F - \dot{x}' F_{\dot{x}'})_2 = 0. \quad (11)$$

Remark 3: In the derivation of Lagrange's equations from the variational principle $\delta \int L ds = 0$, the multiplier rule is often treated inadequately, e.g. [7]. The Lagrangian $\bar{L}$ is simply modified by setting $\bar{L} = L + \lambda(s)(\varphi - 1)$, i.e. the multiplier λ_0 is arbitrarily chosen as unity.

3. Derivation of the equation of motion and physical interpretation of the multiplier λ . We briefly sketch the computations for obtaining, from (8) and (9), (11) the equations of motion of a free particle in the form (4). Upon multiplying (8a) by $\dot{x}'$ and with the aid of the relation

$$\dot{x}' F_{\dot{x}'} = (2F - \lambda_0 + \lambda), \quad (12)$$

which is obtained from (7) by making use of the homogeneity of φ in the variables $\dot{x}', \dot{x}' \varphi_{\dot{x}'} = 2$, it follows that

$$\dot{x}' \left(\frac{d}{ds} F_{\dot{x}'} - F_{\dot{x}'} \right) = \frac{d}{ds} F + 2 \frac{d}{ds} \lambda = 0.$$

Substituting for F , eq. (7), we obtain

$$\frac{d\lambda}{ds} = 0. \quad (13)$$

Consequently, λ has a constant value along C_0 . This is all the information obtainable from the EL equations. Further useful information concerning λ comes

from the transversality condition (11).

In view of (12), (11) reads

$$F - \ddot{x}^i F_{\dot{x}^i} = [F - \lambda_0 + \lambda]_2.$$

Substituting for F we find

$$\lambda_0 = 2\lambda(s_2) \quad (14)$$

On account of (13) we deduce that if C_0 is to maximize the integral I , the multiplier λ associated with equation (3) must be constant and equal to $\lambda_0/2 > 0$. Moreover we observe that if $\lambda_0 = 0$, by (13) and (14) $\lambda = 0$. The multiplier rule assures that if $\lambda_0 = 0$, λ does not vanish simultaneously anywhere on $[s_1, s_2]$. The maximizing curve C_0 is said to be normal. For a normal curve, multipliers $\lambda_0 = 1$, $\lambda(s)$ always exist and in this form they are unique. Furthermore, C_0 as a normal extremizing curve may be imbedded in a one-parameter family of admissible curves $\in \Gamma$, which satisfy the end conditions (10) [4]. As a consequence of the constancy of λ , the EL equations (8a) can be written in explicit form

$$\frac{d}{ds} F_{\dot{x}^i} - F_{x^i} = 2\lambda \left(g_{ij} \ddot{x}^j + \frac{1}{2} (g_{ij,k} + g_{ik,j} - g_{jk,i}) \dot{x}^k \dot{x}^j \right) = 0 \quad (15)$$

on multiplying by g^{ij} we get

$$2\lambda (\ddot{x}^i + \Gamma_{jk}^i \dot{x}^j \dot{x}^k) = 2\lambda D\dot{x}^i \quad (D = \delta/\delta s) \quad (16)$$

from the constancy of λ we deduce from (16)

$$D\lambda \dot{x}^i = 0. \quad (17)$$

Comparison with the equation of motion (4) shows that λ may be identified with the proper mass m of the free particle. Adopting the point of view of variational analysis the constancy of m may thus be regarded as a consequence of the path dependence of proper time.

Collège de France - Sorbonne Université, CNRS,
Institut d'Astrophysique de Paris, France, e-mail: krikoria@iap.fr

ОБ ИНТЕРПРЕТАЦИИ СОБСТВЕННОЙ МАССЫ КАК ПОСТОЯННОГО МНОЖИТЕЛЯ ЛАГРАНЖА

Р.А.КРИКОРИАН

Временно-подобная мировая линия C_0 свободной частицы, это максимизирующая кривая для интеграла $I = \int ds$ в классе Γ соседних допустимых

временно-подобных кривых, соединяющих события А, В и удовлетворяющих боковым условиям, наложенным на 4-скорость $\varphi = g_{ij} \dot{x}^i \dot{x}^j = 1$ ($\dot{x}^i = dx^i/ds$). Рассматривая максимизацию интеграла как проблему оптимального времени, показали, что множитель $\lambda(s)$, связанный с уравнением $\varphi = 1$, постоянная вдоль C_1 и ее можно отождествить с собственной массой m свободной частицы. Постоянство m можно рассматривать как следствие зависимости собственного времени от траектории.

Ключевые слова: *собственная масса; множитель Лагранжа*

REFERENCES

1. *V.Fock*, The theory of Space, Time and Gravitation, 2nd revised Edition (Pergamon Press) 1966.
2. *Yu.V.Novozhilov, Yu.A.Yappa*, Electrodynamics, Mir, Moscow, 1981.
3. *A.Peres, N.Rosen*, Nuovo Cimento, vol. XVIII, N.4, 644, 1960.
4. *G.A.Bliss*, Lectures on the calculus of variations, Univ. Chicago Press, Chicago, 1946; *Am. J. Math.*, 52, 673, 1930.
5. *M.R.Hestenes*, *Am. J. Math.*, 58, 391, 1936.
6. *M.Morse*, The calculus of variations in the large, American Mathematical Society, New York, 1934.
7. *L.Infeld*, *Bull. Acad. Polon. Sci.*, 5, 491, 1951.

ИНДУЦИРОВАННАЯ КОСМОЛОГИЧЕСКАЯ ПОСТОЯННАЯ В МОДЕЛИ МИРА НА БРАНЕ С КОМПАКТНЫМ ИЗМЕРЕНИЕМ

А.А.СААРЯН¹, А.Г.САРГСЯН^{1,2}

Поступила 9 февраля 2018

Принята к печати 20 июня 2018

Исследовано вакуумное среднее поверхностного тензора энергии-импульса заряженного скалярного поля на плоской бране в пространстве-времени анти-де Ситтера с компактным пространственным измерением. Дополнительно предполагается наличие постоянного калибровочного поля. Вследствие негравитационной топологии пространства, последнее приводит к эффекту типа Азаронова-Боме. Для перенормировки вакуумного среднего использован метод обобщенной ζ -функции. Индуцированная на бране космологическая постоянная является периодической функцией магнитного потока через компактное измерение и, в зависимости от параметров задачи, может быть, как положительной, так и отрицательной.

Ключевые слова: *космологическая постоянная; модель мира на бране; пространство анти-де Ситтера*

1. *Введение.* Пространство-время анти-де Ситтера (AdS) является максимально симметричным вакуумным решением уравнений Эйнштейна при наличии отрицательной космологической постоянной. В настоящее время эта геометрия играет важную роль в различных областях гравитационной физики и космологии. К таким областям относятся супергравитация, модели миров на бранах и дуальное соответствие AdS/CFT (конформная теория поля). В частности, в моделях миров на бранах наблюдаемая Вселенная является гиперповерхностью в пространстве-времени AdS с дополнительными пространственными измерениями (см., например, [1]).

Наряду с пространствами Минковского и де Ситтера, многообразие AdS является одним из наиболее популярных геометрий в квантовой теории поля в искривленном пространстве-времени. Благодаря высокой симметрии, многие задачи квантовой теории поля точно решаются на AdS фоне, что позволяет составить представление о воздействии классического гравитационного поля на квантовые эффекты. В частности, с точки зрения стабилизации расстояния между бранами (поле радиона) и генерации космологической постоянной на бране, эти эффекты могут играть важную роль в модели миров на бранах. Наличие бран приводит к граничным условиям на фоновые поля, вследствие

чего меняются физические характеристики квантового поля. Это явление известно под общим названием эффекта Казимира [2-5]. В литературе подробно исследовались действующие на браны силы Казимира для различных полей (см., например, ссылки, приведенные в [6]) и было показано, что эти силы, в принципе, могут стабилизировать поле радиона. Важной локальной характеристикой квантового поля является вакуумное среднее тензора энергии-импульса. В моделях с бранами, параллельными к границе AdS, это среднее исследовалось в работах [7-15] для полей с различными спинами. Вакуумные эффекты, генерированные браной, перпендикулярной к границе AdS, недавно исследованы в работе [6]. В многообразиях с границами наряду с объемным тензором энергии-импульса, имеется также поверхностный тензор энергии-импульса, локализованный на границе. Соответствующее выражение для действительного скалярного поля в общем случае фоновом пространстве-времени с произвольной геометрией границы выведено в [16]. Вакуумное среднее поверхностного тензора энергии-импульса на бранах в AdS пространстве исследовано в работах [17,18].

Для заряженных квантовых полей другой важной характеристикой является вакуумное среднее плотности тока. Эта величина в моделях на фоне AdS с компактными пространственными измерениями рассматривалась в серии работ [19-21] как при отсутствии, так и при наличии бран. В настоящей статье исследована космологическая постоянная, генерированная на бране квантовыми эффектами фонового заряженного скалярного поля, в предположении, что одно из пространственных измерений компактно и при наличии постоянного внешнего калибровочного поля. Вследствие нетривиальной топологии фонового пространства, последнее приводит к физическим эффектам для вакуумных средних. Это является аналогом эффекта Ааронова-Бома в квантовой механике.

2. Постановка задачи. В координатах Пуанкаре метрический тензор $(D+1)$ -мерного ADS пространства описывается интервалом

$$ds^2 = g_{\mu\nu} dx^\mu dx^\nu = e^{-2y/l_*} \eta_{\mu\nu} dx^\mu dx^\nu - dy^2, \quad (1)$$

где $\eta_{\mu\nu} = \text{diag}(1, -1, \dots, -1)$ - D -мерная метрика Минковского, $\mu, \nu = 0, 1, \dots, D-1$, а индексы i, k принимают значения от 0 до D . Помимо координаты y , $-\infty < y < +\infty$, ниже используется также координата z , которая определена согласно $z = ae^{y/l_*}$, $0 < z < \infty$. С помощью этой координаты интервал принимает конформно-плоский вид

$$ds^2 = (a/z)^2 (\eta_{\mu\nu} dx^\mu dx^\nu - dz^2). \quad (2)$$

Одной из характерных черт AdS пространства является отсутствие глобальной гиперболичности, вследствие наличия времени подобной границы в конформной бесконечности. Гиперповерхности $z=0$ и $z=\infty$ соответствуют границе и

горизонту AdS пространства. Скаляр Риччи и космологическая постоянная связаны с радиусом кривизны a AdS пространства соотношениями $R = D(D+1)a^{-2}$ и $\Lambda = -D(D-1)a^{-2}/2$.

В настоящей работе локальная геометрия фоновое пространство описывается AdS метрикой (2), однако глобальные характеристики отличаются. Предполагается, что координата x^{D-1} компактифицирована на окружность S^1 длиной L , т.е. $0 \leq x^{D-1} \leq L$. Для остальных координат: $-\infty < x^i < +\infty$, $i=1, \dots, D-2$. Заметим, что физическая длина компактной размерности, измеренная наблюдателем с фиксированной координатой x , дается формулой $L_{(p)} = aL/z = e^{-\gamma/2}L$. Ниже в качестве квантового поля рассмотрено комплексное скалярное поле $\phi(x)$. При наличии внешнего калибровочного поля A_i соответствующее уравнение движения имеет вид

$$(g^{ab} D_i D_i + m^2 + \xi R) \phi(x) = 0, \quad (3)$$

где $D_i = \nabla_i + ieA_i$ - оператор калибровочно расширенной ковариантной производной. Вдоль компактной размерности x^{D-1} поле удовлетворяет условию квазипериодичности

$$\phi(t, x^1, \dots, x^{D-1} + L, y) = e^{2\pi i \alpha} \phi(t, x^1, \dots, x^{D-1}, y), \quad (4)$$

с постоянной фазой α . Ниже будет рассмотрена конфигурация калибровочного поля с постоянным A_i . Соответствующие напряженности электромагнитного поля равны нулю, однако вследствие нетривиальной топологии, ненулевое поле A_i приводит к физически наблюдаемым эффектам.

Для постоянного поля A_i калибровочным преобразованием $\phi(x) = e^{-ie\chi(x)} \phi'(x)$, $A_i = A'_i + \partial_i \chi(x)$, где $\chi(x) = A_i x^i$, можно перейти к калибровке с $A'_i = 0$. В новой калибровке векторный потенциал A_i появляется в условии квазипериодичности для нового поля:

$$\phi'(t, x^1, \dots, x^{D-1} + L, y) = e^{2\pi i \bar{\alpha}} \phi'(t, x^1, \dots, x^{D-1}, y), \quad (5)$$

где $\bar{\alpha} = \alpha + eA_{D-1}L/2\pi$. Физические величины не зависят от выбора калибровки и в дальнейшем вычисления проводятся в калибровке $(\phi'(x), A'_i)$ с $A'_i = 0$, опуская штрихи над соответствующими величинами.

В калибровке с нулевым векторным потенциалом уравнение поля запишется в виде

$$(g^{ab} \nabla_i \nabla_i + m^2 + \xi R) \phi(x) = 0, \quad (6)$$

где поле удовлетворяет условию периодичности (5) (без штрихов). Ниже предполагается наличие браны в $y=y_0$, на которой скалярное поле удовлетворяет граничному условию Робина

$$(1 + \beta^{(j)} n_{(j)} \nabla_i) \phi(x) = 0, \quad (7)$$

где $\beta^{(j)}$ - постоянные, а $n^{(j)}$ - единичный вектор нормали к бране. В общем случае коэффициенты $\beta^{(j)}$ могут быть разными для правой и левой поверхностей браны. Значение $j=1$ соответствует правой поверхности, $y=y_2+0$, а $j=2$ - левой поверхности, $y=y_2-0$.

Ниже исследовано вакуумное среднее поверхностного тензора энергии-импульса $T_{\mu\nu}^{(j)}$ поля $\phi(x)$, локализованного на поверхности браны. Выражение этого тензора можно найти методом, использованным в [16] для действительного скалярного поля. В области $M(D+1)$ -мерного пространства-времени с границей ∂M , поверхностный тензор энергии-импульса имеет вид

$$T_{\mu\nu}^{(j)} = \delta(x; \partial M_j) \left[\xi \phi \phi' K_{\mu\nu} - \left(\xi - \frac{1}{4} \right) h_{\mu\nu} n^\lambda \nabla_\lambda (\phi \phi') \right], \quad (8)$$

где $h_{\mu\nu} = g_{\mu\nu} + n_\mu n_\nu$ индуцированная метрика на границе ∂M_j , n^λ - вектор нормали к поверхности ∂M_j , направленный внутрь области M , $\delta(x; \partial M_j)$ - так называемая "односторонняя" дельта-функция, а $K_{\mu\nu} = h_\mu^\lambda h_\nu^\sigma \nabla_\lambda n_\sigma$ - тензор внешней кривизны границы.

Обозначим через $\{\phi_\sigma^{(+)}(x), \phi_\sigma^{(-)}(x)\}$ полный набор положительно и отрицательно частотных решений уравнения поля (6), удовлетворяющих условию квазипериодичности (5) и граничному условию (7). Коллективный индекс σ обозначает набор квантовых чисел, определяющих состояние. Для рассматриваемой фоновой геометрии моды скалярного поля представляются в виде

$$\phi_\sigma^{(\pm)}(x) = z^{D/2} [C_1 J_\nu(\lambda z) + C_2 Y_\nu(\lambda z)] e^{ik_\mu x^\mu}, \quad (9)$$

где $J_\nu(\lambda z)$ и $Y_\nu(\lambda z)$ функции Бесселя и Неймана,

$$\nu = \sqrt{D^2/4 - D(D+1)\xi + m^2 a^2}, \quad (10)$$

$$\text{и } \omega = \sqrt{\lambda^2 + k^2}, \quad k^2 = \sum_{i=1}^{D-1} k_i^2, \quad k_i x^i = \sum_{i=1}^{D-1} k_i x^i.$$

Для мнимых ν соответствующее вакуумное состояние неустойчиво и в дальнейшем предполагаются значения параметров, для которых $\nu \geq 0$. Для компонент импульса имеем $-\infty < k_l < +\infty$ для $l=1, \dots, D-2$, и

$$k_{D-1}(n) = 2\pi \frac{n + \bar{a}}{L}, \quad n = 0, \pm 1, \pm 2, \dots \quad (11)$$

Полный набор квантовых чисел σ состоит из компонент импульса k_i , $i=1, 2, \dots, D-1$, и "радиального" квантового числа λ .

Отличные от нуля компоненты индуцированной метрики и соответствующего тензора внешней кривизны определяются формулами

$$h_{\mu\nu} = g_{\mu\nu}, \quad K_{\mu\nu} = -n^{(j)} h_{\mu\nu} / a, \quad (12)$$

где $\mu, \nu \neq D$ и $h_{DD} = 0$. В (12) $n^{(1)} = 1$ и $n^{(2)} = -1$. Используя граничное

условие (7), для вакуумного среднего поверхностного тензора энергии-импульса получим следующее выражение

$$\langle 0|T_{\mu}^{(\nu)}|0\rangle = \langle T_{\mu}^{(\nu)}\rangle = \delta(x; \partial M_s) \langle \tau_{\mu}^{(\nu)}\rangle, \quad (13)$$

где

$$\langle \tau_{\mu}^{(\nu)}\rangle = -\delta_{\mu}^{\nu} \frac{n^{(l)}}{a} \left(\xi - \frac{2\xi - 1/2}{n^{(l)}\beta^{(l)}} \right) \langle \Phi\Phi^* \rangle_j, \quad (14)$$

$\mu, \nu \neq D$ и $\langle \tau_D^{(D)}\rangle = 0$. Следовательно, проблема сводится к вычислению вакуумного среднего квадрата поля на бране, $\langle \Phi\Phi^* \rangle_{y=y_0}$.

Вакуумное среднее поверхностного тензора энергии-импульса диагонально и все ненулевые компоненты равны. Для наблюдателя на бране соответствующая плотность энергии ϵ_j (энергия на единичный физический объем на бране) и давления p_j даются соотношениями

$$\epsilon_j = \langle \tau_j^{(j)}\rangle, \quad p_j = -\epsilon_j. \quad (15)$$

Эти величины не зависят от координат на бране и для наблюдателя на бране (15) соответствуют источнику типа космологической постоянной.

3. *Вакуумное среднее квадрата поля на бране.* Будем рассматривать вакуумное среднее квадрата поля в областях $y \geq y_0$ (R -область) и $y \leq y_0$ (L -область) отдельно.

3.1. *R-область.* Из граничного условия (7) для функции (9) получим

$$C_2 = -\frac{\bar{J}_v^{(l)}(\lambda z_0)}{\bar{Y}_v^{(l)}(\lambda z_0)} C_1, \quad z_0 = ae^{y_0/a}. \quad (16)$$

Здесь введено обозначение

$$\bar{F}^{(l)}(x) = A_j F(x) + B_j x F'(x), \quad (17)$$

где

$$A_j = 1 + \frac{D}{2} \frac{n^{(l)}\beta^{(l)}}{a}, \quad B_j = n^{(l)} \frac{\beta^{(l)}}{a}. \quad (18)$$

Коэффициент C_1 определяется из условия нормировки. Соответствующее вычисление аналогично приведенному в [10]. В результате, выражение для вакуумного среднего квадрата поля на правой поверхности браны примет вид

$$\langle \Phi\Phi^* \rangle_i = \frac{a^{1-D} z_0^D}{2(2\pi)^{D-1} L} \sum_{\mathbf{K}} \int_0^\infty d\lambda \int_0^\infty d\lambda' \frac{\lambda}{\omega} \frac{g_{\mathbf{K}}^{(l)2}(\lambda z_0, \lambda' z_0)}{\bar{J}_{\mathbf{K}}^{(l)2}(\lambda z_0) + \bar{Y}_{\mathbf{K}}^{(l)2}(\lambda z_0)}, \quad (19)$$

где $\mathbf{K} = (k_1, \dots, k_{D-1})$ и $g_{\mathbf{K}}^{(l)}(u, v) = \bar{Y}_{\mathbf{K}}^{(l)}(u) J_{\mathbf{K}}(v) - \bar{J}_{\mathbf{K}}^{(l)}(u) Y_{\mathbf{K}}(v)$. Здесь и ниже будем опускать индекс $y = y_0$. После интегрирования по угловым координатам вектора $\mathbf{K}$ получаем

$$\langle \Phi \Phi^\dagger \rangle_1 = \frac{2^{4-D} B_1^2 z_0^D a^{1-D}}{\pi^{D/2+1} \Gamma(D/2-1) L} \sum_{n=-\infty}^{\infty} \int_0^\infty dK K^{D-3} \int_0^\infty d\lambda \frac{[J_{\nu}^{(0)B}(\lambda z_0) + Y_{\nu}^{(0)B}(\lambda z_0)]^2}{\sqrt{\lambda^2 + K^2 + k_{D-1}^2(n)}}. \quad (20)$$

Выражение в правой части (20) расходится и необходима регуляризация с дальнейшей перенормировкой. Для регуляризации воспользуемся методом обобщенной дзета-функции [22]. Рассмотрим функцию

$$\Phi_1(s) = \frac{2^{4-D} a^{1-D} z_0^D B_1^2}{\pi^{D/2+1} \Gamma(D/2-1) \mu^{s+1} L} \sum_{n=-\infty}^{\infty} \int_0^\infty \frac{\lambda d\lambda}{J_{\nu}^{(0)B}(\lambda z_0) + Y_{\nu}^{(0)B}(\lambda z_0)} \times \int_0^\infty \frac{K^{D-3} dK}{[\lambda^2 + K^2 + k_{D-1}^2(n)]^{s/2}}, \quad (21)$$

где μ - произвольный масштаб массы, введенный для сохранения размерности выражения. Вакуумное среднее квадрата поля получается аналитическим продолжением функции $\Phi(s)$ в точке $s = -1$:

$$\langle \Phi \Phi^\dagger \rangle_1 = \Phi_1(s)|_{s=-1}. \quad (22)$$

Здесь и ниже обозначение $|_{s=-1}$ будем понимать в смысле аналитического продолжения.

После интегрирования по K получим

$$\Phi_1(s) = \frac{B_1 z_0^D a^{1-D}}{(4\pi)^{D/2-1} L} \sum_{n=-\infty}^{\infty} \zeta_{(1)B}(s), \quad (23)$$

где обобщенная дзета-функция определена согласно

$$\zeta_{(1)B}(s) = \frac{2 B_1 \Gamma(-\alpha_s)}{\pi^2 \Gamma(-s/2) \mu^{s+1}} \int_0^\infty \frac{\lambda [\lambda^2 + k_{D-1}^2(n)]^s d\lambda}{J_{\nu}^{(0)B}(\lambda z_0) + Y_{\nu}^{(0)B}(\lambda z_0)}, \quad (24)$$

и $\alpha_s = (D+s)/2-1$. Для дальнейшего преобразования функции (24) воспользуемся соотношением

$$\frac{1}{J_{\nu}^{(0)B}(x) + Y_{\nu}^{(0)B}(x)} = \frac{-\pi}{4iB_1} \left[\frac{H_{\nu}^{(1)}(x)}{\overline{H_{\nu}^{(1)}(x)}} - \frac{H_{\nu}^{(2)}(x)}{\overline{H_{\nu}^{(2)}(x)}} \right], \quad (25)$$

где $H_{\nu}^{(1)}(x)$ и $H_{\nu}^{(2)}(x)$ - функции Ганкеля и использовано обозначение (17) для этих функций. Подставляя в (24), при $\text{Res} < 1-D$, можно повернуть контур интегрирования в комплексной плоскости λ на угол $\pi/2$ для первого слагаемого в квадратных скобках (25) и на угол $-\pi/2$ - для второго. Точки $\lambda = \pm i k_{D-1}(n)$ нужно обойти полуокружностями малого радиуса ρ в правой полуплоскости. Будем также полагать, что $\text{Res} > -D$, так что интегралы по этим полуокружностям стремятся к нулю в пределе $\rho \rightarrow 0$. В результате получаем следующее интегральное представление дзета-функции

$$\zeta_{(2)0}(s) = -\frac{\mu^{-s-1}}{\Gamma(-s/2)\Gamma(\alpha_s+1)} \int_{k_{D-1}(n)} d\lambda \lambda [\lambda^2 - k_{D-1}^2(n)]^{\alpha_s} \frac{K_s(\lambda x_0)}{K_s^{(1)}(\lambda x_0)}, \quad (26)$$

которое имеет место в слое $-D < \text{Re } s < 1 - D$ комплексной плоскости s .

3.2. L -область. В L -области из граничного условия на AdS границе $x=0$ следует, что $C_2=0$, а коэффициент C_1 определяется из условия нормировки. Из граничного условия на бране $x=x_0$ следует, что собственные значения квантового числа λ являются решениями уравнения $\tilde{J}_\nu^{(2)}(\lambda x_0)=0$. Обозначим эти решения через $\lambda=\lambda_l$, $l=1, 2, \dots$. Соответствующее регуляризованное вакуумное среднее представится в виде

$$\Phi_2(s) = \frac{B_2 a^{1-D} x_0^D}{(4\pi)^{D/2-1} L} \sum_{l=1}^{\infty} \zeta_{(2)0}(s), \quad (27)$$

где обобщенная дзета-функция определена выражением

$$\zeta_{(2)0}(s) = -\frac{\Gamma(-\alpha_s)}{\Gamma(-s/2)\mu^{s+1}} \sum_{l=1}^{\infty} \frac{\lambda_l [\lambda_l^2 + k_{D-1}^2(n)]^{\alpha_s} J_\nu(\lambda_l x_0)}{[\partial_\lambda \tilde{J}_\nu^{(2)}(\lambda x_0)]_{\lambda=\lambda_l}}. \quad (28)$$

При выводе (27) мы воспользовались выражением постоянной нормировки

$$|C_1|^2 = -\frac{B_2 a^{1-D}}{(2\pi)^{D/2-1} L \omega} \frac{\lambda}{J_\nu(\lambda x_0) \partial_\lambda \tilde{J}_\nu^{(2)}(\lambda x_0)} \Big|_{\lambda=\lambda_l}, \quad (29)$$

в L -области.

Учитывая, что точки $x=\lambda_l x_0$ являются простыми нулями функции $\tilde{J}_\nu^{(2)}(x)$, с помощью теоремы о вычетах, дзета-функцию можно представить в виде

$$\zeta_{(2)0}(s) = -\frac{\Gamma(-\alpha_s)}{2\pi i \Gamma(-s/2)\mu^{s+1}} \int_C du \frac{u [\mu^2 + k_{D-1}^2(n)]^{\alpha_s} J_\nu(u x_0)}{\tilde{J}_\nu^{(2)}(u x_0)}, \quad (30)$$

где C - замкнутый контур в комплексной плоскости u , включающий все нули $\lambda_l x_0$. Расположение этих нулей дает возможность деформировать контур C в отрезок мнимой оси $(-iR, iR)$ и в полуокружность в правой полуплоскости радиуса R с последующим предельным переходом $R \rightarrow \infty$. Предполагается, что точки $u = \pm i k_{D-1}(n)$ обходятся полуокружностями $C_\rho^\pm$ малого радиуса ρ в правой полуплоскости. Следовательно, для дзета-функции получим интегральное представление

$$\zeta_{(2)0}(s) = \frac{\mu^{-s-1}}{\Gamma(\alpha_s+1)\Gamma(-s/2)} \int_{k_{D-1}(n)} d\lambda \lambda [\lambda^2 - k_{D-1}^2(n)]^{\alpha_s} \frac{I_\nu(\lambda x_0)}{\tilde{J}_\nu^{(2)}(\lambda x_0)}, \quad (31)$$

в слое $-D < \text{Re } s < 1 - D$ комплексной плоскости s .

Выражения (26) и (31) можно объединить в единую формулу

$$\zeta_{(j)N}(s) = \frac{-(n^{(j)})\mu^{-s-1}}{\Gamma(\alpha_s+1)\Gamma(-s/2)} \int_{k_{D-1}(u)}^{\infty} d\lambda [\lambda^2 - k_{D-1}^2(n)]^{\alpha_s} \cdot \frac{F_{\alpha_s}(\lambda, x_0)}{F_{\alpha_s}^{(U)}(\lambda, x_0)}, \quad (32)$$

где $F=K$ при $j=1$ и $F=I$ при $j=2$. Для функции $\Phi(s)$ имеем

$$\Phi_j(s) = \frac{B_j \alpha^{1-D} x_0^D}{(4\pi)^{D/2-1} L} \sum_{n=-\infty}^{\infty} \zeta_{(j)N}(s). \quad (33)$$

Это представление имеет место в слое $-D < \text{Re } s < 1-D$ и при условии, что $\bar{F}_{\alpha}^{(U)}(u)$ не имеет действительных нулей. Требуется аналитическое продолжение функции $\Phi_j(s)$ в точку $s=-1$.

4. *Перенормировка и плотность энергии.* Для отличных от нуля B_j и больших значений u , отношение в подынтегральном выражении (32) имеет следующую асимптотику

$$\frac{F_{\alpha}^{(U)}(u)}{\bar{F}_{\alpha}^{(U)}(u)} = \frac{1}{B_j} \sum_{l=1}^{\infty} \frac{v_l^{(F,j)}}{u^l}. \quad (34)$$

Коэффициенты для функций $I_{\alpha}(u)$ и $K_{\alpha}(u)$ связаны соотношением

$$v_l^{(K,j)} = (-1)^l v_l^{(I,j)}. \quad (35)$$

Первые пять - коэффициенты ряда (34) имеют вид

$$\begin{aligned} v_1^{(I,j)} &= 1, \quad v_2^{(I,j)} = \frac{1}{2} - \frac{A_j}{B_j}, \quad v_3^{(I,j)} = \frac{3}{8} - \frac{A_j}{B_j} + \frac{A_j^2}{B_j^2} - \frac{v^2}{2}, \\ v_4^{(I,j)} &= \frac{3}{8} + \frac{A_j}{B_j} (v^2 - 1) + \frac{3}{2} \frac{A_j^2}{B_j^2} - \frac{A_j^3}{B_j^3} - v^2, \\ v_5^{(I,j)} &= \frac{63}{128} + \frac{5}{2} \frac{A_j}{B_j} \left(v^2 - \frac{9}{20} \right) - \frac{3}{2} \frac{A_j^2}{B_j^2} \left(v^2 - \frac{5}{4} \right) - 2 \frac{A_j^3}{B_j^3} + \frac{A_j^4}{B_j^4} - \frac{29}{16} v^2 + \frac{3}{8} v^4. \end{aligned} \quad (36)$$

Для ненулевых мод Калуцы-Клейна (КК) $k_{D-1}(n)$ вычтем и добавим первые N члены асимптотического разложения в подынтегральном выражении (32). После интегрирования добавленной части получим

$$\begin{aligned} \zeta_{(j)N}(s) &= -\frac{n^{(j)} x_0^{-2\alpha_s-2}}{\Gamma(-s/2)\mu^{s+1}} \left[\int_{k_{D-1}(n)x_0}^{\infty} du [u^2 - k_{D-1}^2(n)x_0^2]^{\alpha_s} \cdot \frac{u G_j(u)}{\Gamma(\alpha_s+1)} \right. \\ &\quad \left. + \frac{1}{2 B_j} \sum_{l=1}^N \frac{v_l^{(F,j)} \Gamma(l/2 - \alpha_s - 1)}{\Gamma(l/2) (k_{D-1}^2(n) x_0^2)^{-2\alpha_s-2}} \right], \end{aligned} \quad (37)$$

где введено обозначение

$$G_j(u) = \frac{F_{\alpha}^{(U)}(u)}{\bar{F}_{\alpha}^{(U)}(u)} - \frac{1}{B_j} \sum_{l=1}^N \frac{v_l^{(F,j)}}{u^l}. \quad (38)$$

При наличии нулевой моды $k_{D-1}(n) = 0$ следует выделить соответствующее слагаемое из суммы в (33) и представить соответствующий интеграл в виде суммы интегралов по отрезкам $(0, 1)$ и $(1, \infty)$. Для второго интеграла воспользуемся описанной выше процедурой для ненулевых КК мод. В результате получается следующее выражение

$$\Phi_j(x) = -\frac{\pi^{(D-1)/2} \mu^{-s+1} x_0^{D-2-2\alpha_j}}{(4\pi)^{D/2-1} \Gamma(-s/2) \Gamma(\alpha_j+1) L} \left[G_j^{(s)} + \sum_{n=-\infty}^{\infty} \int_{x_n}^{\infty} du u [u^2 - k_{D-1}^2(n) x_0^2]^{\alpha_j} G_j(u) \right. \\ \left. + \frac{\Gamma(\alpha_j+1)}{2B_j} \sum_{l=1}^N \frac{\sqrt{f^{(l)}} \Gamma(l/2 - \alpha_j - 1) \zeta_0(l/2 - \alpha_j - 1)}{x_0^{l-2\alpha_j-2} \Gamma(l/2)} \right], \quad (39)$$

где $u_n = k_{D-1}(n)x_0 + \delta_{0, k_{D-1}(n)}$, а слагаемое

$$G_j^{(s)} = \int_0^1 du u^{2\alpha_j+1} \frac{F_v(u)}{\bar{F}_v(u)} - \frac{1}{B_j} \sum_{l=1}^N \frac{\sqrt{f^{(l)}}}{2\alpha_j+2-l} \quad (40)$$

обусловлено нулевой модой. Это слагаемое нужно опустить, если нулевая мода отсутствует. Функция $\zeta_0(x)$ в (39) определена согласно

$$\zeta_0(x) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} \frac{1}{k_{D-1}^{2x}(n)}, \quad (41)$$

где штрих над знаком суммы означает, что при наличии нулевой моды $k_{D-1}(n) = 0$ она должна быть исключена из суммы.

Интеграл в правой части формулы (39) сходится при $N > D + \operatorname{Re} s - 1$, а ряд сходится, если $N > D + \operatorname{Re} s$ (при больших $k_{D-1}(n)$ интеграл пропорционален $k_{D-1}^{2\alpha_j-N+1}(n)$). Следовательно, если $N \geq D$, то расходимости в (39) в точке $s = -1$ обусловлены первым членом в квадратных скобках (простой нуль соответствующее слагаемому $l = D - 1$) и слагаемым с функцией $\zeta_0(x)$.

Ниже будем рассматривать случай, когда $\bar{\alpha} \neq 0$ и для фазы $\bar{\alpha}$ предполагается интервал значений $0 < \bar{\alpha} < 1$. Для функции (41) имеем

$$\zeta_0(x) = \left(\frac{L}{2\pi}\right)^{2x} \sum_{n=-\infty}^{\infty} \frac{1}{(n + \bar{\alpha})^{2x}}. \quad (42)$$

Эта функция выражается через дзета-функцию Гурвица $\zeta_N(x, p)$:

$$\zeta_0(x) = \left(\frac{L}{2\pi}\right)^{2x} [\zeta_N(2x, 1 - \bar{\alpha}) + \zeta_N(2x, \bar{\alpha})]. \quad (43)$$

Функция $\zeta_0(x)$ появляется в выражении (39) в виде произведения с гамма-функцией. Следовательно необходимо исследовать полюсы функции

$$P(x, p) = \Gamma(x) [\zeta_N(2x, p) + \zeta_N(2x, 1 - p)], \quad 0 < p < 1. \quad (44)$$

Возможными полюсами этой функции являются полюсы гамма-функции или

суммы дзета-функций Гурвица. В точке $x = 1/2$ гамма-функция конечна - $\Gamma(1/2) = \sqrt{\pi}$, следовательно из-за полюсов дзета-функции Гурвица [23] имеем следующий ряд Лорана:

$$P(x, p) = \sqrt{\pi} \left[\frac{1}{x-1/2} - \psi(p) - \psi(1-p) + \psi(1/2) + \dots \right], \quad (45)$$

где $\psi(x)$ - дигамма-функция, а многоточие соответствует членам, которые обращаются в нуль в точке $x = 1/2$. Дзета-функция Гурвица не имеет других полюсов, и следовательно остальные особые точки функции $P(x)$ обусловлены полюсами гамма-функции. Известно, что гамма-функция имеет только простые полюсы в нуле и при целых отрицательных значениях аргумента. В точке $x = 0$ для дзета-функции Гурвица имеем $\zeta_H(0, p) + \zeta_H(0, 1-p) = 0$. Отсюда следует, что функция $P(x, p)$ конечна в точке $x = 0$. Для точек $x = -m, m = 1, 2, \dots$, имеем

$$\zeta_H(-2m, p) + \zeta_H(-2m, 1-p) = -\frac{B_{2m+1}(p) + B_{2m+1}(1-p)}{2m+1}, \quad (46)$$

где $B_n(x)$ - полиномы Бернулли. Из соотношения $B_n(1-x) = (-1)^n B_n(x)$ следует что (46) обращается в нуль, и поэтому функция $P(x, p)$ конечна в точках $x = -m, m = 1, 2, \dots$. Следовательно функция (45) имеет единственный полюс в точке $x = 1/2$ и этот полюс простой.

Из проведенного выше анализа следует, что для (39) имеет место следующее разложение в окрестности точки $s = -1$:

$$\Phi_f(s) = \frac{n^{(l)} (2a)^{l-D} \sqrt{v_D^{(f,l)}}}{\Gamma(D/2)(s+1)} + \langle \Phi^f \rangle_f + \dots, \quad (47)$$

где многоточие соответствует членам, которые обращаются в нуль в точке $s = -1$, а для конечной части имеем

$$\begin{aligned} \langle \Phi^f \rangle_{f,l} = & -\frac{2(4\pi)^{(l-D)/2} n^{(l)} B_l z_0}{\Gamma((D-1)/2) a^{D-1} L} \sum_{s=-\infty}^{\infty} \int_{k_{D-1}(n) z_0}^{\infty} du \left[u^2 - z_0^2 k_{D-1}^2(n) \right]^{(D-1)/2} G_l(u) \\ & - \frac{n^{(l)} a^{l-D}}{2^D \sqrt{\pi}} \left[\frac{(2\pi)^D}{(L/z_0)^D} \sum_{l=1}^{\infty} \frac{v^{(f,l)} (L/z_0)^l}{(2\pi)^l \Gamma(l/2)} J^{\left(\frac{l-D+1}{2}, \bar{a} \right)} \right. \\ & \left. - \frac{\sqrt{\pi} v_D^{(f,l)}}{\Gamma(l/2)} \left(\psi(\bar{a}) + \psi(1-\bar{a}) + 2\ln \left(\frac{2\pi}{L\mu} \right) \right) \right]. \end{aligned} \quad (48)$$

Штрих над знаком суммы по l означает, что слагаемое с $l = D$, для которого аргумент дзета-функций Гурвица равен 1, должно быть исключено. Структура полюсной части в (48) дает возможность поглощать полюсы в соответствующие контрчлены. Для конечной части плотности поверхностной энергии имеем

$$\varepsilon_{\Lambda, f} = -\frac{n^{(f)}}{a} \left(\xi - \frac{2\xi - 1/2}{n^{(f)}\beta^{(f)}a} \right) \langle \Phi \Phi^{\dagger} \rangle_{\Lambda, f}. \quad (49)$$

Полная плотность энергии на бране получается суммированием вкладов от двух поверхностей браны. Для нечетных D и граничных условий с $n^{(1)}\beta^{(1)} = n^{(2)}\beta^{(2)} = \beta$, полюсные вклады от двух поверхностей браны сокращаются и получается следующее конечное выражение

$$\begin{aligned} \varepsilon = & -\frac{1}{a^D} \left(\xi - \frac{2\xi - 1/2}{\beta} a \right) \left\{ \frac{2(4\pi)^{(D-1)/2}}{\Gamma((D-1)/2)La} \sum_{n=1}^{\infty} \int_{k_{D-1}(n)}^{\infty} du u \right. \\ & \times \left[u^2 - z_0^2 k_{D-1}^2(n) \right]^{(D-3)/2} \left[\frac{K_\nu(u)}{K_\nu^{(1)}(u)} + \frac{I_\nu(u)}{I_\nu^{(2)}(u)} - \frac{a^{[N/2]} 2\nu^{(j,2)}}{\beta u^{2j}} \right] \\ & \left. + \frac{2\pi^{D-1/2}}{(L/z_0)^D} \sum_{l=1}^{[N/2]} \frac{\nu_{2l}^{(j,2)} (L/z_0)^{2l}}{\Gamma(l)(2\pi)^{2l}} P\left(\frac{2l-D+1}{2}, \tilde{\alpha}\right) \right\}. \end{aligned} \quad (50)$$

Здесь $[N/2]$ означает целую часть $N/2$. Заметим, что выражение (50) не зависит от μ .

Космологическая постоянная, измеренная в единицах кривизны пространства AdS, $a^D \varepsilon$, зависит от отношения β/a , от параметра $\tilde{\alpha}$, определяющего магнитный поток через компактное измерение, и от отношения L/z_0 . Заметим также, что плотность энергии зависит от длины компактного измерения и от расположения браны в виде L/z_0 . Это свойство является следствием максимальной симметрии AdS пространства. На рис.1 приведена величина $a^D \varepsilon$ для модели с $D=5$ в зависимости от коэффициента в граничном условии Робина (в единицах радиуса кривизны фонового многообразия) для

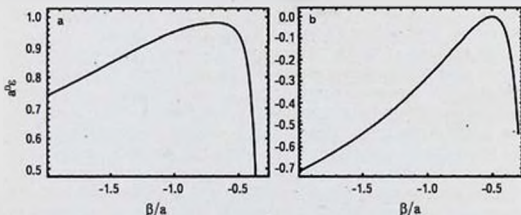


Рис.1. Зависимость величины $a^D \varepsilon$ (определяемая выражением (50)) от отношения β/a , при фиксированных значениях параметров $z_0/L=1$, $\tilde{\alpha}=0.45$, для минимально (a) и конформно (b) связанных безмассовых скалярных полей ($m=0$).

минимально ($\xi = 0$) и конформно ($\xi = (D-1)/4D$) связанных безмассовых скалярных полей при заданных значениях $x_0/L = 1$, $\bar{\alpha} = 0.45$. Для конформно связанного поля индуцированная космологическая постоянная отрицательная, в то время как для минимально связанного поля, в зависимости от значения коэффициента в граничном условии, она может быть как положительной так и отрицательной.

Из приведенных выше результатов для R-области можно найти индуцированную космологическую постоянную в $(D+1)$ -мерной модели Рандалл-Сундрума с одной браной и с одним компактным измерением. Соответствующий интервал имеет вид

$$ds^2 = e^{-2\psi/\epsilon} \eta_{\mu\nu} dx^\mu dx^\nu - dy^2, \quad (51)$$

в области $y < 0$ и $y > 0$ связаны Z_2 -симметрией. Брана локализована в точке $y_0 = 0$. В терминах конформной координаты x имеем $x_0 = a$. Как видим, в модели Рандалл-Сундрума фигурирует только R-область AdS пространства. Граничное условие для поля ϕ на бране получается интегрированием уравнения поля в окрестности браны (см., например, [20] и приведенные там ссылки) с учетом Z_2 -симметрии. Для полей, четных относительно отражений по отношению к бране, граничное условие имеет вид Робина с коэффициентом $\beta_2 = -1/(c + 2D\xi/a)$, где c - коэффициент массового члена в части действия локализованного на бране: $S_b = c \int d^D x dy \sqrt{g} |\phi'|^2 \delta(y)$. Индуцированная на бране плотность энергии дается выражением (49) с $j=2$ и с вакуумным средним квадрата поля из (48), где теперь нужно положить $x_0 = a$. Произведение $a^D \epsilon_{2,\ell}$ является функцией от L/a , β_2/a и m . В эффективной теории на бране с пространственно-временными координатами $(x^0, x^1, \dots, x^{D-2})$ индуцированная плотность энергии дается произведением $L\epsilon_{2,\ell}$. В простейшей модели с $D=5$ это соответствует космологической постоянной в наблюдаемой Вселенной. Заметим, что в исходной модели Рандалл-Сундрума $D=4$.

Для характера компактной размерности x^{D-1} имеются две возможности. Первая соответствует дополнительной размерности КК-типа. В этом случае из коллайдерных ограничений следует, что $L < 10^{-18}$ см. Вторая возможность соответствует дополнительной размерности ADD (Аркан-Хамед-Димопулос-Двали)-типа. В этом случае дополнительное компактное измерение недоступно для полей стандартной модели и ограничения на соответствующую длину намного слабее. Эти ограничения следуют из настольных экспериментов по проверке ньютоновского закона притяжения и из наблюдательных данных в рамках Солнечной системы. Эти же данные приводят к ограничениям на радиус кривизны в модели Рандалл-Сундрума с одной браной: $a \leq 10^{-3}$ см. Если L и a одного порядка, то при $D=5$ имеем $L\epsilon_{2,\ell} \propto 1/a^4$. Такую же зависимость имеет плотность энергии Казимира в наблюдаемой Вселенной

в модели с дополнительным компактным подпространством с линейным размером a . В работе [23] показано, что при $a \sim O(10^{-1} \text{ см})$ эта плотность энергии по порядку величины совпадает с плотностью темной энергии $\varepsilon_{DE} \sim (2.3 \times 10^{-3} \text{ эВ})^4$. Эта возможность реализуется для компактных размерностей ADD-типа. Для компактных размерностей с длиной $L \ll a$ и при $D=5$ имеем $L\varepsilon_{2,f} \propto (a/L)/a^4$.

Аналогичным образом можно исследовать вакуумное среднее поверхностного тензора энергии-импульса на бране в модели Двали-Габададзе-Поррати (DGP) (см., например, [24]). В этой модели фоновая космологическая постоянная равна нулю и при отсутствии материи соответствующая геометрия плоская и задача, аналогичная рассмотренной в данной статье более простая. Соответствующие результаты получаются из выражений для AdS фона в пределе $a \rightarrow \infty$ при фиксированных u и L . Заметим, что в отличие от модели Рандалл-Сундрума, в DGP-модели плотность лагранжиана на бране содержит эйнштейновский член с гравитационной постоянной, отличной от многомерной гравитационной постоянной.

Недавняя регистрация гравитационного и электромагнитного сигналов от источника GW170817 [25] может привести к новым ограничениям на параметры моделей с дополнительными размерностями. В частности, в настоящее время в литературе широко обсуждаются ограничения на альтернативные теории гравитации, следующие из наблюдательных ограничений на разницу скоростей гравитационных и электромагнитных волн от GW170817. В бран моделях гравитационные и электромагнитные сигналы между двумя точками на бране могут путешествовать разными путями. Это приводит к задержке времени между обнаружением гравитационных и электромагнитных волн, излучаемых одновременно из одного и того же источника (см., например, [26]).

5. Заключение. В настоящей статье исследовано вакуумное среднее поверхностного тензора энергии-импульса для заряженного скалярного поля, индуцированного на бране в AdS пространстве с компактным пространственным измерением. Брана параллельна границе AdS, а поле удовлетворяет граничному условию Робина на бране. В общем случае, коэффициенты в граничном условии различны для левой и правой поверхностей браны. Вакуумное среднее поверхностного тензора энергии-импульса выражается через вакуумное среднее квадрата поля на бране. Последнее расходится и нуждается в регуляризации и перенормировке. В работе использована процедура перенормировки, основанная на обобщенной дзета функции. Для областей $y \geq y_0$ (R-область) и $y \leq y_0$ (L-область) вакуумное среднее квадрата поля на бране представлено в виде суммы полюсной и конечной частей. Конечная часть зависит от масштаба массы μ . Эта зависимость исчезает в полной

плотности поверхностной энергии для нечетных значений пространственной размерности, если коэффициенты граничного условия для R - и L -областей связаны соотношением $\beta_1 = -\beta_2$. В этом частном случае вакуумное среднее плотности энергии дается формулой (50), а для соответствующего давления имеем $p = -\varepsilon$. Это соответствует космологической постоянной, индуцированной на бране квантовыми эффектами фонового скалярного поля. В зависимости от параметров задачи, индуцированная космологическая постоянная может быть как положительной, так и отрицательной.

Выше был рассмотрен квантовый эффект генерации поверхностного тензора энергии-импульса на бране для заданной фоновой геометрии (AdS пространство с компактной размерностью). Одной из важных задач в моделях с дополнительными компактными размерностями является проблема стабилизации длин этих размерностей. В настоящее время известен ряд механизмов такой стабилизации. Примерами являются механизмы, основанные на потоках калибровочных полей (flux compactification) [27] и на топологическом эффекте Казимира [2,4]. Как уже указывалось выше, эффект Казимира был использован также для стабилизации поля радиона в модели миров на бранах.

¹ Ереванский государственный университет, физический факультет, Армения, e-mail: saharian@ysu.am

² Бюраканская астрономическая обсерватория им. В.А.Амбарцумяна, Армения

INDUCED COSMOLOGICAL CONSTANT IN BRANE-MODELS WITH A COMPACT DIMENSION

A.A.SAHARIAN¹, H.G.SARGSYAN^{1,2}

Vacuum expectation value of the surface energy-momentum tensor for a charged scalar field is investigated on a flat brane in anti-de Sitter space-time with a compact spatial dimension. In addition, the presence of a constant gauge field is assumed. Because of the nontrivial topology of the space, the latter gives rise Aharonov-Bohm type effect. For the renormalization of the vacuum expectation value the generalized zeta function method is used. The cosmological constant induced on the brane is a periodic function of the magnetic flux through the compact dimension and, depending on the parameters of the problem, it can be either positive or negative.

Key words: *cosmological constant; brane models; anti-de Sitter space*

ЛИТЕРАТУРА

1. *R.Maartens, K.Koyama*, Living Rev. Relativity, **13**, 5, 2010.
2. *V.M.Mostepanenko, N.N.Trunov*, The Casimir Effect and its Applications (Clarendon, Oxford), 1997.
3. *K.A.Milton*, The Casimir Effect: Physical Manifestation of Zero-Point Energy (World Scientific, Singapore), 2002.
4. *M.Bordag, G.L.Klimchitskaya, U.Mohideen et al.*, Advances in the Casimir Effect (Oxford University Press, Oxford), 2009.
5. Casimir Physics, edited by D.Dalvit, P.Milonni, D.Roberts, F. da Rosa, Lecture Notes in Physics, **834**, (Springer-Verlag, Berlin), 2011.
6. *E.R.Bezerra de Mello, A.A.Saharian, M.R.Setare*, Phys. Rev. D, **92**, 104005, 2015.
7. *A.A.Saharian, M.R.Setare*, Phys. Lett. B, **552**, 119, 2003.
8. *A.Knapman, D.J.Toms*, Phys. Rev. D, **69**, 044023, 2004.
9. *A.A.Saharian*, Nucl. Phys. B, **712**, 196, 2005.
10. *A.A.Saharian*, Phys. Rev. D, **73**, 044012, 2006.
11. *A.A.Saharian*, Phys. Rev. D, **73**, 064019, 2006.
12. *S.-H.Shao, P.Chen, J.-A.Gu*, Phys. Rev. D, **81**, 084036, 2010.
13. *E.Elizalde, S.D.Odintsov, A.A.Saharian*, Phys. Rev. D, **87**, 084003, 2013.
14. *A.A.Saharian, A.S.Kotanjyan, A.A.Saharyan*, Proc. of the Yerevan State Univ., Phys. and Math. Sci., **3**, 37, 2016.
15. *A.S.Kotanjyan, A.A.Saharian, A.A.Saharyan*, Galaxies, **5**, 102, 2017.
16. *A.A.Saharian*, Phys. Rev. D, **69**, 085005, 2004.
17. *A.A.Saharian*, Phys. Rev. D, **70**, 064026, 2004.
18. *A.A.Saharian*, Phys. Rev. D, **74**, 124009, 2006.
19. *E.R.Bezerra de Mello, A.A.Saharian, V.Vardanyan*, Phys. Lett. B, **741**, 155, 2015.
20. *S.Bellucci, A.A.Saharian, V.Vardanyan*, J. High Energy Phys., **11**, 092, 2015.
21. *S.Bellucci, A.A.Saharian, V.Vardanyan*, Phys. Rev. D, **93**, 084011, 2016.
22. *E.Elizalde, S.D.Odintsov, A.Romeo et al.*, Zeta Regularization Techniques with Applications (World Scientific, Singapore), 1994.
23. *B.Greene, J.Levin*, J. High Energy Phys., **11**, 096, 2007.
24. *A.O.Баренцский*, УФН, **175**, 569, 2005.
25. *B.P.Abbott et al.*, Phys. Rev. Lett., **119**, 161101, 2017.
26. *L.Visinelli, N.Bolis, S.Vagnozzi*, Phys. Rev. D, **97**, 064039, 2018.
27. *M.D.Douglas*, Sh. Kachru, Rev. Mod. Phys., **79**, 733, 2007.

SOME COSMOLOGICAL MODELS WITH
NEGATIVE POTENTIALST.SINGH^{1,2}, R.CHAUBEY¹, A.SINGH^{1,3}

Received 17 March 2018

Accepted 20 June 2018

We investigate some cosmological models where the effective potential $V(\phi)$ may become negative for some values of field ϕ . Cosmological evolution in models with a minimum at $V(\phi) < 0$ is similar in some respects to the evolution in models with potentials unbounded from below. In this case instead of reaching an AdS regime dominated by the negative vacuum energy, the universe may reach a turning point where its energy density vanishes, and then it contract to a singularity. In some cases such models may lead to a bounce.

Key words: *Cosmological model: Negative Potential: Bounce*

1. *Introduction.* Since the invention of inflationary cosmology, the theory of evolution of scalar fields in an expanding universe has been investigated quite extensively, both at classical level and quantum level [1-3]. While many features of the scalar field cosmology are well understood, the over-all picture remains somewhat incomplete. Felder et al. [4] have extended the investigation of scalar field cosmology to models with negative potentials of the form $V(\phi) = V_0 + m^2 \phi^2/2$ (Chaotic Inflation). In this paper, we will study the problem of cosmological models with negative potentials for other forms of the potential $V(\phi)$.

There are several reasons to study cosmology with negative potentials. The first reason is related to the cosmological constant problem. In inflationary cosmology, we can choose [1,5]: $V(\phi) = V_0 + m^2 \phi^2/2$, V_0 is a small cosmological constant. With $V_0 > 0$, it leads to an expanding universe leading to de Sitter-like state. Why V_0 be so small and positive? What will happen when $V_0 < 0$? After a long stage of inflation the universe with $V_0 < 0$ does approach an AdS regime; instead of that it collapses [6]. In [4] the author have studied cosmological behaviour in a large class of the theories with negative potentials and explained why the universe in these theories stops expanding and eventually collapses (Refer also [7]).

Another reason to study theories with negative potentials is provided by cosmology in gauged super-gravity. It has been found that in all known versions of these theories, potentials with extrema of $V(\phi) > 0$ are unbounded from below. Despite this fact, such models can, under certain conditions, describe the present stage of acceleration of the universe [6,8].

One more reason is related to a formal connection with warp factor/bulk scalar dynamics in Brane Cosmology. It has been shown that the equations for the warp factor and scalar field in brane cosmology with a scalar field potential $V(\phi)$ are similar to the equations for the scale factor and scalar field in 4D cosmology with negative potentials - $V(\phi)$ [9]. Thus there is an interesting relation between negative potentials and warped geometry with positive potentials.

Finally, cosmology with negative potentials $V(\phi)$ is the basis of cyclic universe model [10] based in part on the Ekpyrotic scenario [11]. However, the authors of [10] assumed that the scalar field $V(\phi)$ at large ϕ is positive and nearly constant. As a result, the universe experiences a super-luminal expansion (inflation) that helps to solve some of the cosmological problems.

The idea that the big-bang is not the beginning of the universe but a point of a phase transition is quite interesting [12-16]. Since the idea of the cyclic scenario does require repeated periods of the inflation anyway, it will be nice to avoid the vulnerability of this scenario with respect to the unknown physics at the singularity.

In this paper, we undertake a study of scalar field cosmology with negative potentials for certain forms of $V(\phi)$ used in inflationary cosmology [1-3]. We can describe several regimes that are possible in scalar field cosmology: the universe can be dominated by potential energy, by kinetic energy, by energy density of an oscillating scalar field, or by matter and radiation. We investigate the models for certain choices of $V(\phi)$ and discuss their evolution. In some models with $V(\phi) < 0$, there is expansion i.e. $H = \dot{a}/a > 0$ and then $H < 0$ (contraction), so there is a turn around. In some cases, there may be possibility of a bounce.

The above conclusion can be altered if an account of quantum effects, including particle production near singularity, is taken into consideration.

2. Cosmological Models. We take the FRW metric

$$ds^2 = dt^2 - a(t)^2 \left[\frac{dr^2}{1 - kr^2} + r^2 (d\theta^2 + \sin^2\theta d\phi^2) \right] \quad (1)$$

where $k = +1, 0, -1$ and $a(t)$ is the scale factor. For the perfect fluid, energy-momentum tensor is given by

$$T_{ij} = (\rho + p)u_i u_j - pg_{ij}. \quad (2)$$

We take the equation of state as

$$p = \gamma\rho. \quad (3)$$

The Friedmann equation is

$$H^2 + \frac{k}{a^2} = \frac{\rho}{3}. \quad (4)$$

Also

$$\dot{H} - \frac{k}{a^2} = -\frac{1}{2}(\rho + p) \quad (5)$$

$$\frac{\ddot{a}}{a} = -\frac{1}{6}(\rho + 3p). \quad (6)$$

The Eqs. (4), (5) and (6) can be written as

$$H^2 + \frac{k}{a^2} = \frac{1}{6}\dot{\phi}^2 + \frac{1}{3}(V(\phi) + \rho_r) \quad (7)$$

$$\dot{H} - \frac{k}{a^2} = -\frac{1}{2}(\dot{\phi}^2 + \rho_r(1 + \gamma)) \quad (8)$$

$$\frac{\ddot{a}}{a} = \frac{1}{3}(V(\phi) - \dot{\phi}^2) - \frac{1}{6}(\rho_r(1 + 3\gamma)). \quad (9)$$

Here, we have assumed $8\pi G = c = 1$ in proper unit. The evolution of scalar field ϕ is given by equation

$$\ddot{\phi} + 3H\dot{\phi} + \frac{dV(\phi)}{d\phi} = 0 \quad (10)$$

where $\dot{\phi} = d\phi/dt$.

We will study four regimes respectively: (i) Universe is dominated by $V(\phi)$, (ii) Universe is dominated by kinetic energy density $\dot{\phi}^2/2$, (iii) The regime when $V(\phi) \approx \dot{\phi}^2/2$, (iv) Universe is dominated by matter/ radiation ρ_r .

Now we consider these regimes for different choices of potential $V(\phi)$ [1-3].

2.1. *Section A.* We consider

$$V(\phi) = V_0 - \frac{1}{2}m^2\phi^2 + \frac{\lambda}{4}\phi^4 \quad (11)$$

where $\lambda \leq 1$. We have $V'(\phi) = 0$ at $\phi = 0$, $\phi = \pm m/\sqrt{\lambda}$. At $\phi = 0$, potential function has point of maxima and at $\phi = \pm m/\sqrt{\lambda}$, there is point of minima.

2.1.1. *The energy density is dominated by $V(\phi)$.* In this regime, we have $\dot{\phi}^2/2 \ll V(\phi)$, $\rho_r \ll V(\phi)$ and $|\dot{\phi}| \ll |3H\dot{\phi}|$. Thus, by $p = \dot{\phi}^2/2 - V(\phi)$ and $\rho = \dot{\phi}^2/2 + V(\phi)$, we have

$$\rho + p = 0. \quad (12)$$

For flat FRW case and under the condition $|\phi^4| \gg |2m^2\phi^2| > |V_0|$, from eqs. (7) and (10), we have

$$H^2 = \frac{\lambda}{12}\phi^4 \quad (13)$$

$$3H\dot{\phi} - m^2\phi + \lambda\phi^3 = 0. \quad (14)$$

Using Eqs. (13) and (14), we have

$$\phi(t) = \pm \sqrt{\frac{m^2}{\lambda} - \sqrt{\frac{3}{4\lambda}} \exp\left(4\sqrt{\frac{\lambda}{3}}(t_0 - t)\right)} \quad (15)$$

where t_0 is an integration constant. Thus, for large t , $\phi(t) \rightarrow \pm m/\sqrt{\lambda}$.

From Eqs. (13) and (15), we obtain the relation

$$a(t) = \exp\left(\frac{m^2}{8\lambda} + \frac{m^2}{\sqrt{12\lambda}} - \frac{\phi^2(t)}{8}\right). \quad (16)$$

For large t , $a(t) \rightarrow \exp(m^2/\sqrt{12\lambda})$.

The behaviour of scalar field ϕ with cosmic time t for the case 2.1.1, where the energy density is dominated by $V(\phi)$ can be seen in Fig.1, 2. Here, we consider some physically significant values of $\lambda \leq 1$, i.e. $\lambda = 0.95, 0.75$, and 0.5 . From Fig.1, it is observed that for all given choices of λ , the scalar field ϕ is an increasing function of cosmic time t , if we consider the positive sign in the RHS of equation (15). The rapidity of growth of scalar field is observed at

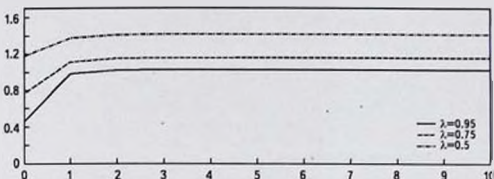


Fig.1. The scalar field ϕ with cosmic time t for $m=1$, $t_0=0$ in positive part of Eq. (15).

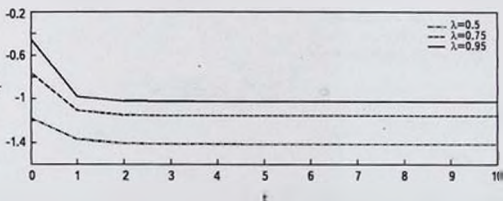


Fig.2. The same as in Fig.1 for negative part of Eq. (15).

an early stage. Later on, this tends asymptotically to a constant for large time t . From Fig.2, it is observed that the scalar field ϕ is decreasing function of cosmic time t , if we consider the negative sign in the RHS of equation (15). The rapidity of decay of scalar field is observed at an early stage. Later on, this tends asymptotically to a constant for large time t .

The behaviour of scalar factor $a(t)$ with cosmic time t for the case 2.1.1, where the energy density is dominated by $V(\phi)$ can be seen in Fig.3. From Fig.3, it is noticed that for all given choices of λ , the scalar factor a is decreasing function of cosmic time t . The rapidity of decay of scalar factor is observed at an early stage. Later on, this tends asymptotically to a constant for large time t , for all above choices of λ .

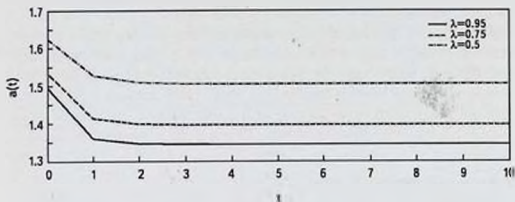


Fig.3. The scale factor $a(t)$ with cosmic time t for $m=1$, $\xi_0=0$ in Eq. (16).

2.1.2. *The energy density is dominated by $\dot{\phi}^2/2$.* In this regime, we have $V(\phi) \ll \dot{\phi}^2/2$, $\rho_r \ll \dot{\phi}^2/2$ and $|\dot{\phi}| \gg dV(\phi)/d\phi$, $|3H\dot{\phi}| \gg dV(\phi)/d\phi$. Thus, by $p = \dot{\phi}^2/2 - V(\phi)$ and $\rho = \dot{\phi}^2/2 + V(\phi)$, we have

$$p = \rho. \quad (17)$$

From Eqs. (7) and (10), we have

$$H = \frac{\dot{\phi}}{\sqrt{6}} \quad (18)$$

$$\ddot{\phi} + 3H\dot{\phi} = 0. \quad (19)$$

From Eqs. (18) and (19), we have

$$a(t) = \sqrt{\frac{3}{2}} a_0 t^{1/3} \quad (20)$$

$$\dot{\phi} = \frac{a_0^3}{a^3}. \quad (21)$$

Also, in other form,

$$a(t) = a_0 \exp\left(\phi_0 + \frac{\phi(t)}{\sqrt{6}}\right) \quad (22)$$

$$\phi = \phi_0 + \sqrt{\frac{2}{3}} \log\left(\frac{t_1}{t}\right) \quad (23)$$

where a_0 , t_1 are the constants of integration.

The behaviour of scalar factor $a(t)$ with cosmic time t for the case 2.1.2, where the energy density is dominated by $\dot{\phi}^2/2$ can be seen in Fig.4. From Fig.4, it is observed that the scalar factor a is an increasing function of cosmic time t . The rapidity of growth of scalar factor is observed at an early stage. Later on, this tends asymptotically to a constant for large time t .

The behaviour of scalar field $\phi(t)$ with cosmic time t for the case 2.1.2, where the energy density is dominated by $\dot{\phi}^2/2$ can be seen in Fig.5. Here, we consider some physically significant values of t_1 , i.e. $t_1 = 1, 0.5$, and 0.25 . From Fig.5,

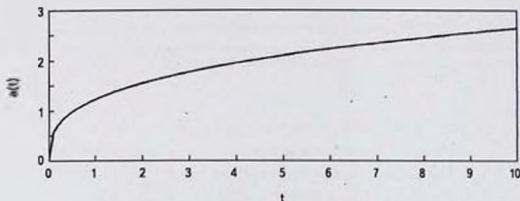


Fig.4. The scale factor $a(t)$ with cosmic time t for $a_0 = 1$ in Eq. (20).

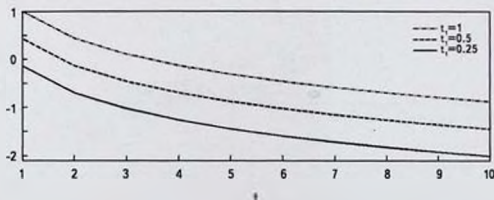


Fig.5. The scalar field ϕ with cosmic time t for $\phi_0 = 1$ in positive part of Eq. (23).

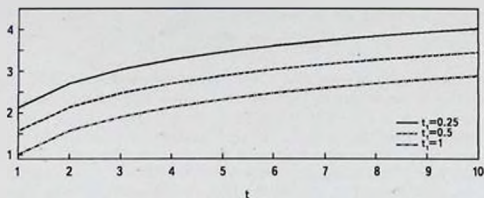


Fig.6. The same as in Fig.5 for negative part of Eq. (23).

it is observed that for all given choices of t_i , the scalar field ϕ is a decreasing function of cosmic time t , if we consider the positive sign in the RHS of Eq. (23). From above Fig.5, it is also noticed that, for large time t , the scalar field ϕ becomes a constant. From Fig.6, it is observed that the scalar field ϕ is an increasing function of cosmic time t , if we consider the negative sign in the RHS of Eq. (23). From above Fig.6, it is also noticed that, for large time t , the scalar field ϕ becomes a constant.

2.1.3. *The regime when $V(\phi) = \phi^2/2$.* In this regime, we neglect $3H\dot{\phi}$, then from Eq. (10), we have

$$\ddot{\phi} + \frac{dV(\phi)}{d\phi} = 0. \quad (24)$$

From Eqs. (11) and (24), we have

$$\log \left[\frac{\sqrt{m^2 - \lambda\phi^2/2} - m}{\phi} \right] = mt. \quad (25)$$

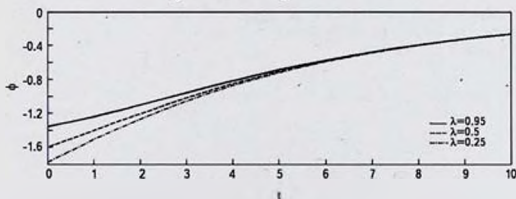


Fig.7. The scalar field ϕ with cosmic time t for $m = 1$ in Eq. (26).

In other form, $\phi(t)$ can be written as

$$\phi(t) = \frac{4m \exp(mt)}{\lambda + 2 \exp(2mt)} \quad (26)$$

The behaviour of scalar field ϕ with cosmic time t for the case 2.1.3, where $V(\phi) = \phi^2/2$ can be seen in Fig. 7. Here, we consider some physically significant values of $\lambda \leq 1$, i.e. $\lambda = 0.95, 0.5$, and 0.25 and $m = 1$. From Fig. 7, it is observed that for all given choices of λ , the scalar field ϕ is an increasing function of cosmic time t . From above Fig. 7, it is also noticed that, for large time t , the scalar field ϕ is independent on λ .

2.1.4. Evolution of universe by energy density of matter/radiation ρ_γ . In this regime, energy density of the universe is dominated by matter with equation of state $p_\gamma = \gamma \rho_\gamma$. The cosmological evolution is in the form, [1]

$$\rho_\gamma = \rho_0 \left[\frac{a(t)}{a_0} \right]^{-3(1+\gamma)} \quad (27)$$

$$a(t) = a_0 \left[\frac{t}{t_0} \right]^{2/\gamma(1+\gamma)} \quad (28)$$

$$H(t) = \frac{2}{3(1+\gamma)t} \quad (29)$$

$$\dot{\phi} = \dot{\phi}_0 \frac{a_0^3}{a^3} \quad (30)$$

2.2. Section B. We consider

$$V(\phi) = M \left(1 - \frac{\alpha}{\phi^n} \right) \quad (31)$$

where $n > 1$ and M is a positive constant.

2.2.1. The energy density is dominated by $V(\phi)$. In this regime, we have $\dot{\phi}^2/2 \ll V(\phi)$, $\rho_\gamma \ll V(\phi)$ and $|\dot{\phi}| \ll 3H\phi$. Thus, by $p = \dot{\phi}^2/2 - V(\phi)$ and $\rho = \dot{\phi}^2/2 + V(\phi)$, we have

$$\rho + p = 0. \quad (32)$$

For flat FRW case from Eqs. (7) and (31), we have

$$H = \sqrt{\frac{M}{3} \left(1 - \frac{\alpha}{\phi^n} \right)} \quad (33)$$

From Eqs. (10) and (33), we have

$$\phi^{n/2+1} \sqrt{\phi^n - \alpha} d\phi = -\sqrt{\frac{M}{3}} \alpha n dt. \quad (34)$$

For $n=4$, we have

$$\phi(t) = \pm \left[\alpha + (8\sqrt{3}M\alpha)^{2/3} (t_2 - t)^{2/3} \right]^{3/2} \quad (35)$$

where, t_2 is an integration constant.

For above value of $\phi(t)$, we have

$$a(t) = \exp \left(\frac{\phi^2(t)}{8} - \frac{\phi^6(t)}{24\alpha} \right). \quad (36)$$

The behaviour of scalar field ϕ with cosmic time t for the case 2.2.1, where the energy density is dominated by $V(\phi)$ can be seen in Fig.8, 9. Here, we consider some physically significant values of α , i.e. $\alpha = 2.5$, 1.0, and 0.5. From Fig.8, it is observed that for all given choices of α , the scalar field ϕ is an increasing function of cosmic time t , if we consider the positive sign in the RHS of Eq. (35). The rapidity of growth of scalar field is observed at an early stage. Later on, this tends asymptotically to a constant for large time t . From Fig.9, it is observed that the scalar field ϕ is a decreasing function of cosmic time t ,

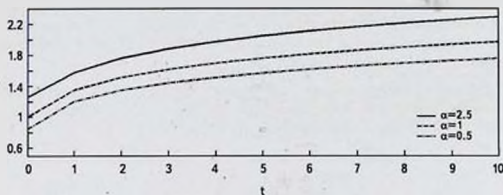


Fig.8. The scalar field ϕ with cosmic time t for $m=1$, $t_2=0$ in positive part of Eq. (35).

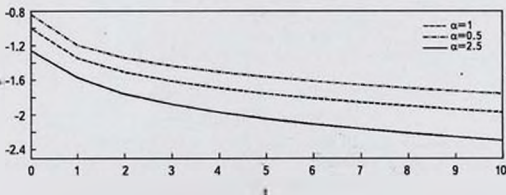


Fig.9. The same as in Fig.8 for negative part of Eq. (35).

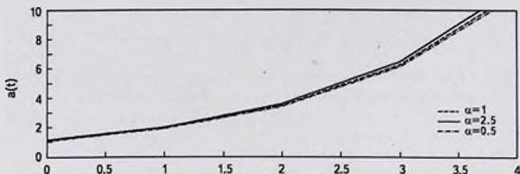


Fig.10. The scale factor $a(t)$ with cosmic time t for $m=1$, $t_1=0$ in Eq. (36).

if we consider the negative sign in the RHS of Eq. (35). The rapidity of decay of scalar field is observed at an early stage. Later on, this tends to asymptotically to a constant for large time t .

The behaviour of scalar factor a with cosmic time t for the case 2.2.1, where the energy density is dominated by $V(\phi)$ can be seen in Fig.10. From Fig.10, it is noticed that for all given choices of α , the scalar factor a is an increasing function of cosmic time t . The rapidity of growth of scalar factor is observed throughout the evolution of the universe.

2.2.2. The energy density is dominated by $\dot{\phi}^2/2$. Since energy density is dominated by kinetic energy density and there is no role of potential function $V(\phi)$. Therefore, this case is similar to the section 2.1.2.

2.2.3. The regime when $V(\phi) \approx \dot{\phi}^2/2$. In this regime, we neglect $3H\dot{\phi}$, then from Eq. (10), we have

$$\ddot{\phi} + \frac{dV(\phi)}{d\phi} = 0. \quad (37)$$

From Eqs. (31) and (37), we have

$$\phi(t) = \left[\pm (n+2) \sqrt{\frac{M\alpha}{2}} \right]^{2/(n-2)} (t-t_1)^{2/(n-2)} \quad (38)$$

where t_1 is an integration constant and for $n=4$, we have

$$\phi(t) = [\pm 18M\alpha]^{1/4} (t-t_1)^{1/2}. \quad (39)$$

The behaviour of scalar field ϕ with cosmic time t for the case 2.2.3, where the energy density is dominated by $V(\phi) \approx \dot{\phi}^2/2$ can be seen in Fig.11. Here, we consider some physically significant values of α , i.e. $\alpha=2.5$, 1.0, and 0.5. From Fig.11, it is observed that for all given choices of α , the scalar field ϕ is an increasing function of cosmic time t . The rapidity of growth of scalar field is

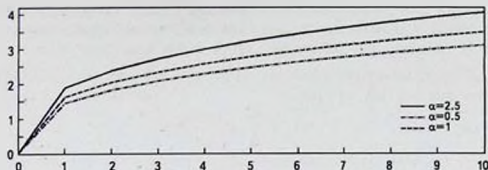


Fig.11. The scalar field ϕ with cosmic time t for $m=1$, $t_4=0$ in Eq. (39).

observed at an early stage. Later on, this tends asymptotically to a constant for large time t .

2.2.4. Evolution of universe by energy density of matter/radiation ρ_r . In this regime, energy density of the universe is dominated by matter with equation of state $p_r = \gamma\rho_r$. This section is similar to the 2.1.4.

2.3. Section C. We consider

$$V(\phi) = V_0 + \mu(\phi^2 - M^2)^2. \quad (40)$$

2.3.1. The energy density is dominated by $V(\phi)$. In this regime, we have $\dot{\phi}^2/2 \ll V(\phi)$, $\rho_r \ll V(\phi)$ and $|\ddot{\phi}| \ll |3H\dot{\phi}|$. Thus, by $p = \dot{\phi}^2/2 - V(\phi)$ and $\rho = \dot{\phi}^2/2 + V(\phi)$, we have

$$p + \rho = 0. \quad (41)$$

For flat FRW case with conditions $|V_0| \ll (\phi^2 - m^2)^2$, from Eqs. (7) and (40), we have

$$H = \sqrt{\frac{\mu}{3}}(\phi^2 - m^2) \quad (42)$$

$$3H\dot{\phi} + 4\mu(\phi^2 - m^2)\phi = 0. \quad (43)$$

From Eqs. (42) and (43), we have

$$\phi(t) = \exp\left(4\sqrt{\frac{\mu}{3}}(t_4 - t)\right) \quad (44)$$

where t_4 is constant of integration. From Eqs. (42) and (44), we have

$$a(t) = \exp\left[-\frac{1}{8}\exp\left(8\sqrt{\frac{\mu}{3}}(t_4 - t)\right) - M^2\sqrt{\frac{\mu}{3}}t\right]. \quad (45)$$

2.3.2. *The energy density is dominated by $\dot{\phi}^2/2$.* Since energy density is dominated by kinetic energy density and there is no role of potential function $V(\phi)$. Therefore, this case is similar to the section 2.1.2.

2.3.3. *The regime when $V(\phi) \approx \dot{\phi}^2/2$.* In this regime, we neglect $3H\dot{\phi}$, then from Eq. (10), we have

$$\ddot{\phi} + \frac{dV(\phi)}{d\phi} = 0. \quad (46)$$

From Eqs. (40) and (46), we have

$$\phi(t) = \frac{-2\sqrt{2} M \exp(2M\sqrt{\mu}t)}{\exp(4M\sqrt{\mu}t+1)} \quad (47)$$

2.3.4. *Evolution of universe by energy density of matter/radiation ρ_r .* In this regime, energy density of the universe is dominated by matter with equation of state $p_r = \gamma p_r$. This section is similar to the 2.1.4.

2.4. *Section D.* We consider

$$V(\phi) = V_0 + a_1 \phi^p \quad (48)$$

where, $a_1 = \nu M_{pl}^{4-p}$ with $p \geq 6$.

2.4.1. *The energy density is dominated by $V(\phi)$.* In this regime, we have $\dot{\phi}^2/2 \ll V(\phi)$, $p_r \ll V(\phi)$ and $|\ddot{\phi}| \ll |3H\dot{\phi}|$. Thus, by $p = \dot{\phi}^2/2 - V(\phi)$ and $\rho = \dot{\phi}^2/2 + V(\phi)$, we have

$$p + \rho = 0. \quad (49)$$

For flat FRW case with condition $|V_0| \ll |a_1 \phi^p|$, from Eqs. (7) and (48), we have

$$H = \sqrt{\frac{a_1}{3}} \phi^{p/2} \quad (50)$$

$$3H\dot{\phi} + 4\nu(\dot{\phi}^2 - m^2)\phi = 0. \quad (51)$$

From Eqs. (50) and (51), we have

$$\phi(t) = \left(\sqrt{\frac{a_1}{3}} p \left(\frac{p}{2} - 2 \right) \right)^{\frac{2(4-p)}{p}} t^{\frac{2}{p(4-p)}} \quad (52)$$

From Eqs. (51) and (52), we have

$$a(t) = \exp(bt^{4/(4-p)}) \quad (53)$$

where

$$b = \left(\frac{a_1}{3} \right)^{2/(4-p)} \left(\frac{4-p}{4} \right) \left(\frac{p^2}{2} - 2p \right)^{p/(4-p)}.$$

2.4.2. *The energy density is dominated by $\dot{\phi}^2/2$.* Since energy density is dominated by kinetic energy density and there is no role of potential function $V(\phi)$. Therefore, this case is similar to the section 2.1.2.

2.4.3. *The regime when $V(\phi) = \dot{\phi}^2/2$.* In this regime, we neglect $3H\dot{\phi}$, then from Eq. (10), we have

$$\ddot{\phi} + \frac{dV(\phi)}{d\phi} = 0. \quad (54)$$

From Eqs. (48) and (54), we have

$$\phi(t) = \left(\sqrt{-2a_1} \frac{2-p}{2} \right)^{2/(2-p)} (t-t_s)^{2/(2-p)} \quad (55)$$

where t_s is an integration constant. For $a_1 > 0$, no physically plausible solution is possible. However, for $a_1 < 0$, the Eq. (50) is contradicted. Therefore, no physically plausible solution is possible.

2.4.4. *Evolution of universe by energy density of matter/radiation ρ_r .* In this regime, energy density of the universe is dominated by matter with equation of state $p_r = \gamma p_r$. This section is similar to the 2.1.4.

3. *Discussion and Conclusions.* The main goal of our work is to perform a general investigation of scalar field cosmology in theories with negative potentials. It is quite interesting that with an account taken of general relativity potentials that have minimum of $V(\phi) < 0$ can behave like potentials unbounded from below.

A general feature of all trajectories bringing the universe towards the singularity is that $\dot{\phi}^2/2$ becomes much greater than $V(\phi)$ near the singularity. This means that the description of the singularity is nearly model-independent, at least at the classical level. In particular, the equation of state of the universe approaching the singularity is $p = \rho$.

However the conclusion can be changed when an account is taken of quantum effects, including particle production near the singularity. The particle production near the singularity is so efficient that it turns off the regime $p = \rho$ when a contracting universe approaches the Planck density. The effects related to particle production are especially significant in an expanding universe as they tend to completely eliminate the stage with $p = \rho$.

In addition to the general study of cosmology with negative potentials, the investigation of the possibility that our universe can undergo repeated cycles of inflation and contraction (i.e. bounce and a cyclic universe) may be performed [10,11]. This scenario may allow us to combine attractive features of the oscillating universe model [12-16] and chaotic inflation [5].

The models allow for one simplification that resolves most of their remaining

problems. If one removes the minimum of potential at $V(\phi) < 0$, one returns to the usual scenario of chaotic inflation. It may describe an eternally self producing inflationary universe, as well as the present stage of accelerated expansion.

For most of our models, the scalar field $\phi(t)$ and the expansion parameter $a(t)$ are continuously increasing or decreasing functions of t and they tend to be constant, when t is very large.

Many other aspects of the present work is under our active consideration for a future study by dynamical system method and phase portrait. The cosmology for scalar fields with negative potentials and $w_\phi = p_\phi/\rho_\phi < -1$ leading to a collapsing universe is under investigation on the lines of the work by Macorra et al. [7]. We are considering to undertake a comprehensive study of cosmological models with negative potentials and there perturbation analysis in a future work. We will also study a fast-roll inflation in a universe [6].

Acknowledgements. The author (RC) express his thanks to CSIR, New Delhi for the financial assistance under the project No. 25(0259)/17/EMR-II. One of the authors (TS) would like to thank Indian Institute of Advanced Study, Shimla, Himachal Pradesh, India for financial support.

¹ DST-Centre for Interdisciplinary Mathematical Sciences,
Institute of Science, Banaras Hindu University, Varanasi, India,
e-mail: rchaubey@bhu.ac.in

² Indian Institute of Advanced Study, Shimla, H.P., India,
e-mail: drtrilokisingh@yahoo.co.in

³ Department of Applied Mathematics, Jabalpur Engineering College,
Jabalpur, M.P., India, e-mail: theprabhu.09@gmail.com

НЕКОТОРЫЕ КОСМОЛОГИЧЕСКИЕ МОДЕЛИ С ОТРИЦАТЕЛЬНЫМ ПОТЕНЦИАЛОМ

Т.СИНГХ^{1,2}, Р.ЧАУБИ¹, А.СИНГХ^{1,3}

Исследованы некоторые космологические модели, где эффективный потенциал $V(\phi)$ может стать отрицательным при некоторых значениях поля ϕ . Космологическая эволюция в моделях с минимумом при $V(\phi) < 0$ аналогична в некоторых отношениях эволюции в моделях с неограниченными снизу потенциалами. В этом случае, вместо того, чтобы достичь режима AdS, в котором доминирует отрицательная энергия вакуума, вселенная может достичь точки поворота, где плотность энергии энергии

исчезает, а затем она сжимается до сингулярности. В некоторых случаях такие модели могут привести к отскоку.

Ключевые слова: Космологические модели; отрицательный потенциал; отскок

REFERENCES

1. *A.D.Linde*: Particle Physics and Inflationary Cosmology, Harwood Academic, Switzerland, 1990.
2. *D.H.Lyth, A.Riotto*: Phys. Rep., **314**, 1-146, 1999.
3. *A.R.Liddle, D.H.Lyth*, Cosmological Inflation and Large Scale Structure, Cambridge University Press, 2000.
4. *G.Fedler, A.Frolov, L.Kofman et al.*, LITA-2002-2004, hep-th/0202017 Cosmology with Negative potentials, 2004.
5. *A.D.Linde*, Phys. Lett. B, **129**, 177, 1983.
6. *A.D.Linde*, JHEP. 0111, 052. [arxiv: hep-th/0110195] Fast-roll Inflation, 2001.
7. *A. de la Macorra, G.Germin*, [arxiv: astro-ph/0212148] Cosmology for scalar fields with negative potentials and $\omega_\phi < -1$, 2002.
8. *R.Kallosh, A.D.Linde, S.Prokushkin et al.*, arxiv: hep-th/0110089, 2001.
9. *G.Felder, A.Frolov, L.Kofmani*, arxiv:hep-th/0112165. warped geometry of brane worlds, 2001.
10. *P.J.Steinhardt, N.Turok*, arxiv:hep-th/0111030. A cyclic model of the universe, 2001.
11. *J.Khoury, B.A.Ovrut, P.J.Steinhardt et al.*, arxiv:hep-th/0103239: The Ekpyrotic Universe: The colliding branes and the origin of hot big bang, 2001.
12. *R.C.Tolman*, Relativity, Thermodynamics and Cosmology. Oxford university Press., U.K., 1934.
13. *P.J.Steinhardt, N.Turok*, Endless Universe, Doubleday, New York, 2007.
14. *R.Penrose*, Cycles of Time, Bodley Head, London, 2010.
15. *M.Gasparini, G.Veneziano*, Phys. Rep., **373**, 1, 2003.
16. *P.H.Frampton*, Did Time Begin? Will Time End, World Sci. Publishers, Singapore, 2010.

КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ

НОВЫЕ НАБЛЮДЕНИЯ ГАЛАКТИК С
УЛЬТРАФИОЛЕТОВЫМ ИЗБЫТКОМ

1. *Введение.* Концепция В.А.Амбарцумяна о важности активности ядер в жизни и эволюции галактик была толчком для интенсивных наблюдений галактик с активными ядрами [1]. Наблюдения показали, что часто спектры галактик с активными ядрами имеют избыток ультрафиолетового излучения, что также являлось характеристикой активности.

Бюраканский обзор Маркаряна, изданный в 15 статьях, включил 1500 галактик с УФ избытком излучения [2]. Обзор новых галактик с УФ избытком Казаряна осуществлялся с помощью 1-м телескопа Шмидта БАО, опубликован в 6 статьях и содержит 702 галактики с УФ избытком излучения [3-7].

Первые наблюдения галактик из списков Казаряна были сделаны на 5-м телескопе Паломарской обсерватории и на 2.7-м телескопе МакДональда [8,9]. Позднее начались систематические морфологические и спектрофотометрические исследования этих галактик на 2.6-м телескопе БАО РА и на 6-м телескопе БТА САО РФ [10,11]. Затем было показано, что близко расположенные галактики с УФ избытком часто составляют физически связанные группы [12-14].

Каталог галактик с УФ избытком из списков Казаряна, опубликованный в 2010г., включает данные 706 галактик, а также атлас некоторых интересных морфологических классов [15]. Но до сих пор не известны классы активности для 550 галактик и не определены красные смещения и спектральные характеристики для порядка 200 галактик из списков Казаряна. Из этих списков нами были выбраны 11 галактик, данные о которых приведены в табл.1, где в первом столбце даны номера галактик из списков Казаряна, во втором и третьем - экваториальные координаты данных галактик 2000г., в четвертом - класс галактик по Казаряну, в пятом - изофотные звездные величины, в шестом - позиционный угол в секундах, в седьмом - большой диаметр галактики в секундах, в восьмом - отношение осей.

Таблица 1

ХАРАКТЕРИСТИКИ ГАЛАКТИК ИЗ СПИСКА КАЗАРЯНА [15]

Каз	α	δ	SMC	m	PA	D	R
42	15 ^h 50 ^m 36 ^s	68°52'13"	s3	16.8	92.2	24	0.47
44	15 51 59	68 51 30	s3	15.5	56.4	48	0.47
195	18 14 01	70 18 05	s3	17.1	170	19	0.65
197	18 14 17	70 17 38	s2	16.2	24.6	17	0.67
441	16 56 47	65 04 18	s3	15.5	57.7	29	0.38
442	16 57 30	64 58 44	s3	15.8	105	36	0.82
575	23 47 33	32 37 16	s2	17	3.3	29	0.61
577	23 52 48	31 55 20	s2	15.6	108	57	0.29
676	19 02 53	73 45 42	sd1	16.5	18.7	33	0.88
678	19 04 17	72 46 14	d1	16.7	3.5	24	0.58
679	19 06 11	72 47 19	sd2	16.4	36.2	28	0.61

2. *Наблюдения.* Наблюдения проводились в августе 2017г. на 2.6-м телескопе ЗТА Бюраканской астрофизической обсерватории РА с помощью многомодовой камеры наблюдения Scorpio в режиме длинноцелевой спектроскопии. В качестве светоприемного устройства использовалась ПЗС EEV 42-40, состоящая из 2048x2048 элементов с разрешением 0.38 угловых секунд на элемент. В спектральном режиме использовалась щель шириной 2 угловые секунды и длиной 6 угловых минут. Диспергирующим элементом служила гризма 600 штрихов на миллиметр, обеспечивающая диапазон длин волн 4100-7100 Å со спектральным разрешением около $R=1600$.

В спектре галактики Каз 42 наблюдались линии поглощения $H\alpha$, $H\beta$, $H\gamma$, $H\delta$ балмеровской серии водорода, а также дублет натрия NaI ($\lambda\lambda 5889, 5896 \text{ Å}$) и полоса линий натрия и железа $Na + Fe$ ($\lambda\lambda 5153, 5139 \text{ Å}$). В спектре галактики Каз 44 присутствовали те же самые линии поглощения.

В спектре галактики Каз 195 в эмиссии наблюдались сильные запрещенные линии ионизованной серы [SII] ($\lambda\lambda 6731, 6717 \text{ Å}$), ионизованного азота [NII] ($\lambda\lambda 6583, 6548 \text{ Å}$), дважды ионизованного кислорода [OIII] ($\lambda\lambda 5007, 4959 \text{ Å}$), а также эмиссионные линии водорода $H\alpha$, $H\beta$, $H\gamma$. В спектре галактики Каз 197 наблюдались те же спектральные линии в эмиссии.

В спектре галактики Каз 441 наблюдались линии поглощения $H\alpha$, $H\beta$, $H\gamma$, NaI и полоса $FeI + NaI$. В спектре Каз 442 в эмиссии присутствовали линии [SII], [NII], [OIII] ($\lambda\lambda 5007, 4959 \text{ Å}$), $H\alpha$, $H\beta$.

В спектре галактики Каз 575 наблюдались линии поглощения $H\alpha$, NaI, $H\beta$, $H\gamma$ и полоса $NaI + FeI$, а в спектре Каз 577 - в эмиссии линии [SII], [NII], $H\alpha$.

В спектре галактики Каз 676 - линии [SII], [NII], $H\alpha$, [OIII], $H\beta$, $H\gamma$.

116. В спектре галактики Каз 678 - линии [NII], H α , [OIII], H β , а в спектре Каз 679 были наблюдаемы в поглощении H α , NaI, полоса NaI+FeI, H β , H γ .

3. *Результаты.* Наблюдательный материал был обработан программой IDL, а также построены спектрограммы интенсивности и энергетических величин исследуемых галактик в интервале длин волн 4100-7100 Å.

В табл.2 приводятся номера галактик, значения красного смещения (Z), значения лучевых скоростей (v, в км/с), расстояния галактик (r, в Мпк), значения абсолютной звездной величины (M), а также оценки в четырех цветах (B, V, R, I).

Таблица 2

РЕЗУЛЬТАТЫ НАБЛЮДЕНИЙ

Каз	Z	v	r	M	B	V	R	I
42	0.0382	11460	152.8	-19.12	17.8	17.1	16.7	16.7
44	0.0362	10860	144.8	-20.31	17.2	16.6	16.2	16.1
195	0.0366	10980	146.4	-18.73	18.7	18.4	17.7	17.5
197	0.0365	10950	146.0	-19.62	17.7	17.4	17.1	17.0
441	0.0351	10530	140.4	-20.24	17.3	16.6	16.2	16.1
442	0.0358	10740	143.2	-19.98	17.3	16.7	16.3	16.2
575	0.0464	13920	185.3	-19.24	17.4	16.9	16.6	16.6
577	0.0272	8160	108.8	-19.59	17.4	16.6	16.2	16.1
676	0.0229	6870	91.6	-18.31	19.9	16.0	15.9	15.9
678	0.0521	15630	208.4	-19.9	19.3	18.8	18.6	18.3
679	0.0511	15330	204.4	-20.15	17.6	17.0	16.7	16.7

В табл.3 приведены относительные интенсивности эмиссионных линий в спектрах 5 галактик (отношения интенсивностей запрещенных линии ионизованной серы, линий ионизованного азота, H α , линий дважды ионизованного кислорода N $_1$ и N $_2$ к H β).

Таблица 3

ОТНОСИТЕЛЬНЫЕ ИНТЕНСИВНОСТИ ЭМИССИОННЫХ ЛИНИЙ

Каз	[SII]/H β	[NII]/H β	[NIII]/H β	H α /H β	N $_1$ /H β	N $_2$ /H β
195	1.0	1.9	1.0	2.8	2.5	1.6
197	1.1	1.6	0.7	2.5	0.9	0.6
442	2.0	4.0	2.0	4.0	2.1	1.3
676	0.4	0.7	0.2	1.5	1.0	0.8
678	-	0.9	0.2	1.8	1.4	0.4

4. *Заключение.* Исследованные галактики с УФ избытком излучения из списков Казаряна имеют красные смещения в интервале 0.027 - 0.052,

абсолютные звездные величины от $-18^m.3$ до $-20^m.3$, находятся на расстоянии от 90 до 210 Мпк. Возможно, что среди них есть 4 физически связанные пары галактик с УФ избытком.

Автор признателен Т.Мовсисяну за помощь при наблюдениях и обработке полученного наблюдательного материала.

New observations of galaxies with UV excess. The results of spectral study of galaxies with UV excess from Kazarian list, obtained by 2.6 m BAO telescope RA are presented. Measurements of redshifts, distances, absolute magnitude and magnitudes in B, V, R, I colors for galaxies are given.

Key words: *active galaxies: spectral lines: redshifts: magnitudes*

14 мая 2018

Бюраканская астрофизическая обсерватория
им. В.А.Амбарцумяна,
Армения, e-mail: anahit@bao.sci.am

А.А.Егназарян
A.A.Yeghiazaryan

ЛИТЕРАТУРА

1. *V.A.Ambartsumian, La Structure et l'evolution de l'universe, Editor stoops, Bruxelles, 1958.*
2. *В.Е.Маркарян, Астрофизика, 3, 55, 1967, (Astrophysics, 3, 24, 1967).*
3. *М.А.Казарян, Астрофизика, 15, 5, 1979, (Astrophysics, 15, 1, 1979).*
4. *М.А.Казарян, Астрофизика, 15, 193, 1979, (Astrophysics, 15, 117, 1979).*
5. *М.А.Казарян, Э.С.Казарян, Астрофизика, 16, 17, 1980, (Astrophysics, 16, 7, 1980).*
6. *М.А.Казарян, Э.С.Казарян, Астрофизика, 18, 512, 1982, (Astrophysics, 18, 285, 1982).*
7. *М.А.Казарян, Э.С.Казарян, Астрофизика, 19, 213, 1983, (Astrophysics, 19, 119, 1983).*
8. *А.А.Егназарян, М.А.Казарян, Э.Е.Хачикян, Астрофизика, 14, 263, 1978, (Astrophysics, 14, 148, 1978).*
9. *М.А.Kazarian, Е.Ye.Khachikian, A.A.Yeghiazaryan, Astrophys. Space Sci., 82, 105, 1982.*
10. *А.А.Егназарян, Астрофизика, 19, 631, 1983, (Astrophysics, 19, 345, 1983).*
11. *А.А.Егназарян, Астрофизика, 25, 425, 1986, (Astrophysics, 25, 456, 1986).*
12. *А.А.Егназарян, С.В.Зарацин, А.К.Мазтесян, Сообщ. БАО, 61, 53, 1986.*
13. *А.А.Егназарян, Астрофизика, 38, 690, 1995, (Astrophysics, 38, 388, 1995).*
14. *A.A.Yeghiazaryan, T.A.Nazaryan, A.A.Hakobyan, J. Astrophys. Astron., 37, 1, 2016.*
15. *М.А.Казарян, В.Ж.Адибеков, Б.Мкян и др., Астрофизика, 53, 69, 2010, (Astrophysics, 53, 57, 2010).*

ОБЗОРЫ

ПРОГРЕСС В ИССЛЕДОВАНИЯХ ЭВОЛЮЦИИ МАГНИТНЫХ ПОЛЕЙ СР-ЗВЕЗД. I

Ю.В. ГЛАГОЛЕВСКИЙ

Поступила 29 ноября 2017

Принята к печати 20 июня 2018

В данной статье I критически рассмотрены важнейшие результаты исследований свойств магнитных полей химически peculiарных звезд, выполненные до 2000г. Проанализированы свойства магнитных полей с точки зрения их соответствия реликтовой гипотезе. Более поздние результаты будут обсуждены в статье II.

Ключевые слова: *магнитные звезды; эволюция звезд*

1. Введение. Приведенный обзор показывает, как по мере постепенно уточняющихся результатов исследований изменяется наше представление о природе магнитных звезд. Последние результаты позволяют построить предварительный сценарий происхождения и эволюции магнитных звезд на основе реликтовой гипотезы. В ранних работах использовались средне-квадратичные величины наблюдаемого магнитного поля $\langle B_e \rangle$, которые, вследствие зависимости их от угла наклона звезды i , приводят к большому рассеянию точек на искомым зависимостях и неуверенным результатам. В более поздних работах стало возможным использование средних поверхностных величин магнитного поля B_s 160 звезд, которые реально определяют физические условия на поверхности звезд. Ранние работы носили характер зондирования свойств магнитных звезд в разных направлениях с целью поиска каких-либо новых зависимостей, корреляций, проливающих свет на природу магнитных звезд. Недостаток ранних работ состоит также в том, что в них изучались отдельные свойства в отрыве от других, а ведь многие из них взаимосвязаны. Естественно, первые отрывочные, скудные данные не могли привести к успеху общего анализа. В материале, рассмотренном ниже, хорошо видно как менялся с течением времени интерес к разным проблемам физики магнитных звезд. В работе [1] мы сделали обзор работ, посвященных исследованиям поверхностных структур магнитных полей. В данном обзоре мы концентрируем внимание, в основном, на исследованиях физических свойств магнитных

полей. В данной работе мы пытались упорядочить полученные в течение длительного времени данные и изучить их взаимное влияние. Ниже мы пытаемся также собрать накопленные данные в единую систему, соответствующую принятой нами реликтовой гипотезе. Поэтому мы проанализировали далеко не все работы, посвященные изучению магнитных звезд. Основные результаты и утверждения в тексте распределены по годам. Результаты, принятые нами как наиболее вероятные, отмечены жирным шрифтом. В ряде случаев в тексте приводятся ссылки на обсуждения работ в этой статье, сделанных в разные годы, они заключены в круглые скобки.

2. Основные исследования свойств магнитных полей.

1945. Одним из фундаментальных принципов, заложенных в исследования магнитных звезд, является предположение Каулинга [2] о том, что вследствие высокой проводимости звездного вещества в огромных крупномасштабных магнитных структурах время омического затухания магнитного поля сравнимо с временем жизни звезды на Главной последовательности (ГП). Таким образом, магнитное поле может оказаться в магнитных звездах "реликтовым", медленно распадающимся остатком поля, существовавшего в межзвездном газе, из которого сформировалась звезда. В этом состоит основная идея формирования магнитных звезд. В течение многих лет происходила дискуссия о возможном происхождении магнитного поля звезд динамо механизмом. В работе [3] показано, что в противоположность реликтовому механизму динамо механизм не может объяснить большинство важнейших свойств магнитных звезд.

1951. Бэбкок [4] нашел реальное объяснение периодической переменности магнитного поля в звездах, вводя понятие **наклонного магнитного ротатора**, в котором ось магнитного диполя наклонена к оси вращения. Эта гипотеза подтверждена всем последующим опытом. Бэбкок высказывал также мнение, что по виду профилей спектральных линий магнитное поле не принадлежит одному пятну, как на Солнце, звезда намагничена целиком и структура поля имеет **дипольный характер**, хотя присутствие мелкомасштабной фракции возможно. Последующие наблюдения и исследования многократно подтвердили это предположение (см., обсуждение 1997).

1963. Глаголевский [5] исследовал непрерывные спектры магнитных звезд. Обнаружено, что в непрерывном спектре существует депрессия на $\lambda 5200 \text{ \AA}$, распределение энергии в непрерывном спектре, в том числе величина бальмеровского скачка, **авомальны**, и они изменяются с периодом вращения [6-8]. Обнаружено также несоответствие спектральной классификации температурной шкале. Вначале предполагалось, что обнаруженные особенности происходят вследствие подавления микротурбуленции магнитным полем, в результате

чего нарушается структура атмосферы. Это в свою очередь приводит к уменьшению величины бальмеровского скачка и изменению распределения энергии. Аномальность величины бальмеровского скачка подтверждена в [9].

При дальнейших исследованиях оказалось, что аномальное распределение энергии в непрерывном спектре магнитных звезд на самом деле происходит вследствие аномалий химсостава. В частности, эта проблема рассмотрена в [10], где показано, что распределение энергии в непрерывном спектре искажается вследствие увеличенного содержания металлов в верхних слоях атмосферы. Соответственно уменьшается роль основного поглощающего элемента - водорода, а также происходит блокировка излучения усиливающимися линиями поглощения, особенно в ультрафиолетовом участке спектра. Это приводит к изменению модели атмосферы и, соответственно, к изменению распределения энергии. Депрессия на $\lambda 5200 \text{ \AA}$, очевидно, происходит вследствие переналожения большого числа спектральных линий. Аномальность распределения энергии в непрерывном спектре магнитных звезд создает большие проблемы при определении фотометрических температур.

1965. Абт [11] исследовал спектрально-двойные системы среди Am-звезд. Обращается внимание на то, что экваториальные скорости вращения нормальных A-звезд неизменно велики (50-250 км/с), тогда как у Am-звезд они существенно меньше (0-100 км/с). Сделано заключение, что приливное взаимодействие в тесных парах, к которым относятся Am-звезды, приводит к малым вращательным скоростям. В то же время одиночные звезды или члены широких двойных имеют большие вращательные скорости. Первейшая проблема состоит в том, чтобы объяснить, почему быстро вращающиеся звезды имеют спектры, характеризующие нормальный химсостав, тогда как медленно вращающиеся звезды имеют аномальный химсостав. Абт делает заключение, что именно медленное вращение является критическим свойством, позволяющим появляться химическим аномалиям в Am-звездах.

В настоящее время достаточно твердо установлено, что медленное вращение магнитных и немагнитных химически пекулярных (CP) звезд создает условия, при которых нормальные и CP-звезды разделяются [3,12,13]. Предполагается, что при скорости вращения больше критической, возникает дифференциальное вращение (и другие нестабильности) родительских протозвездных облаков, закручивающее силовые линии в "невидимую" тороидальную форму. В медленных протозвездных ротаторах и звездах дифференциальное вращение не возникает. Наблюдаемое поле имеет полярный характер [4,14], которое описывается дипольной моделью с точностью, соответствующей точности измерений. Мультиполя высокого порядка тоже могут дать небольшой интегральный эффект [4,15], но преобладающий компонент - дипольный. Эти важнейшие заключения Бэбкока и Престона являются основой для создания

нашей методики моделирования магнитных полей СР-звезд [16].

1967. Престон [17,18] обнаружил преимущественный наклон β осей магнитного диполя к оси вращения среди магнитных звезд.

Это свойство имеет важнейшее теоретическое значение, потому что оно связано, как оказалось, с другим фундаментальным свойством магнитных звезд - процессом потери момента вращения родительских протозвездных магнитных облаков [3,19,20] (см., обсуждение 1970). Последние исследования распределения углов наклона были выполнены в работах [3,21] (~160 звезд). Из рис. 1а, б видно, что имеется избыток звезд, имеющих угол $\alpha \sim 0-20^\circ$ ($\alpha = 90^\circ - \beta$). Он объясняется тем, что эффективность торможения протозвездных намагниченных облаков больше тогда, когда угол наклона магнитного поля α к плоскости экватора маленький [19] (см., 1979). Углы α определены по моделям магнитных звезд. Первый график построен для маломассивных звезд (Si+SrCrEu)-группы (средняя масса $M = 2.6 M_\odot$), а второй для массивных

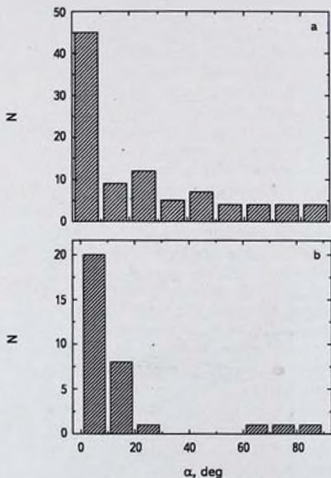


Рис.1. Распределение звезд по углам α . а) Si+SrCrEu-звезды, б) He-r+He-w-звезды.

объектов (He-r-He-w)-группы (средняя масса $M = 5.4 M_{\odot}$). Принципиально эти зависимости не отличаются от тех, которые получил Престон. Сравнение рисунков свидетельствует о едином механизме формирования рассматриваемых зависимостей у массивных и маломассивных звезд, хотя некоторые авторы ошибочно подозревают действие разных механизмов [22]. Небольшая разница в количестве звезд с большими углами α на рис. 1a и b может возникнуть из-за малого числа данных для звезд (He-r+He-w)-группы. Не исключена физическая причина небольшого различия, которая заключается в том, что в нестационарной фазе Хаяши у звезд (He-r+He-w)-группы (средний возраст $t = 4 \cdot 10^7$ лет) меньше искажаются глобальные магнитные структуры вследствие на порядок более короткого времени эволюции (средний возраст маломассивных звезд $t = 3 \cdot 10^8$ лет), (см., 1981).

1970. Ландстрит [23] исследовал структуры магнитного поля звезд при предположении наклонного к оси вращения на угол β центрального диполя и смещенного диполя. Получены данные, подтверждающие результат Престона [14] о преимущественной ориентации магнитных полей. Работа относится к пионерским, тогда еще примитивным подходам к исследованиям структур магнитных полей.

Более подробно разные структуры с разной ориентацией магнитных осей описаны в более поздних работах [1,24], посвященных результатам моделирования структур магнитных полей. Изучение ориентации магнитных структур имеет большое значение для объяснения начальных стадий эволюции. Оказалось, что процесс потери момента вращения магнитных протозвезд, отделения магнитных звезд от нормальных, а также объяснение 10% доли магнитных звезд вызваны единым механизмом, предложенным в [19] (см., 1967 и 1979). Исследование смещенных из центра диполей, исследованных Ландстритом, также как и исследование сложных структур с помощью моделирования, интересно для решения проблемы происхождения магнитных звезд. Они формируются из неравномерно намагниченных протозвездных облаков, в которых центр гравитации в облаке не связан с первоначальными структурами магнитного поля.

1971. Престон [14] на основании работы Стиббса [25] разработал простейший вариант модели наклонного ротора с диполем, находящимся в центре звезды. На ранних этапах разными авторами успешно было выполнено много работ с применением этой модели.

Более поздние работы показали, что магнитное поле центрального диполя наблюдается только у ~20% звезд, в остальных случаях структура поля описывается смещенным диполем или она является многодипольной. В работе [1] показано, что на основании результатов моделирования наблюдаемые магнитные структуры делятся на 4 типа: 1) магнитный диполь расположен в центре

звезды; 2) диполь смещен из центра вдоль оси диполя; 3) диполь смещен из центра поперек силовых линий и 4) сложные структуры, описываемые двумя или тремя диполями. В настоящее время мы пытаемся объяснить это многообразие сложной структурой протозвездных намагниченных родительских облаков. Нет признаков того, что сложные структуры магнитного поля могли формироваться в более поздние стадии эволюции (подробности далее).

1973. В работе Абта [26] исследована частота тесных двойных среди Ар-звезд. Оказалось, что среди Ам- и HgMn-звезд частота нормальная - 40%, но для Si- и SrCrEu-звезд очень низкая - 20%. Следовательно, у последних медленное вращение не может возникнуть вследствие приливных взаимодействий. Вследствие приливных взаимодействий теряют момент вращения не магнитные Ам- и HgMn-звезды. Это важный вывод, который показывает, что существуют, по крайней мере, два способа потери момента вращения прото-

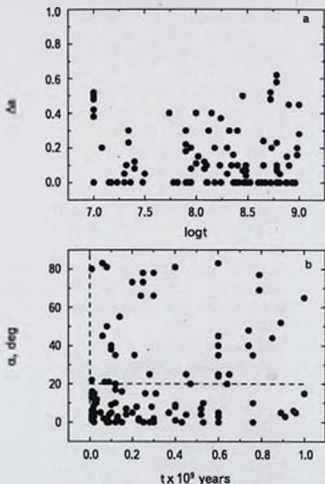


Рис.2. Распределения величин а) - ΔB и б) - α по возрастам.

звездных облаков: путь "магнитного" торможения [19,27] и путь приливных взаимодействий для не магнитных звезд [26].

1974. Мосс [28] рассматривает возможность возникновения меридиональной циркуляции Eddington-Sweet в магнитных звездах. Вследствие вмороженности магнитного поля в звездное вещество циркуляция неизбежно должна приводить к вековым искажениям первоначальных структур магнитных полей. Этот важнейший вывод необходимо учитывать при исследовании магнитных звезд.

В настоящее время ситуация в этом отношении несколько прояснилась. Из рис.1, рис.2 и табл.1 [3,29] можно сделать определенный вывод о неизменности структур магнитного поля в течение всего времени жизни звезд на ГП. На рис.2 величина Δa это среднее расстояние магнитного диполя от центра звезды в

Таблица 1

Структура	Возраст $\log t$ (min)	Возраст $\log t$ (max)
Центральный диполь	7.0	8.9
Смещенный диполь	7.0	9.0
Два диполя	7.0	8.9
Три диполя	6.0	8.4

единицах радиуса (для центрального диполя $\Delta a = 0$), α - угол между осью диполя и плоскостью экватора. Оба параметра характеризуют степень отклонения структуры поля от структуры идеального центрального магнитного диполя. Данные для обоих рисунков определены методом моделирования (см., 1997). Рис.1 построен для двух групп звезд, различных по массе и, главное, по возрасту [3], который различается между ними более чем на порядок. Тем

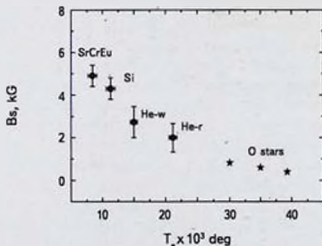


Рис.3. Средние величины магнитного поля B_s у звезд разных типов полярности. Звездочки - объекты типа O.

не менее, принципиальной разницы между ними нет. Из рис.2 и табл.1 также видно, что типичные структуры магнитного поля не меняются со временем, причем $\log t = 9.0$ является предельным возрастом магнитных звезд. Эти рисунки и данные таблицы показывают, что магнитные звезды имеют структуры магнитного поля, не изменяющиеся со временем, т.е. звезды вращаются твердотельно. Это свойство обычно предполагалось во всех работах, посвященных исследованиям магнитных ротаторов. Этот результат показывает, что внутри магнитных звезд нет крупномасштабных движений вещества (кроме конвективного ядра), которые вследствие вмерзновенности магнитного поля, неминуемо исказили бы первоначальные структуры. Например, меридиональная циркуляция, возникающая при быстром вращении звезды, может загонять магнитное поле вглубь [30], после чего оно может стать "невидимым".

1975. Ландстрит и др. [31] пришли к выводу, что: 1) быстрые магнитные ротаторы обладают меньшим полем, чем медленные, 2) Найдена обратная корреляция между скоростью вращения и величиной поля.

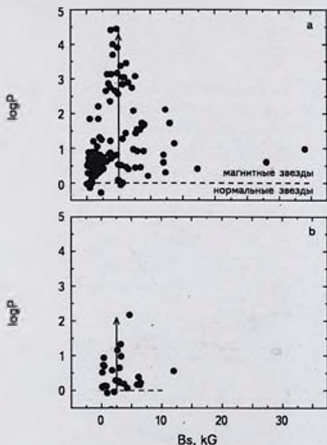


Рис.4. Распределение периодов вращения $\log P$ с разными величинами среднего поверхностного магнитного поля B_s . а) Si+SrCrEu-объекты, б) He-r+He-w-объекты.

Этот важный для теории магнитных звезд результат (см., 1981a) не раз будет обсуждаться далее. Первая зависимость хорошо видна на рис.3 и рис.4 [21], из которой видно, что медленные ротаторы (Si+SrCrEu)-группы имеют кивое больше поле, чем быстрые ротаторы (He-r+He-w)-группы (некоторые авторы, напр., [32] высказывают противоположную точку зрения). Более слабое поле у быстрых ротаторов объясняется их большим радиусом и малым возрастом (см., 1988a).

В работе [21] показано, что массивные быстро вращающиеся звезды (He-r+He-w)-типа имеют в среднем магнитное поле $B_s = 2.5 \text{ кГ}$, а маломассивные медленные ротаторы (Si+SrCrEu)-типа имеют поле $B_s = 5 \text{ кГ}$ (см., рис.4). Средний период вращения $P = 2$ дня у (He-r+He-w)-звезд и 16 дней у (SrCrEu)-звезд. В работе [21] мы предположили, что различие периодов вращения P в этих двух группах происходит под действием следующих факторов: 1) родительские протозвездные облака Si- и SrCrEu-звезд тормозятся сильнее вследствие меньшей массы (рис.5a, b, c); 2) торможение маломассивных облаков происходит сильнее вследствие, в среднем, более сильного магнитного поля; 3) степень торможения зависит от длительности периода торможения, которая у маломассивных протозвезд на порядок больше. Таким образом, зависимость включает в себя несколько факторов. Массивные звезды имеют более слабое поле, вероятно, вследствие в основном их большего радиуса и более короткого времени жизни, за которое релаксация запутанного в фазе Хаяши поля, произошла в меньшей степени (см., 1988). Относительно второй зависимости необходимо сделать следующее замечание. Следует обратить внимание на то, что пропорциональность $\log P(B_s)$, предполагаемая этими авторами, внутри группы маломассивных звезд (рис.4a, b) существует только до $B_s = 5 \text{ кГ}$, после чего она нарушается, а для массивных звезд пропорциональность доходит до $B_s = 2.5 \text{ кГ}$. При величинах поля, превышающих эти максимумы, степень потери момента вращения протозвездных облаков уменьшается. Создается впечатление, что в случае полей, превышающих максимум эффективности, процесс торможения протозвездного облака становится слабее. Вероятно расчет потери момента вращения протозвездных магнитных облаков, сделанный в [19], требует усовершенствования.

1977a. Хартут [33] использовал 25 звезд в разных скоплениях с целью поиска потери момента вращения на ГП. Вследствие большого разброса точек на исследуемой зависимости, можно было сделать только предварительный вывод - потеря момента вращения магнитных звезд произошла до ГП. Впоследствии этот вывод подтвердился [34,35]. Это был важный результат, потому что ряд исследователей пытались найти признаки потери момента вращения именно на ГП, хотя условий для этого там нет.

1977b. Местел и Мосс [30] теоретически исследовали стационарные модели

осесимметричных однородно вращающихся звезд с полоидальным магнитным полем и устойчивой самосогласованной термически движимой циркуляцией.

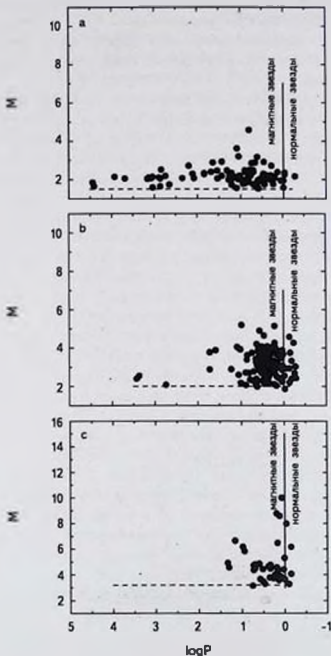


Рис.5. Зависимость периодов вращения $\log P$ от массы звезды. а)- SrCrEu-звезды, б) Si-звезды, в) He-g+He-w-звезды. Сплошная линия отделяет магнитные звезды от нормальных, штриховая линия - нижняя граница по массе.

Обсудим их выводы:

1) Утверждение о том, что внутри магнитных звезд существует крупномасштабная циркуляция неверно [3], как мы уже видели раньше при обсуждении статьи [28] (см., 1974). Мы показали, что магнитные звезды вращаются твердотельно (кроме конвективного ядра).

2) Авторы предлагают возможное объяснение тому, почему быстро вращающиеся нормальные А-звезды не обладают заметными магнитными полями. Оно заключается в том, что меридиональная циркуляция, возникающая при быстром вращении звезды, загоняет магнитное поле вглубь. Эта гипотеза является альтернативой обсуждаемому нами в настоящей работе предположению, заключающемуся в том, что при быстром вращении протозвездных облаков, в них возникает дифференциальное вращение, запутывающее магнитное поле в невидимую торондальную форму [3,12,13]. Это тот механизм, который разделяет нормальные и магнитные звезды на границе $P=1^d$ (рис.5) [21]. Совокупность наших последних результатов (см., статью II) показывает, что разделение нормальных и магнитных звезд, скорее всего, происходит еще до нестационарной фазы эволюции Хаяши, где о меридиональной циркуляции речи не может быть [3,24].

3) Авторы пытались решить, являются ли магнитные поля А-звезд реликтовыми, или формируемыми динамо. Приводятся доводы в пользу гипотезы реликтового поля. Современные данные о свойствах магнитных звезд однозначно соответствуют реликтовому механизму [3].

1977с. В теоретическом исследовании Мосс [36] рассмотрел возможности формирования меридиональной циркуляции в магнитных звездах, у которых $\alpha = 0^\circ$.

Замечания, сделанные к работам Местеля и Мосса (см., 1974, 1977b), показывают, что нет оснований исследовать возможности возникновения меридиональной циркуляции в магнитных звездах, которые вращаются твердотельно в течение всей жизни на ГП, как это видно из рис.1, 2 и табл.1. В работе [3] показано, что типичные сложные структуры с $\alpha = 0^\circ$ наблюдаются как у молодых, так и старых звезд (рис.2), различающихся по возрасту на два порядка, т.е. крупномасштабные магнитные структуры не меняются со временем, что доказывает отсутствие движений вещества внутри магнитных звезд.

1979. В работе [19] показано, что магнитное торможение протозвездных облаков в случае $j \perp B$ может изменить угловой момент протозвездного облака, по крайней мере, на несколько порядков величины за время меньше чем 10^4 лет. Это время уменьшается, если сжатие продолжается. Эффективность магнитного торможения много выше в случае $j \perp B$, чем когда $j \parallel B$. Протозвездные облака до фазы Хаяши имеют плотность меньше, чем 10^4 , при таких условиях торможение эффективнее, чем в условиях молодых звезд.

Следовательно, если звезды формируются при коллапсе и фрагментации межзвездных облаков, то должен существовать механизм, который может унести угловой момент эффективно из коллапсирующего фрагмента вещества в сторону окружающего вещества [37]. Таким образом, замороженное магнитное поле может затормозить вращение протозвездного облака переносом углового момента наружу и закручиванием силовых линий.

Рассматриваемая работа [19] является одной из основ теории происхождения и эволюции магнитных звезд, развиваемой нами в [20]. Этот механизм естественно объясняет: 1) малые скорости вращения магнитных звезд, 2) преимущественную ориентацию магнитных силовых линий и 3) малую долю (10%) магнитных звезд среди нормальных объектов. Что касается немагнитных звезд типа Am , HgMn , λ Boo и др., то их малые скорости вращения могут возникать при взаимодействии с тесным компонентом [26], либо они изначально имели малые скорости вращения. Эффективность торможения сложным образом зависит от величины магнитного поля (см., 1975). Она пропорциональна величине поля до некоторого момента, после которого она начинает уменьшаться (рис. 4а, б). Рассеяние точек несколько увеличивается за счет влияния зависимости $B_s(R/R_z)$, показанной на рис. 6а, б [12,38] (R - это радиус звезды, а R_z - ее радиус на ZAMS). Наблюдения показывают также, что степень торможения обратно пропорциональна массе звезды (рис. 5а, б, с), соответственно и протозвездного облака, и пропорциональна длительности его эволюции (рис. 7 [3]), которую мы принимаем пропорциональной возрасту звезды.

1981а. Попытки найти признаки затухания магнитного поля на ГП были сделаны в [32] и [37]. Затухание магнитного поля может возникнуть путем омической диссипации, а также в случае наличия крупномасштабных движений вещества внутри меридиональной циркуляции, дифференциального вращения и других неустойчивостей. К сожалению, использовано слишком малое число звезд с известными $\langle Be \rangle$ (всего 13) из разных скоплений и ассоциаций. Сделан вывод о возможном распаде реликтового поля со временем, но очевидно, что результаты, полученные с таким бедным материалом, нельзя считать надежными. Вывод сделан на основании того, что молодые массивные звезды имеют в 3 раза более сильное поле, чем маломассивные старые.

На самом деле массивные звезды имеют поле вдвое слабее, чем маломассивные (рис. 3 и 4), это мы уже обсуждали выше (см., 1975). В настоящее время твердо установлено, что вблизи ZAMS (Zero Age Main Sequence) после фазы HAcBe (AcBe Херbiga) происходит быстрое увеличение среднего поверхностного магнитного поля B_s (рис. 6а, б, 160 звезд), и только потом поле уменьшается после достижения максимальной величины в результате, в основном, эволюционного роста радиуса [12,38] (см., 1988, 1998b). Наблюдательные факты, представленные выше (см., 1974), показывают признаки

отсутствия крупномасштабных движений вещества в магнитных звездах, которые могли бы разрушать магнитное поле за период жизни на ГП. Для массивных звезд зависимость отличается от зависимости для маломассивных звезд вследствие вдвое меньшей величины поля (рис.6) [12,38]. Для учета этого свойства рис.6, построенный по данным всех типов пекулярности, величины магнитного поля звезд (He-g+He-w)-типов увеличены в два раза.

1981b. В работе Вольф [39] исследуются возможности потери момента вращения магнитных звезд магнитного поля на ГП с участием магнитного поля, что является чрезвычайно важной проблемой в теории магнитных звезд. Торможение рассматривалось либо через аккреционный механизм, либо посредством потери массы в присутствии магнитного поля. Взаимодействие

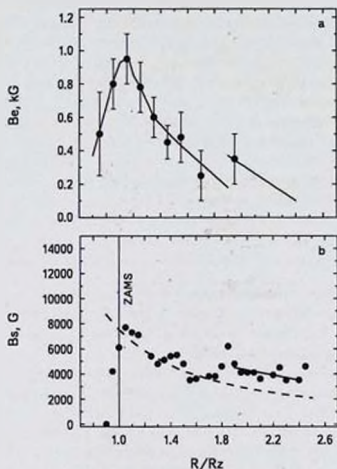


Рис.6. Изменение магнитного поля при эволюционном движении магнитных звезд поперек полосы ГП. а) Среднеквадратические величины магнитного поля B_e , б) средние поверхностные величины магнитного поля B_s , в) изменение среднего поверхностного магнитного поля B_z без влияния увеличения радиуса, д) изменение параметра Z_0 , чувствительного к степени химических аномалий.

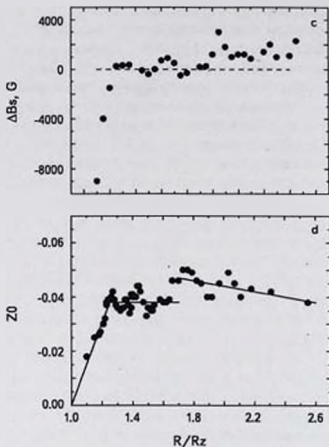


Рис.6. Окончание.

магнитного поля с межзвездным веществом должно изменять скорость вращения на фактор $\sim 1/e$ на ГП. Путем исследования 38 звезд было найдено, что среди SrCrEu (14 звезд) и Si-звезд (24 звезд) последние следуют этому закону, но корреляция в случае SrCrEu-звезд слаба.

Опыт дальнейших исследований показал, что использование столь малого числа данных не позволяет относиться к этому результату серьезно. Обратимся к последним данным. В [13] найдено, что наклон зависимости $\log P(R/R_z)$ для SrCrEu-звезд оказывается незначимым, т.е. на ГП потеря момента вращения не происходит (угловой коэффициент равен 0.9σ $R=0.1$). Магнитные звезды имеют малые скорости вращения уже на ZAMS, а не в конце жизни на ГП. В [33-35,40] тоже приводятся данные о том, что торможение происходит в период эволюции до ГП. В исследованиях, проведенных в [13,41] приводятся доводы о том, что в период эволюции молодых HAcBe звезд торможение тоже не могло возникнуть, потому что у них нет достаточно сильных магнитных

полей (см., 1987b). Следовательно, потеря момента вращения могла произойти только в фазе гравитационного коллапса (см., 1979, 1987b). Кроме того, в [19,42,43] отмечается тот факт, что в фазе эволюции молодых лучистых звезд концентрация частиц $>10^4$, поэтому их магнитное торможение становится не эффективным по сравнению со стадией гравитационного коллапса (см., 1979). Это важный вывод, потому что существует ряд работ, в которых рассматривается возможность потери момента вращения в более поздних фазах эволюции. Например, в [35] рассматриваются другие возможные механизмы потери момента вращения звезд, но все они требуют наличия сильного поля и достаточно плотной окружающей оболочки, условия, не достаточно выполнимые. Приведенные результаты не подтверждают предположения Вольф [39] о потере момента вращения магнитными звездами на ГП.

Внутри каждой группы пекулярности средняя величина периода вращения равна $P = 2^d$ для (He-r+He-w)-звезд, $2^{d.14}$ для (Si)-звезд, $5^{d.13}$ для (Si+)-звезд и $P = 16^{d.2}$ для (SrCrEu)-звезд. Зависимость $\log(\log P)$ резко растет (рис.7) со средним возрастом (использованы данные для 290 звезд). Эта зависимость показывает, что степень потери момента вращения протозвездного облака пропорциональна времени торможения (которое мы предполагаем пропорциональному возрасту звезды) и обратно пропорциональна массе звезд (рис.5a, b, c). В дополнение к этому в [3] показано, что степень потери момента вращения протозвездного облака пропорциональна величине поля сложным образом (рис.4a, b). Как сказано выше, рассеяние точек на рис.4a, b несколько увеличивается вследствие зависимости $B_s(R/R_z)$, показанной на рис.6a, b [12,38] (R - это радиус звезды, а R_z - ее радиус на ZAMS). Сказанное не противоречит гипотезе потери момента вращения магнитного протозвездного

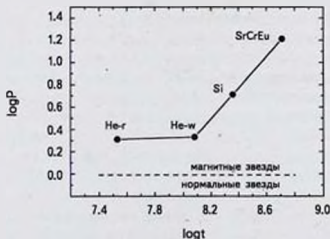


Рис.7. Зависимость средних величин периода вращения магнитных звезд разного типа пекулярности от их среднего возраста.

облака в фазе гравитационного коллапса и убеждает в реальности предположения о формировании основных свойств магнитных звезд в этот период эволюции. В [19] показано, что наиболее вероятным механизмом потери момента вращения протозвездных облаков является процесс передачи углового момента из коллапсирующего объема вещества к окружающей материи в присутствии магнитного поля. При этом эффективность торможения облака много сильнее в случае ориентации магнитного поля параллельно плоскости вращения. Такое избирательное торможение приводит к известному избытку звезд с магнитным полем, параллельным плоскости вращения звезд (рис. 1а, б), а вследствие малой доли звезд с благоприятной ориентацией магнитного поля возникает известный 10% эффект [3]. Таким образом, обсуждаемая гипотеза объясняет одновременно несколько основных свойств магнитных звезд.

1984а. Норт [44] утверждает, что: 1) магнитные звезды теряют момент вращения до ГП, либо они являются изначально медленными ротаторами. Старые Si-звезды имеют совершенно такие же периоды вращения, как и молодые, поэтому очевидно, что на ГП торможения нет; 2) замечена антикорреляция между скоростью вращения и магнитным полем. В настоящее время не найдены механизмы для эффективного торможения звезд, а наблюдаемая антикорреляция может быть связана с другими свойствами.

Таким образом, подтвердился такой же вывод, сделанный ранее в [33]. Антикорреляция была замечена также в работах [45-47]. Действительная связь между величиной магнитного поля и периодом вращения лучше всего видна на зависимостях, показанных на рис. 4а для маломассивных звезд (SrCrEu) и рис. 4б для массивных звезд (He-r+He-w) [3]. Стрелки показывают направление максимального торможения. Максимальная эффективность торможения у звезд первой группы приходится на $B_s = 5 \text{ кГ}$, а у второй на $B_s = 2.5 \text{ кГ}$. Кроме того видно, что степень торможения у массивных звезд меньше. Зависимость степени торможения от величины магнитного поля сложная - до максимума она растет с увеличением поля, после максимума она уменьшается. Ввиду сложной зависимости между величиной поля и скоростью вращения многие авторы не смогли прийти к определенному результату. Очевидно, что теорию потери момента вращения магнитной протозвезды, предложенную в [19], следует усовершенствовать. Что касается механизмов потери момента вращения, то мы придерживаемся варианта, предложенного в [19]. Этот механизм мы обсуждаем в этой статье неоднократно (см., 1967, 1970, 1973, 1979, 1981) ввиду крайней важности его в эволюции магнитных звезд.

1984б. Норт и Крамер [40] пытались найти признаки уменьшения магнитного поля с возрастом на ГП, с использованием величин магнитного поля, определенным фотометрическим методом. Сделано заключение, что магнитное поле Si- и SrCrEu-звезд уменьшается при уменьшении $\log$, причем

поле изменяется пропорционально R^2 . Это вывод, в общем, совпадающий с выводом в [32,37].

Первое замечание состоит в том, что фотометрические оценки магнитного поля пропорциональны измеренным величинам только до $B_1 = 3-5$ кГ [29], что приводит к значительному рассеянию точек на зависимостях и их искажению. Второе замечание - фотометрические оценки поля нельзя определить для He-г и He-w-звезд, поэтому зависимости относятся только к маломассивным звездам. Последующие исследования показали более сложное поведение магнитного поля на ГП, как это видно на рис.6а, б [12,38,48] (см., 1998b). На самом деле поле быстро растет вблизи ZAMS, достигает максимума на $R/R_z = 1-1.1$ и только после этого начинает уменьшаться в результате, в основном, эволюционного увеличения радиуса. Уменьшение магнитного поля происходит пропорционально R^2 (см., 1988) [12,38,48].

1985. Глаголевский [49,50] сделал попытку найти зависимость величины среднего поверхностного магнитного поля от периода вращения, как это пытались сделать и другие исследователи. Предполагалось, что если поле генерировалось динамо, то его величина B должна быть пропорциональной скорости вращения Ω . Если поле реликтовое, то связи между ними не может быть. Найдено, что максимальное поле наблюдается у звезд с периодом $P = 10$ дней и оно падает в сторону малых и больших величин P . Однако последние данные [3,21] показывают, что на самом деле зависимость $B_s(\log P)$ в чистом виде не имеет смысла, так как она включает разные составляющие: 1) родительские протозвездные облака SrCrEu-звезд тормозятся сильнее и имеют максимальные величины $\log P$ вследствие меньшей массы, по сравнению с массивными (рис.4 и рис.5); 2) маломассивные протозвездные облака (как и SrCrEu-звезды) имеют в среднем более сильное поле, чем массивные (рис.3); 3) степень торможения зависит от длительности периода торможения (пропорциональной возрасту), которая у маломассивных протозвезд на порядок больше, чем у массивных (рис.7) (см., 1975, 1984a).

1986. Уменьшение магнитного поля с возрастом вследствие омической диссипации предполагалось найти в [51,52] с использованием данных о $\langle \text{Be} \rangle$ и возрастов звезд разных скоплений. Отмечается большое рассеяние точек на искомым зависимостях, затрудняющее выявление эффекта. Признаки омической диссипации не найдены, но обнаружены признаки падения поля при эволюционном движении поперек ГП, как и в [32,37,44]. На самом деле эта зависимость сложная, это видно из рис.6а, б [12,38,48]. Поверхностное поле растет вблизи ZAMS, достигая максимума, и только после этого начинает уменьшаться вследствие, в основном, эволюционного увеличения радиуса (см., 1981a, 1984b и 1985).

1987а. В [53] рассмотрено влияние меридиональной циркуляции на перво-

начальное распределение магнитного поля.

Наше замечание об отсутствии меридиональной циркуляции в магнитных звездах такое же, что и к предыдущим работам Мосса (см., 1974 и 1977).

1987b. Свойства магнитных звезд статистически исследованы в работе [54]. Получены следующие основные результаты:

1) Отмечено, что величина периода вращения магнитных звезд P пропорциональна их возрасту t .

Действительно, эта зависимость хорошо видна на рис.7. Быстро эволюционирующие звезды с гелиевыми аномалиями существенно меньше отличаются от нормальных звезд по величине периодов вращения, чем долго эволюционирующие звезды SrCrEu-типа. Граница между магнитными и нормальными звездами приходится на $\log P = 0$. Но надо учесть, что степень торможения зависит не только от длительности эволюции, но также сложным образом от величины поля, как это видно из рис.4a, b и от массы (рис.5) (см., 1985).

2) В работе приводятся доводы в пользу мнения о твердотельности вращения магнитных звезд. Если бы они вращались дифференциально, то вследствие вмерзновенности магнитного поля наблюдалась бы существенная перестройка его конфигурации со временем и его быстрое разрушение [55], (см., 1974) чего на самом деле нет. Из обсуждения (1974) и из рис.1a, b, рис.2a, b и табл.1 видно, что структуры магнитных полей совершенно стабильны в течение всей жизни звезд.

3) Обсуждается мнение, что следует отказаться от гипотезы генерации магнитного поля в конвективном ядре, потому что последующий его вынос путем диффузии происходит за 10^4 лет, в соответствии с мнением Паркера [56]. Это время много больше возраста значительной части магнитных звезд. Таким образом, поддерживается мнение о реликтовой природе магнитных звезд.

1988. В [12] продолжено статистическое исследование магнитных звезд с использованием достаточно большого количества данных (238 звезд) о величинах $\langle Be \rangle$ [50]. Получены следующие результаты:

1) Зависимость $\langle Be \rangle (\log t)$, построенная по всем типам звезд, показала, что магнитное поле с возрастом на ГП не меняется. Однако позднее, на основании исследования средних поверхностных величин магнитного поля B_s , стало ясно, что поле меняется на ГП на самом деле сложным образом, как это видно из рис.6a, b [12,38,48,57] (см., 1998b). При достижении магнитных HAcBe звезд начала ГП (ZAMS) величина магнитного поля оказывается всего несколько десятков, иногда сотен, гаусс. Уже ранние результаты исследований [12] показали (рис.6a), что намечается начальный рост поля после ZAMS, который достигает максимума после 20-30% (см. далее) времени их жизни на ГП. Впоследствии этот факт подтвердился на основании использования данных по B_s для 160

звезд (рис.5б) в работах [13,38,41,58,67] (см., 1998b). После преодоления максимума магнитное поле на поверхности уменьшается пропорционально R^{-1} . Очевидно, что уменьшение происходит потому, что радиус звезд увеличивается в 2-2.5 раза с момента ZAMS до момента их прихода к верхней границе ГП. Делается определенный вывод, что магнитное поле уменьшается вследствие эволюционного увеличения радиуса. Такой темп может происходить только при условии, что структура магнитного поля дипольная и имеет место сохранение полного магнитного потока с возрастом. Если из зависимости рис.6б исключить влияние квадратического изменения магнитного поля за счет роста радиуса, то получится зависимость, представленная на рис.6с. Эта зависимость показывает, как изменялось бы магнитное поле, если бы радиус оставался постоянным. Она происходит вследствие эволюционного изменения радиуса и омического затухания структур разного размера. Пока присутствуют мелкие структуры, поле изменяется быстро. По мере их исчезновения рост поля замедляется, потому что скорость омического затухания пропорциональна l^2 , где l - характерный размер намагниченного объема. Если бы структура магнитного поля соответствовала теоретическому диполю, находящемуся в центре звезды, то при увеличении радиуса звезды поле уменьшалось в кубической степени, а не в квадратической. Но звезд с центральным диполем только 17-20%, остальные имеют сложную конфигурацию. Этим объясняется квадратическое падение магнитного поля. Зависимость рис.6с тоже уменьшает показатель степени R . На рис.6б хорошо заметен скачек величины B_s на $R/R_z = 1.9$. Это тот момент, когда эволюционный трек испытывает петлю. Рост радиуса на время прекращается, и даже уменьшается, но поле продолжает расти в соответствии с зависимостью рис.6с, формируя скачек. После возобновления эволюционного движения поле продолжает изменяться пропорционально R^{-1} .

Из рис.3, взятого из работы [38], можно было бы заподозрить наличие пропорциональности B_s от возраста, потому что долгоживущие маломассивные звезды (Si+SrCrEu)-типа имеют поле в два раза больше, чем массивные (He-r+He-w). Однако за счет чего магнитное поле маломассивных звезд может вырасти столь сильно, если нет генерации поля? Поэтому надо искать причину слабого поля массивных звезд. Учитывая то, что отношение средних радиусов звезд этих двух типов равно 1.5 получаем, что отношение величин магнитного поля должно быть порядка 2, что и наблюдается. Кроме того, вследствие малого возраста крупномасштабное магнитное поле (He-r+He-w)-звезд не успело сформироваться в той же степени, как у маломассивных звезд, в соответствии с рис.6с.

На рис.6д показан ход параметра многоцветной фотометрии $Z_0(R/R_z)$, который пропорционален интенсивности депрессии $\lambda 5200 \text{ \AA}$. Соответственно, интенсивность депрессии пропорциональна степени химических аномалий.

Хорошо заметно подобие зависимостей b и d , подтверждающая связь химических аномалий с магнитным полем. Подробное обсуждение этих зависимостей будет дано в статье II.

2) В рассматриваемой работе высказано утверждение, что падение поля из-за омической диссипации не заметно. Действительно, максимальный возраст магнитных звезд $t = 10^9$ лет (рис.2), а теоретическое время омического распада магнитного поля у звезд с массами $M > 2M_{\odot}$, равно $t = 10^{10} - 10^{11}$ лет, что на один-два порядка больше времени жизни магнитных звезд. Фактически при теоретических исследованиях можно принять, что у всех магнитных звезд полный поток магнитного поля с возрастом остается постоянным.

3) Сравнение периодов вращения нормальных и магнитных звезд показывает, что периоды массивных магнитных звезд отличаются от нормальных звезд с той же температурой на порядок меньше, чем периоды маломассивных (рис.4, рис.7). Учитывая сказанное выше (1987b) можно предположить, что это происходит потому, что торможение массивных протозвезд произошло в меньшей степени вследствие меньшего времени замедления, из-за их большой массы и вдвое меньшей величины поля [3].

4) Высказано мнение, что плюсов в пользу магнитного динамо больше, чем в пользу реликтового поля. На такой вывод большое влияние оказывало существовавшее раньше мнение, что в нестационарной фазе Хаяши конвекция полностью разрушает поле. Однако после работ Ларсона [59] и Палла и Сталера [60] ситуация изменилась. Оказалось, среди звезд с $M > 2M_{\odot}$ нестационарность в фазе Хаяши может быть весьма слабой. Подробный анализ, проведенный в [3], убедительно показывает невозможность работы динамо в магнитных звездах. В первую очередь это связано с тем, что магнитные звезды вращаются твердотельно, а для работы динамо механизма требуется дифференциальное вращение. Динамо не объясняет сложные наблюдаемые структуры магнитных полей, не объясняет, почему только 10% звезд имеют магнитное поле, непонятно как генерируется поле у многих не вращающихся магнитных звезд и т.д. В то же время большое количество фактов подтверждают мнение, что структуры магнитных полей проходят через нестационарную фазу без особых изменений [3]. На рис.1а, б хорошо видна преимущественная ориентация углов наклона магнитного поля, которая не нарушилась после испытания в нестационарной фазе. В случае нарушения структур магнитного поля, значительная часть малых углов стала бы большой. Кроме того известно, что около 17-20% магнитных звезд имеют конфигурации магнитного поля центрального диполя. В случае нарушения структур в нестационарной фазе Хаяши таких звезд не осталось бы.

1989. Мосс [61] теоретически рассмотрел динамо и реликтовый механизмы возникновения магнитных звезд. Гипотеза динамо в конвективном ядре имеет

трудности, связанные с невозможностью переноса поля к поверхности за время жизни на ГП, особенно для молодых звезд. То же самое утверждает Паркер [56].

Теоретически исследовались структуры реликтового поля, имеющего жгутоподобный вид. Модели, рассчитанные для "одно-жгутовой" модели показывают распределение магнитного поля по поверхности, подобное модели для смещенного диполя.

1990. Дудоров и Тутуков [42] придерживаются того мнения, что звезды с $M > 2M_{\odot}$, не конвективные и в них могут существовать реликтовые магнитные поля. Авторы исходят из утверждения, что интенсивность реликтового поля в протозвездном облаке и звезде пропорциональна плотности. Далее авторы предполагают, что во внутренних областях звезды магнитная энергия сравнима с тепловой энергией, а это должно приводить к неустойчивости.

Наше замечание к этим двум утверждениям состоит в том, что в таком случае все магнитные звезды имели бы структуры магнитного поля диполя, находящегося в центре звезды. Однако таких звезд наберется только порядка 17-20%, поэтому приходится предполагать, что магнитное поле в родительских протозвездных облаках чаще не пропорционально плотности. Относительно второго замечания наши результаты моделирования [3] показывают, что магнитные звезды стабильны по всему объему в течение всего времени жизни на ГП и они вращаются твердотельно (кроме конвективного ядра) [54].

Авторы утверждают необходимость интенсификации реликтового магнитного поля путем мощной ионизации от потока космических лучей или жесткого ультрафиолета от близких О- и В- звезд в период формирования магнитной звезды. Такие источники для большинства звезд не очевидны, как и не очевидна необходимость интенсификации магнитного поля. В настоящее время эту проблему следует пересмотреть, опираясь на последние данные.

1994. Глаголевский в [29] развивает важную для теории магнитных звезд задачу зависимости степени химических аномалий от величины магнитного поля, которую обнаружили Крамер и Медер [62]. Наличие такой зависимости было найдено также для бальмеровских скачков, интенсивности депрессии $\lambda 5200$ и степени пекулярности P . Найдено, что прямая зависимость от величины магнитного поля существует только до $B_s \sim 3$ кГ, потом степень химических аномалий остается постоянной. Сделан вывод, что при больших полях полностью подавляется микротурбулентия в верхних слоях атмосфер и диффузия химических элементов усиливается. В работе также показано, что меридиональная циркуляция в магнитных звездах отсутствует. Это видно из постоянства угла α со временем. Рис.1а, б, рис.2а, б и табл.1 подтверждают этот вывод.

1997. Герт и Глаголевский [16] разработали методику моделирования

структур магнитного поля звезд при предположении его дипольного характера [4,14] (подробнее об этом будет сказано в следующей статье).

1998а. Норт [34] утверждает, что период вращения Si- звезд на ГП не изменяется со временем, и что потеря момента вращения произошла до ГП. Этот вывод совпадает с выводом в работе [33]. Кроме того он подтвержден нами в [63], где тоже показано, что период вращения на ГП не изменяется при эволюционном движении звезд поперек полосы ГП. Угол наклона линейной регрессии зависимости $\log P(R/R_z)$ равен 0.9σ ($R=0.1$). Такой же вывод, сделанный относительно молодых звезд HAcBe (см. 1979), привел к твердому решению, что потеря момента вращения магнитных звезд произошла в фазе гравитационного коллапса магнитных протозвезд.

1998b. Глаголевский и Чунтонов [41] исследовали изменение поля на ZAMS с использованием величин $\langle B_e \rangle$. Подтвердился результат [12], что магнитное поле после ZAMS растет, достигает максимума и затем начинает падать (рис.6а, б) [12,38,48]. Окончательное подтверждение существования этой зависимости получено в [58] уже с использованием надежных величин B_s для 160 звезд. На рис.6б показана зависимость $B_s(R/R_z)$, где точки получены усреднением величин B_s в узких диапазонах R/R_z . Подробное описание этой зависимости дано в обсуждении (1988г.).

1998с. Серия работ Глаголевского и Чунтонова [13,41,64], посвящена поиску сильных магнитных полей у молодых звезд HAcBe. Оказалось, что нет среди звезд этого типа объектов с сильными магнитными полями. Этот результат имеет фундаментальное значение для теории эволюции магнитных звезд, потому что он показывает, что молодые звезды HAcBe не могли потерять момент вращения с участием магнитного поля и что торможение могло произойти только в период гравитационного коллапса до нестационарной фазы Хаяши. Результат подтвержден в серии работ [13,41,65-74].

3. *Заключение.* На основании данных, приведенных в этой работе, можно сделать следующее предположение о формировании магнитных звезд из намагниченных протозвездных облаков (см., 1945, 1977б, 1981б, 1987б, 1989):

1) Потеря момента вращения наиболее вероятна на стадии гравитационного коллапса намагниченных облаков, потому что в отличие от молодых звезд их плотность $<10^4$ (см., 1979, 1981б, 1987б).

2) Потеря момента вращения намагниченных протозвездных облаков легко объясняется теорией Mouschovias & Paleologou (1979), (см. также 1965, 1977б, 1979, 1981б).

3) Только механизм Mouschovias & Paleologou (1979) естественно объясняет преимущественную ориентацию магнитных полей $\alpha = 0-20^\circ$ (1967, 1970, 1979, 1981б).

4) Только механизм Mouschovias&Paleologou (1979) естественно объясняет 10% долю магнитных звезд (1981b).

5) Потеря момента вращения в ранних фазах эволюции естественно объясняет малую долю тесных двойных среди магнитных звезд (1965, 1977b).

6) Потеря момента вращения до нестационарной фазы Хаяши естественно объясняет разделение магнитных и нормальных звезд (1965, 1977b).

7) Потеря момента вращения в фазе НАеВе невозможна вследствие слабого дипольного магнитного поля (1981b, 1998c).

8) Потеря момента вращения звезд на ГП не поддерживается наблюдательными данными (1977a, 1981b, 1984a, 1998a).

9) Сложные структуры магнитного поля естественно объясняются сложными структурами родительских протозвезд. Нет механизмов, которые могли бы создать наблюдаемые структуры в нестационарной фазе Хаяши и в период НАеВе-звезд (1970, 1971, 1988).

10) Если представленные данные верны, то можно сделать вывод, что в нестационарной фазе Хаяши не происходит существенное искажение крупномасштабных магнитных конфигураций (1974, 1987b, 1988).

11) Молодые звезды НАеВе содержат двухкомпонентную структуру магнитного поля - крупномасштабную и мелкомасштабную. Последняя возникла в нестационарной фазе Хаяши (1988).

12) На ГП магнитное поле изменяется вследствие двух процессов - увеличения крупномасштабной дипольной составляющей за счет омической диссипации мелкомасштабной составляющей и уменьшения за счет эволюционного увеличения радиуса (1984b, 1988, 1998b).

13) Одним из важнейших свойств магнитных звезд является твердость вращения (1974, 1977, 1987, 1990, 1994).

Другие результаты исследований, поддерживающие приведенные утверждения, будут даны в статье II.

Специальная астрофизическая обсерватория РАН,
Россия, e-mail: glagol@sao.ru

PROGRESS IN STUDIES OF THE EVOLUTION OF THE MAGNETIC FIELDS OF CP STARS. I

Yu.V.GLAGOLEVSKI

In this article I the most important results of studies of the properties of magnetic fields of chemically peculiar stars performed before 2000 are critically examined. The properties of magnetic stars have been analyzed from the point of view of their correspondence to the relic hypothesis. Later results are discussed in article II.

Key words: *magnetic CP stars: stellar evolution*

ЛИТЕРАТУРА

1. Yu.V.Glagolevskij, *Astrophys. Bull.*, **66**, 144, 2011.
2. T.G.Cowling, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, **105**, 166, 1945.
3. Yu.V.Glagolevskij, *Astrophys. Bull.*, **72**, 305, 2017.
4. H.W.Babcock, *Astron. J.*, **56**, 116, 1951.
5. Yu.V.Glagolevskij, *Izvestiya of Kazakhstan AS, Phys.-mat. Ser.*, **16**, 43, 1963.
6. Yu.V.Glagolevskij, *Westnik of Kazakhstan AS*, **239**, 45, 1965.
7. Yu.V.Glagolevskij, *Astron. Zh.*, **10**, 56, 1966.
8. Yu.V.Glagolevskij, *Astron. Zh.*, **43**, 1194, 1966.
9. B.Hauck, *IAU Coll. No.32*, 365, 1975.
10. Yu.V.Glagolevskij, G.P.Topil'skaya, *Bull. SAO.*, **25**, 11, 1991.
11. H.A.Abr, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, **77**, 367, 1965.
12. Yu.V.Glagolevskij, *Magnetic stars*, Leningrad, Nauka, 1988, p.206.
13. Yu.V.Glagolevskij, G.A.Chountonov, *Bull. SAO.*, **51**, 88, 2001.
14. G.Preston, *Publ. Astron. Soc. Pacif.*, **83**, 571, 1971.
15. O.Kochukhav, S.Bagnulo, G.Wade et al., *Astron. Astrophys.*, **414**, 613, 2004.
16. E.Gerth, Yu.V.Glagolevskij, *Bull. SAO.*, **56**, 25, 2003.
17. G.W.Preston, *Astrophys. J.*, **150**, 547, 1967.
18. G.W.Preston, *The Magnetic and Related stars*, Ed. By R.Cameron, (Mono Book Corp., Baltimore, 1967), p.3.
19. T.Ch.Mouschovias, E.V.Paleologou, *Astrophys. J.*, **230**, 204, 1979.
20. Ю.В.Глаголевский, *Астрофизика*, **57**, 337, 2014, (*Astrophysics*, **57**, 315, 2014).
21. Ю.В.Глаголевский, *Астрофизика*, **59**, 359, 2016, (*Astrophysics*, **59**, 321, 2014).

22. O.Kochukhov, S.Bagnulo, *Astron. Astrophys.*, **450**, 763, 2006.
23. J.D.Landstreet, *Astrophys. J.*, **159**, 1001, 1970.
24. Ю.В.Глазалецкий, *Астрофизика*, **58**, 377, 2015, (*Astrophysics*, **58**, 350, 2015).
25. D.W.N.Stibbs, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, **110**, 395, 1950.
26. H.A.Abt, M.S.Snowden, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, **25**, 137, 1973.
27. L.Mestel, L.Jr.Spitzer, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, **116**, 503, 1956.
28. D.L.Mass, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, **168**, 61, 1974.
29. Yu.V.Glagolevskij, *Astron. Zh.*, **71**, 858, 1994.
30. L.Mestel, D.Mass, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, **178**, 27, 1977.
31. J.D.Landstreet, E.F.Borra, I.R.D.Angel et al., *Astrophys. J.*, **201**, 624, 1975.
32. E.F.Borra, *Astrophys. J. Letters*, **249**, L39, 1981.
33. M.R.Hartoog, *Astrophys. J.*, **212**, 723, 1977.
34. P.North, *Astron. Astrophys.*, **334**, 181, 1998.
35. Ю.В.Глазалецкий, *Астрофизика*, **48**, 207, 2005, (*Astrophysics*, **48**, 194, 2005).
36. D.Mass, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, **182**, 747, 1977.
37. D.N.Brown, J.D.Landstreet, I.Thompson, *Upper Main Sequence CP-stars*, 23-d Liege *Astrophys. Coll.*, Universite de Liege, 1981, p.195.
38. Ю.В.Глазалецкий, *Астрофизика*, **59**, 182, 2016, (*Astrophysics*, **59**, 164, 2016).
39. S.C.Wolff, *Astrophys. J.*, **244**, 221, 1981.
40. P.North, N.Cramer, *Astron. Astrophys.*, *Suppl. Ser.*, **58**, 387, 1984.
41. Yu.V.Glagolevskij, G.A.Chountanov, *Bull. SAO*, **45**, 105, 1998.
42. A.E.Dudorov, A.V.Tutukov, *Astron. Zh.*, **67**, 342, 1990.
43. B.Larson, *Protostars and Planets*, Chapter I, Tucson, Arizona (1980).
44. P.North, *Astron. Astrophys.*, **141**, 328, 1984.
45. E.F.Borra, J.D.Landstreet, *Astrophys. J. Suppl.*, **42**, 421, 1980.
46. B.Hauck, P.North, *Astron. Astrophys.*, **114**, 23, 1982.
47. P.Didelon, *Astron. Astrophys. Suppl.*, **55**, 69, 1984.
48. Ю.В.Глазалецкий, *Астрофизика*, **56**, 189, 2013, (*Astrophysics*, **56**, 173, 2013).
49. Ю.В.Глазалецкий, *Астрофизика*, **22**, 323, 1985, (*Astrophysics*, **22**, 545, 1985).
50. Yu.V.Glagolevskij et al., *Izv. SAO.*, **23**, 37, 1986.
51. Yu.V.Glagolevskij, V.G.Klochkova, I.M.Kopylov, *IAU Coll. No.90*, 1986, p.32.
52. Yu.V.Glagolevskij, V.G.Klochkova, I.M.Kopylov, *Astron. Zh.*, **64**, 360, 1987.
53. D.Mass, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, **226**, 297, 1987.
54. Yu.V.Glagolevskij, *Soobshcheniya SAO.*, **54**, 73, 1987.
55. K.H.Raedler, *Geophys. and Astrophys. Fluid dynamics*, **20**, 191, 1982.
56. E.Parker, *Cosmical magnetic fields*, Clarendon press, Oxford, 1979.
57. Yu.V.Glagolevskij, E.Gerth, *ASP Conf. Ser.*, No305, p.225, 2003.
58. Ю.В.Глазалецкий, *Астрофизика*, **58**, 37, 2015, (*Astrophysics*, **58**, 29, 2015).
59. R.B.Larson, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, **145**, 271, 1969.
60. F.Palla, S.WW.Stahler, *Astrophys. J.*, **418**, 414, 1993.
61. D.Mass, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, **236**, 629, 1989.
62. N.Kramer, A.Maeder, *Astron. Astrophys. Suppl.*, **41**, 111, 1980.
63. Ю.В.Глазалецкий, *Астрофизика*, **48**, 229, 2005, (*Astrophysics*, **48**, 194, 2005).

64. *Yu.V. Glagolevskij, G.A. Chountonov*, Stellar magnetic fields, Moscow, 1997, p.116.
65. *J.-F. Donati et al.*, Mon. Not. Roy. Astron. Soc., **291**, 658, 1997.
66. *S. Hubrig et al.*, Astron. Astrophys., **428**, L1, 2004.
67. *G. Wade et al.*, Astron. Astrophys., **442**, L31, 2005.
68. *S. Hubrig et al.*, Astron. Astrophys., **446**, 1089, 2006.
69. *C. Catala et al.*, Astron. Astrophys., **462**, 293, 2007.
70. *G. Wade et al.*, Mon. Not. Roy. Astron. Soc., **376**, 1145, 2007.
71. *S. Hubrig et al.*, Astron. Astrophys., **463**, 1039, 2007.
72. *S. Hubrig et al.*, Astron. Nachr., **331**, 361, 2010.
73. *S. Hubrig et al.*, Astron. Astrophys., **525**, L4, 2011.
74. *E. Alecian et al.*, Mon. Not. Roy. Astron. Soc., **429**, 1001, 2012.

CONTENTS

In memory of academician Yu.N.Gnedin	327
Characteristics of the emission spectrum of the Seyfert galaxy NGC7469 nucleus on the time scale of decades	
<i>L.M.Sharipova</i>	329
Panoramic spectroscopy of galaxies with star formation regions. Study of SBS 0750+603A	
<i>S.A.Hakopian</i>	343
Photometric and spectroscopic study of the object EG And	
<i>L.N.Kondratyeva, F.K.Rspaev, I.V.Reva, M.A.Krugov</i>	353
New carbon stars in the Catalina catalog of periodic variables	
<i>K.S.Gigoyan, N.Mauron, A.Sarkissian, F.Zamkotsian, G.R.Kostandyan, M.Meflan, K.K.Gigoyan, R.Vartanlian</i>	367
The inverse problem of determination of the total number, luminosity function and characteristics of the brightness variability of T Tau type stars in stellar aggregates	
<i>H.V.Plkichyan</i>	377
Statistical study of solar radio bursts at a frequency of 210 MHz	
<i>G.Salukvadze, N.Ograpishvili, D.Maghradze, D.Japaridze, T.Mdzinarishvili, B.Chargelshvili, T.Gachechiladze, Sh.Makandarashvili</i>	391
Heating intergalactic gas near growing black holes during the hydrogen reionization epoch	
<i>E.O.Vasiliev, Yu.A.Shchekinov, S.K.Sethi, M.V.Ryabova</i>	399
Note on the interpretation of proper mass as a constant Lagrange multiplier	
<i>R.A.Krikorian</i>	417
Induced cosmological constant in brane-models with a compact dimension	
<i>A.A.Saharlan, H.G.Sargsyan</i>	423
Some cosmological models with negative potentials	
<i>T.Singh, R.Chaubey, A.Singh</i>	439
NOTES	
New observations of galaxies with UV excess	
<i>A.A.Yeghiazaryan</i>	455
REVIEWS	
Progress in studies of the evolution of the magnetic fields of CP stars. I	
<i>Yu.V.Glagolevskij</i>	459

СОДЕРЖАНИЕ (продолжение)

СТАТИСТИЧЕСКОЕ ИЗУЧЕНИЕ СОЛНЕЧНЫХ РАДИОВСПЛЕСКОВ НА ЧАСТОТЕ 210 МГц

*Г. Салуквадзе, Н. Огралишвили, Д. Маградзе, Д. Джалалидзе,
Т. Мдзинаришвили, В. Чаргешвили, Т. Гачешиладзе,*

Ш. Махандарашвили

391

НАГРЕВ МЕЖГАЛАКТИЧЕСКОГО ГАЗА В ОКРЕСТНОСТИ РАСТУЩИХ ЧЕРНЫХ ДЫР В ЭПОХУ РЕИОНИЗАЦИИ ВОДОРОДА

Е. О. Васильев, Ю. А. Шекинов, Ш. К. Сетхи, М. В. Рябова

399

ОБ ИНТЕРПРЕТАЦИИ СОБСТВЕННОЙ МАССЫ КАК ПОСТОЯННОГО МНОЖИТЕЛЯ ЛАГРАНЖА

Р. А. Крикорян

417

ИНДУЦИРОВАННАЯ КОСМОЛОГИЧЕСКАЯ ПОСТОЯННАЯ В МОДЕЛИ МИРА НА БРАНЕ С КОМПАКТНЫМ ИЗМЕРЕНИЕМ

А. А. Саарян, А. Г. Сарсян

423

НЕКОТОРЫЕ КОСМОЛОГИЧЕСКИЕ МОДЕЛИ С ОТРИЦАТЕЛЬНЫМ ПОТЕНЦИАЛОМ

Т. Синх, Р. Чауби, А. Синх

439

КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ

НОВЫЕ НАБЛЮДЕНИЯ ГАЛАКТИК С УЛЬТРАФИОЛЕТОВЫМ ИЗБЫТКОМ

А. А. Егиазарян

455

ОБЗОРЫ

ПРОГРЕСС В ИССЛЕДОВАНИЯХ ЭВОЛЮЦИИ МАГНИТНЫХ ПОЛЕЙ СР-ЗВЕЗД. I

Ю. В. Глазголевский

459