

ԱՍՏՂԱՖԻԶԻԿԱ

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 56

НОЯБРЬ, 2013

ВЫПУСК 4

ОБНАРУЖЕНИЕ ОКОЛОЗВЕЗДНОГО ГАЗА В ОКРЕСТНОСТЯХ
RZ Psc

И.С.Потравнов, В.П.Гришин, И.В.Ильин 493

АНАЛИЗ ХИМИЧЕСКОГО СОСТАВА АТМОСФЕР ЗВЕЗД С
ДЕБРИС ДИСКАМИ И ПЛАНЕТНЫМИ СИСТЕМАМИ

*М.Рохас, Н.А.Драке, К.Чаверо, К.Б.Перейра,
А.Ф.Холтыгин, Д.И.Соловьев* 503

ВОЗМОЖНАЯ СВЕРХИОНИЗАЦИЯ ИОНОВ С II, N II И O II
В АТМОСФЕРАХ РАННИХ В- И ПОЗДНИХ О-ЗВЕЗД

Л.С.Любимков 517

О ЧАСТОТАХ СУПЕРВСПЫШЕК У ЗВЕЗД СОЛНЕЧНОГО
ТИПА, РЕГИСТРИРОВАННЫХ С ПОМОЩЬЮ ОРБИТАЛЬНОЙ
ОБСЕРВАТОРИИ "КЕПЛЕР"

А.А.Акопян 537

ФОТОМЕТРИЯ И СПЕКТРОСКОПИЯ ES Aql, SV Sge И Z UMi,
ХОЛОДНЫХ ЗВЕЗД С ПЕРЕМЕННОСТЬЮ ТИПА R СЕВЕРНОЙ
КОРОНЫ

А.Э.Розенбуш 551

ПЕРЕМЕННОСТЬ ПЕРИОДА ВРАЩЕНИЯ БЕЛОГО КАРЛИКА
В МАГНИТНОЙ КАТАКЛИЗМИЧЕСКОЙ ДВОЙНОЙ СИСТЕМЕ
EX HYA

И.Л.Андронов, В.В.Бреус 569

(Продолжение на 4-й стр. обложки)

Խմբագրական կոլեգիա

Գլխավոր խմբագիր՝ Դ.Մ.Սեդրակյան (Հայաստան)
Գլխավոր խմբագրի տեղակալներ՝ Վ.Վ.Իվանով (Ռուսաստան), Է.Ե.Խաչիկյան (Հայաստան)
Պատասխանատու քարտուղար՝ Ա.Տ.Քալոդյան (Հայաստան)
Գ.Ս.Բիսնովատի-Կոզան (Ռուսաստան), Ա.Ա.Բոյարչուկ (Ռուսաստան), Յու.Ն.Գնեդին (Ռուսաստան), Վ.Պ.Գրինին (Ռուսաստան-Ուկրաինա), Ե.Թերզյան (ԱՄՆ), Ի.Դ.Կարաչենցև (Ռուսաստան), Դ.Կունտ (Ֆրանսիա), Հ.Ա.Հարությունյան (Հայաստան), Ա.Գ.Նիկողոսյան (Հայաստան), Ա.Մ.Չերեպաշչուկ (Ռուսաստան), Է. Ս.Պարսամյան (Հայաստան), Գ.Ն.Սալուկվաձե (Վրաստան):

Редакционная коллегия

Главный редактор: Д.М.Седракян (Армения)
Заместители главного редактора: В.В.Иванов (Россия), Э.Е.Хачикян (Армения)
Ответственный секретарь: А.Т.Каллодьян (Армения)

Г.А.Арутюнян (Армения), Г.С.Бисноватый-Коган (Россия), А.А.Боярчук (Россия), Ю.Н.Гнедин (Россия), В.П.Гринин (Россия-Украина), И.Д.Караченцев (Россия), Д.Кунт (Франция), А.Г.Никогосян (Армения), Э.С.Парсамян (Армения), Г.Н.Салуквадзе (Грузия), Е.Терзян (США), А.М.Черепашук (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, сопредельным с астрофизикой. Журнал предназначен для научных работников, аспирантов и студентов старших курсов.

"ԱՍՏՐՈՖԻԶԻԿԱ"-ն գիտական հանդես է, որը հրատարակում է Հայաստանի Հանրապետության Գիտությունների Ազգային Ակադեմիան: Հանդեսը տպագրում է ինքնատիպ հոդվածներ աստղերի ֆիզիկայի, միգամածությունների և միջաստղային միջավայրի ֆիզիկայի, աստղաբաշխության և արտագալակտիկական աստղագիտության, ինչպես նաև աստղաֆիզիկային սահմանակից բնագավառների գծով: Հանդեսը նախատեսված է գիտական աշխատակիցների, ասպիրանտների և բարձր կուրսերի ուսանողների համար:

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

ОБНАРУЖЕНИЕ ОКОЛОЗВЕЗДНОГО ГАЗА В ОКРЕСТНОСТЯХ RZ Psc

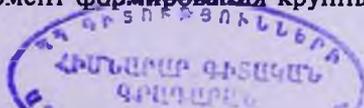
И.С.ПОТРАВНОВ^{1,2}, В.П.ГРИНИН^{1,2}, И.В.ИЛЬИН³

Поступила 20 сентября 2013

Получены первые свидетельства существования околозвездного газа в ближайшей окрестности звезды типа UX Ori RZ Psc: в спектрах, полученных на обсерваториях Терскол, CAO и Nordic Optical Telescope (NOT), обнаружена сильная переменность линий дублета натрия, свидетельствующая о спорадическом истечении вещества. Слабая переменность наблюдалась также в ядре линии Na. Нетривиальная особенность этой находки состоит в том, что RZ Psc имеет спектральный класс K0 IV. Это означает, что у звезды нет собственных энергетических ресурсов для создания наблюдаемого истечения вещества. В спектре звезды нет также никаких эмиссионных линий, которые указывали бы на процесс выпадения вещества на звезду, что позволило бы связать наблюдаемое истечение с процессом аккреции. Мы предполагаем, тем не менее, что выбросы газа связаны с остаточной (взлотекущей) аккрецией и вызваны действием пропеллерного механизма. Последнее возможно при наличии на звезде достаточно сильного (порядка 10^3 Гс) магнитного поля.

Ключевые слова: *звезды: RZ Psc: околозвездный газ*

1. *Введение.* Согласно современным представлениям об эволюции околозвездных дисков (см. обзоры [1,2]) в течение первых 10 млн лет (далее по тексту Myr) их существования происходит эволюция от оптически толстого протопланетного диска, богатого газом и субмикронной пылью, к оптически тонкому остаточному (debris) диску, состоящему из крупных частиц, планетозималей и планет. В ходе этого процесса происходит очищение внутренней части протопланетного диска (≤ 1 а.е.) от пыли и газа. Образуется, так называемый, переходный (transitional) диск, который затем трансформируется в debris диск. В результате аккреция околозвездного газа постепенно затухает. Если говорить о молодых звездах солнечной массы, то в т.н. "аккреционной классификации" происходит переход от классических звезд T Тельца (CTTS) к WTTS, не демонстрирующим признаков аккреции. Авторы работы [3] не обнаружили звезд поздних спектральных классов с заметным темпом аккреции ($> 10^{-11} M_{\odot}^{-1}$) и возрастом более 10 Myr, что говорит об отсутствии газа во внутренних областях диска на этих стадиях эволюции. Однако после этого сохраняется возможность поставки газа в ближайшие околозвездные окрестности за счет перевода комет на сильно эксцентричные орбиты в результате развивающейся неустойчивости диска в момент формирования крупных



(диаметром ~ 1000 км) планетозималей [4,5]. Широко изученная А звезда β Psc, окруженная debris диском возрастом около 12 Мут [6], демонстрирует спектральные признаки такой активности. Быстрая переменность от ночи к ночи и появления дополнительных абсорбционных компонентов в резонансных линиях H и K CaII, NaI D ассоциируются с испарением тел, спорадически появляющихся в ближайших окрестностях звезды [7-9]. В последнее время подобная переменность в линии CaII K обнаружена и у ряда других звезд спектрального класса А с debris дисками [10]. Одна из звезд этой выборки: 49 Ceti принадлежит ассоциации возрастом 40 Мут [11]. Таким образом, возраст объектов, демонстрирующих признаки околосредного газа в дисках уже прошедших стадию протопланетного, лежит в довольно широких временных рамках.

Звезда RZ Psc принадлежит спектральному типу K0 IV [12] и демонстрирует фотометрическую активность, позволяющую отнести ее к подклассу молодых звезд типа UX Ori (см. например [13,14]). В то же время, звезда не имеет явных признаков молодости, таких как инфракрасный избыток в ближней инфракрасной области [15] и эмиссия в линии H α [12,16]. RZ Psc находится на галактической широте $b = -35^\circ$, вдали от областей интенсивного звездообразования. Однако в спектре звезды нами была обнаружена достаточно интенсивная линия лития LiI 6708 Å, что позволило грубо оценить возраст звезды 10-70 Мут [17]. Более точную оценку дал анализ кинематического возраста RZ Psc на основе данных о собственном движении звезды из каталога Tycho-2 и лучевой скорости V_r , измеренной нами по спектру с обсерватории Терскол [18]. Согласно этой оценке возраст RZ Psc составляет 25 ± 5 Мут. Диск, окружающий звезду, уже прошел стадию протопланетного диска. В статье [19] на основе данных каталогов ИК наблюдений (WISE, AKARI, IRAS) мы нашли у звезды инфракрасный избыток на длинах волн $\lambda \geq 5$ мкм, который позволил оценить температуру пыли, ответственной за его появление, в 500 К. Таким образом, из условия теплового баланса радиус внутренней полости составляет ~ 0.7 а.е. Возможной причиной ее появления может быть наличие субзвездного компонента или планетной системы, находящейся на этом расстоянии от звезды.

По своим характеристикам: возраст, отсутствие явных признаков аккреции, внутренняя полость - околосредный диск RZ Psc похож на диск 49 Ceti. Поэтому, поиски спектроскопических признаков существования околосредного газа особенно актуальны ввиду того, что RZ Psc является звездой типа UX Ori, причем самым холодным представителем этого семейства.

2. Наблюдения. Спектры, рассматриваемые в этой статье, получены в течение четырех наблюдательных сезонов на обсерваториях Терскол, CAO и Nordic Optical Telescope. Всего получено 8 эшелных спектров с

помощью спектрографа MMCS на 2-м телескопе обсерватории Терскол. Один длинношелевой спектр звезды получен в CAO на 6-м телескопе БТА со спектрографом ОЗСП. Еще один спектр RZ Psc получен одним из авторов статьи (И.В. Ильиным) в августе 2013г. на 2.5-м телескопе NOT (Nordic Optical Telescope) с помощью эшельного спектрографа FIES. Спектры, полученные на Терсколе и в CAO, имеют спектральное разрешение $R = 13500$, спектр, полученный с помощью NOT, имеет спектральное разрешение $R = 46000$. В табл.1 приведен краткий журнал наблюдений. Стандартная процедура обработки производилась в пакете IRAF. Все спектры приведены в систему координат, связанную со звездой.

Параллельно спектральным наблюдениям в сентябре 2012г. М.В.Андреевым на телескопе Цейсс-600 обсерватории Терскол была получена BV фотометрия RZ Psc. С августа по октябрь 2012г. фотометрические BVR наблюдения проводились Н.Х.Миникуловым на обсерватории Санглок.

Таблица 1

ЖУРНАЛ СПЕКТРАЛЬНЫХ НАБЛЮДЕНИЙ RZ Psc

Дата	JD	Обсерватория	Спектрограф	Разрешение (R)
09.11.2009	2455144.33	Терскол	MMCS	13500
12.11.2010	2455513.24	Терскол	MMCS	13500
13.11.2010	2455514.19	Терскол	MMCS	13500
25.09.2012	2456195.44	Терскол	MMCS	13500
26.09.2012	2456196.39	Терскол	MMCS	13500
28.09.2012	2456199.26	Терскол	MMCS	13500
30.09.2012	2456200.33	Терскол	MMCS	13500
01.10.2012	2456201.41	Терскол	MMCS	13500
23.10.2012	2456224.24	CAO	ОЗСП	13500
19.08.2013	2456523.72	NOT	FIES	46000

3. *Результаты.* На рис.1 представлены профили дублета NaI в 9 спектрах, полученных на Терсколе и в CAO. Видно, что линии дублета сильно переменны. Симметричные профили наблюдались только в четыре даты: 12 и 13.11.2010, 25.09.2012 и 23.10.2012. При этом варьируются как ширина, так и глубина линий. В остальные даты в спектрах видна дополнительная абсорбция, смещенная в синюю сторону. На спектрах, полученных 09.11.2009 и 26.09.2012 эта абсорбция становится отчетливо отделимым компонентом. Это хорошо видно на рис.2, где эти спектры показаны в сравнении со спектром, полученным на БТА 23.10.2012.

В спектре, полученном 26.09.2012, линии дублета натрия имеют наибольшую глубину по сравнению с наблюдаемыми в другие даты. Сильный дополнительный компонент линий, смещенный в синюю сторону, отсутствовал в предыдущую ночь и перестал быть отчетливо отделимым

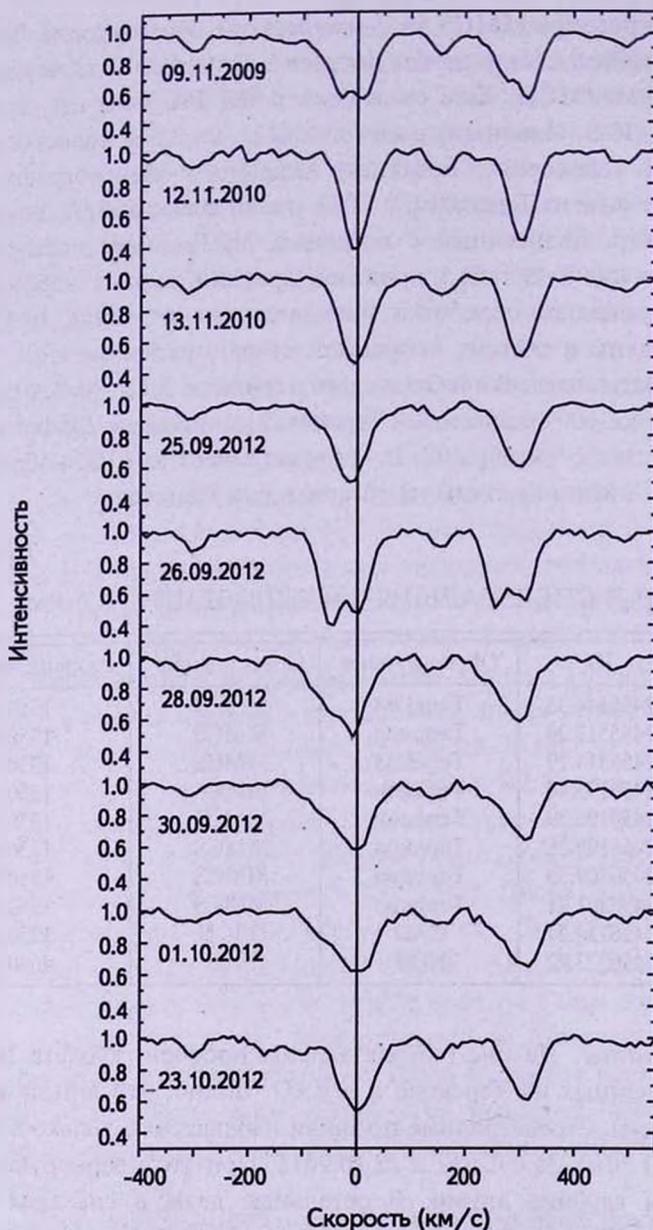


Рис.1. Линии дублета натрия в спектре RZ Psc по наблюдениям с Терскола и САО.

в последующие. Согласно рис.3 в эту ночь звезда находилась в относительно неглубоком ($\Delta V \sim 0^m.5$) минимуме. Этот результат можно объяснить появлением на луче зрения облака, состоящего из пыли и газа. Излучение звезды, прошедшее сквозь это облако, испытало поглощение как в континууме, так и частотах линий натрия. Поскольку дополнительное

поглощение наблюдалось в основном на частотах, смещенных в синюю сторону, то из этого следует, что облако двигалось по направлению к наблюдателю со скоростью около 50 км/с.

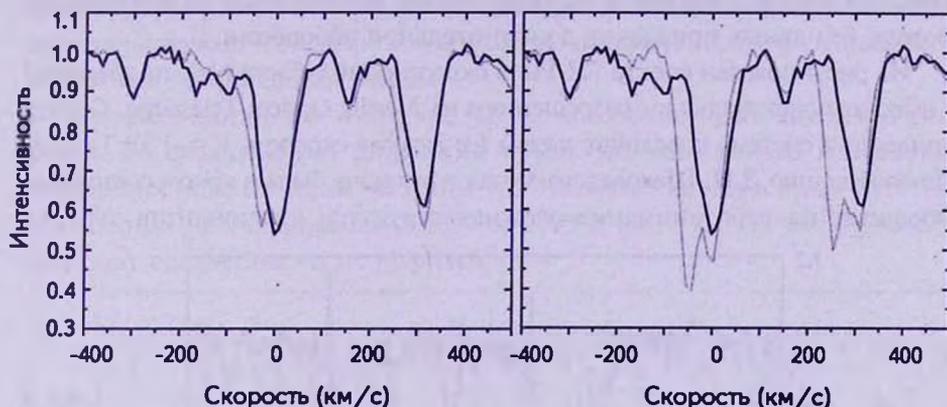


Рис.2. Линии дублета натрия в спектре RZ Psc по данным БТА и Терскола. Спектр с БТА 23.10.2012 показан сплошной линией. Пунктиром показаны спектры с Терскола: 09.11.2009 на левой панели, 26.09.2012 на правой.

Следует отметить, что дополнительная абсорбция в синем крыле линий натрия видна также и на последующих трех спектрах, вплоть до 01.10.2012, хотя по данным фотометрических наблюдений звезда находилась в эти ночи вблизи яркого состояния. Поэтому на основании сделанных наблюдений нельзя с твердой уверенностью говорить о наличии связи между спектральной и фотометрической переменностью звезды.

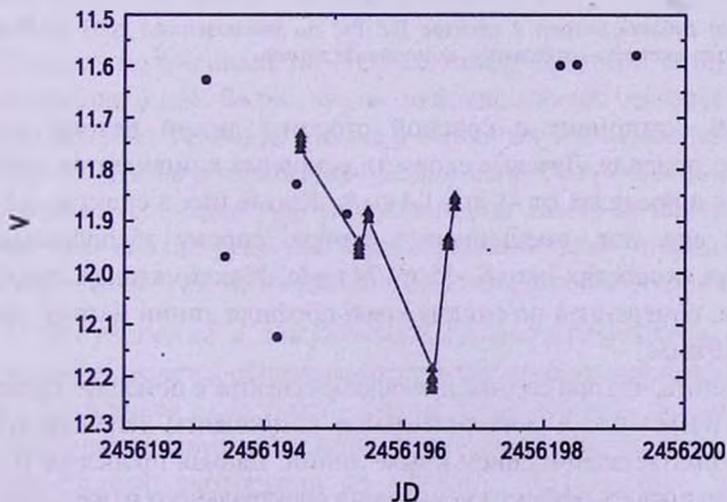


Рис.3. Кривая блеска RZ Psc в полосе V. Кружками показаны наблюдения, выполненные Н.Х.Миникуловым на Санглоке, треугольниками, соединенными линией, обсуждаемый минимум по данным М.В.Андреева с Терскола.

Еще одна оценка блеска была сделана на Санглоке в ночь 23.10.2012, когда проводились наблюдения на БТА. Она показала, что звезда в ту ночь находилась в ярком состоянии ($V=11^m.67$). Из рис.2 видно, что профили дублета натрия в ту ночь имели практически симметричную форму, без явных признаков дополнительной абсорбции.

На рис.4 показан спектр RZ Psc в окрестности дублета NaI, полученный с высоким спектральным разрешением на Nordic Optical Telescope. Спектр приведен в систему координат звезды (ее лучевая скорость $V_r = -1.5 \pm 1$ км/с). По сообщению Д.Н. Шаховского звезда в эту ночь была в ярком состоянии. Обращает на себя внимание сложная структура компонентов дублета.

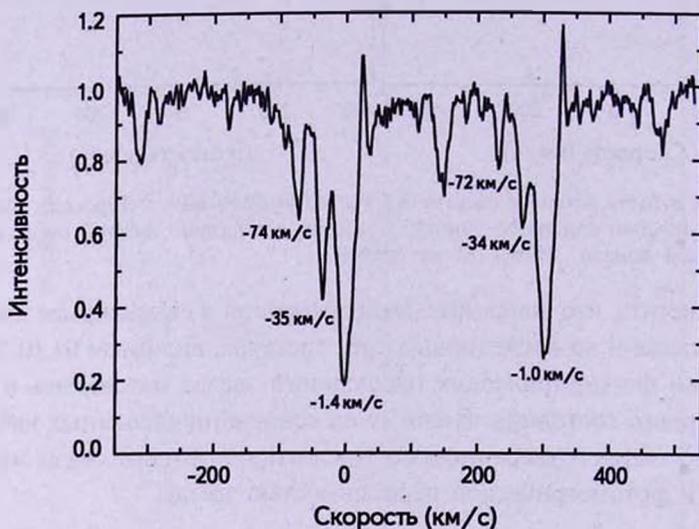


Рис.4. Линии дублета натрия в спектре RZ Psc по наблюдениям NOT 19.08.2013. Отмечены лучевые скорости отдельных компонент линий.

Эмиссионный компонент с красной стороны линий натрия имеет теллурическую природу. Лучевые скорости основных компонентов дублета NaI находятся в пределах от -1 до -1.4 км/с. Кроме них в спектре звезды присутствуют еще два, смещенных в синюю сторону абсорбционных компонента на скоростях около -35 и -74 км/с. Максимальная скорость движения газа, измеренная по синему краю профиля линии натрия, равна примерно -120 км/с.

Важно отметить, что при свертке имеющегося спектра с помощью гауссианы с шириной $\text{FWHM} = 0.55 \text{ \AA}$ дополнительные компоненты деградируют до слабо различимых деталей в синем крыле линий. Данная процедура имела целью промоделировать эффект уменьшения спектрального разрешения до схожего со спектрами, полученными на Терсколе и на БТА. Результат свертки показал, что истинная картина переменности в линиях дублета NaI,

полученная с помощью этих телескопов, имеет более сложный характер и замывается из-за невысокого спектрального разрешения. Таким образом, спектр, полученный на Nordical Optical Telescope, в наиболее яркой форме демонстрирует истинный характер спектральной переменности RZ Psc, свидетельствующей о сложной (возможно, дискретной) природе выбросов вещества из окрестности звезды.

Профиль линии $H\alpha$ в спектре RZ Psc абсорбционный, симметричной формы со сравнительно широкими крыльями. Для поиска возможной переменности нами были выбраны три наиболее качественных спектра, полученных на Терсколе 09.11.2009, в CAO и на NOT. На рис.5 показан результат сравнения этих профилей.

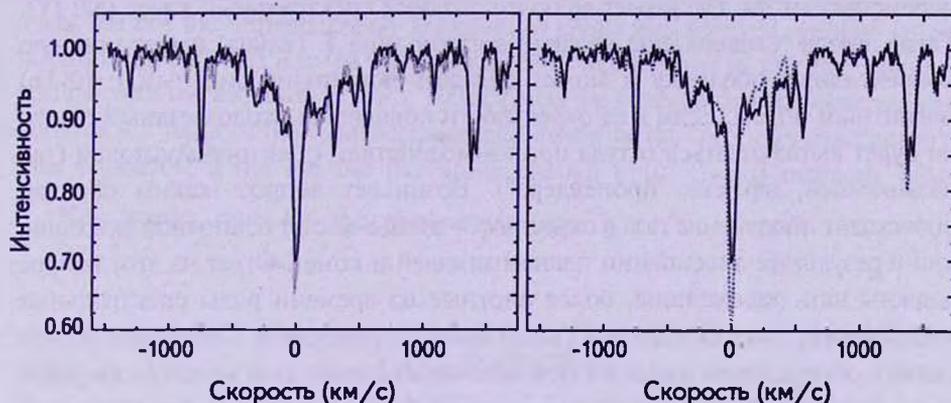


Рис.5. Линия $H\alpha$ в спектре RZ Psc по данным БТА (левая панель, пунктир) и сглаженным данным с NOT (правая панель, пунктир) в сравнении с профилем, полученным на Терсколе 09.11.2009 (сплошная линия).

Спектр, полученный на NOT, сглажен сверткой с гауссианой, как было описано выше. Видно, что он довольно хорошо совпадает со спектром, полученным на Терсколе. Так же в основных чертах совпадают и крылья линии $H\alpha$. Незначительные изменения могут быть следствием неточности нормировки спектров. Однако изменения глубины центральной части линии $H\alpha$ вполне реальны. Они свидетельствуют о существовании на поверхности звезды активных областей или слабых аккреционных пятен.

4. Обсуждение и заключение. Главным результатом проведенных наблюдений является обнаружение спектроскопических признаков наличия газа в ближайшей окрестности звезды. Переменность резонансных линий натрия свидетельствует о движении вещества на луче зрения по направлению к наблюдателю скоростями до 120 км/с. На спектрах, полученных в сентябре 2012г. отчетливо видна переменность в линии натрия от ночи к ночи, свидетельствующая о динамически нестабильном состоянии газа в окрестности звезды. Явных признаков выпадения вещества на звезду не

обнаружено, но замечена слабая переменность в ядре линии $H\alpha$. Она свидетельствует о существовании на поверхности звезды небольшого горячего пятна или активной области, в которых образуется узкая, переменная эмиссия в этой линии.

В целом спектральная переменность RZ Psc сильно контрастирует с той картиной, которая наблюдается у звезд с debris дисками. В их спектрах наблюдаются короткоживущие, смещенные в красную сторону, абсорбционные компоненты в резонансных линиях Ca II, появление которых объясняют испарением комет, движущихся по сильно вытянутым (star-grazing) орбитам [10,20].

Мы предполагаем, что ключевую роль в объяснении спектральной переменности RZ Psc играет ее более поздний спектральный класс (K0 IV). Такая звезда (бывшая еще недавно звездой типа T Тельца) имеет мощную конвективную оболочку и может обладать достаточно сильным ($\sim 10^3$ Гс) магнитным полем. Если в ее окрестности появляется околосредний газ, то он будет выталкиваться оттуда при взаимодействии с магнитным полем (так называемый, эффект "пропеллера"). Возникает вопрос: каким образом происходит пополнение газа в окрестности звезды: за счет остаточной аккреции, или в результате диссипации планетозималей и комет. Ответ на этот вопрос должны дать дальнейшие, более плотные во времени ряды спектральных наблюдений, сопровождаемые синхронной фотометрией. Сейчас мы можем сказать определенно лишь то, что источником этого газа является пылевой пояс, находящийся на расстоянии около 0.7 а.е. от звезды и ответственный за инфракрасный избыток излучения с температурой 500 К [19].

Авторы выражают искреннюю благодарность М.В.Андрееву, Н.Х.Миникулову и Д.Н.Шаховскому за информацию о фотометрическом поведении RZ Psc во время спектральных наблюдений. Работа выполнена по программе Президиума РАН П 21 "Происхождение и эволюция объектов Вселенной" при поддержке гранта Федеральной Целевой Программы Министерства образования и науки РФ (соглашение 8417), и гранта НШ 1625.2012.2.

¹ Главная (Пулковская) астрономическая обсерватория РАН, Ст.-Петербург, Россия

² Астрономический институт им. В.В.Соболева, Ст.-Петербургский Университет, Ст.-Петербург, Россия

³ Астрофизический институт им. Лейбница, Потсдам, Германия

OBSERVATIONS OF THE CIRCUMSTELLAR GAS IN
THE NEIGHBOURHOOD OF RZ PscI.S.POTRAVNOV^{1,2}, V.P.GRININ^{1,2}, I.V.ILYIN³

The first evidence of the circumstellar gas presence around the UX Ori type star RZ Psc is obtained: the strong variability in the resonance lines of NaI doublet is observed on the spectra obtained at the Terskol, SAO and the Nordic Optical Telescope observatories. This variability arises as a result of the sporadic matter outflow. The weak variability was also observed in the core of the H α line. The main feature of this finding is that RZ Psc has the spectral type K0 IV. Such a star has not the intrinsic energy resources to create the observed outflow. It has not also any emission lines in the spectrum that would allow to link the observed outflow with the accretion process. Nevertheless we suppose that the observed gas outflows is a result of the weak accretion and driven by the "propeller mechanism". This is possible if the star has the strong enough ($\sim 10^3$ Gauss) magnetic field.

Key words: *stars: RZ Psc: circumstellar gas*

ЛИТЕРАТУРА

1. J.P.Williams, L.A.Cieza, *Ann. Rev. Astron. Astrophys.*, **49**, 67, 2011.
2. M.Wyatt, *Ann. Rev. Astron. Astrophys.*, **46**, 339, 2008.
3. D.Fedele, M.E. van den Ancker, Th.Henning, R.Jayawardhana, J.M.Oliveira, *Astron. Astrophys.*, **510**, 7, 2010.
4. S.J.Kenyon, B.C.Bromley, *Astrophys. J.*, **121**, 538, 2001.
5. M.Wyatt, R.Smith, K.Y.L.Su et al., *Astrophys. J.*, **663**, 365, 2007.
6. B.Zuckerman, I.Song, M.S.Bessell, R.A.Webb, *Astrophys. J.*, **562**, L87, 2001.
7. A.Vidal-Madjar, A.Lagrange-Henri; P.Feldman et al., *Astron. Astrophys.* **290**, 245, 1994.
8. A.M.Lagrange, H.Beust, D.Mouillet et al., *Astron. Astrophys.*, **330**, 1091, 1998.
9. A.Roberge, P.Feldman, A.Weinberger et al., *Nature*, **441**, 724, 2006.
10. S.L.Montgomery, B.Y.Welsh, *Publ. Astron. Soc. Pacif.*, **124**, 920, 2012.
11. B.Zuckerman, I.Song, *Astrophys. J.*, **758**, 10, 2011.
12. G.H.Herbig, *Astrophys. J.*, **131**, 632, 1960.
13. Г.В.Зайцева, *Переменные звезды*, **22**, 181, 1985.
14. Д.Н.Шаховской, В.П.Гринин, А.Н.Ростопчина, *Астрон. ж.*, **47**, 580, 2003.
15. I.S.Glass, M.V.Penston, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, **167**, 237, 1974.
16. Б.М.Каминский, Г.Ю.Ковальчук, А.Ф.Пугач, *Астрон. ж.*, **44**, 611, 2000.
17. V.P.Grinin, I.S.Potravnov, F.A.Musaev, *Astron. Astrophys.*, **524**, A8, 2010.
18. И.С.Потравнов, В.П.Гринин, *Письма в Астрон. ж.*, **39**, 861, 2013.
19. W.J. de Wit, V.P.Grinin, I.S.Potravnov et al., *Astron. Astrophys.*, **553**, 4, 2013.
20. P.Thebault, H.Beust, *Astron. Astrophys.*, **376**, 621, 2001.

АНАЛИЗ ХИМИЧЕСКОГО СОСТАВА АТМОСФЕР ЗВЕЗД С ДЕБРИС ДИСКАМИ И ПЛАНЕТНЫМИ СИСТЕМАМИ

М. РОХАС¹, Н. А. ДРАКЕ^{1,2}, К. ЧАВЕРО³, К. Б. ПЕРЕЙРА³,
А. Ф. ХОЛТЫГИН¹, Д. И. СОЛОВЬЕВ⁴

Поступила 10 июля 2013

Принята к печати 14 августа 2013

Представлены результаты спектроскопических исследований семи маломассивных звезд спектральных классов F, G и K. Четыре из программных звезд (HD 1581, HD 10700, HD 17925 и HD 22484) являются звездами с дебрис дисками, а у двух звезд (HD 22049 и HD 222582(A+B)) обнаружены планеты. У одной из программных звезд, HD 20766, не обнаружены ни дебрис диски, ни планеты. Наблюдения программных звезд с высоким спектральным разрешением были выполнены в 2008г. на 2.2-м телескопе Европейской Южной обсерватории (ESO) со спектрографом FEROS ($R=48000$, спектральный интервал 3800-9200 Å). Определены фундаментальные параметры звезд: эффективная температура, ускорение силы тяжести на поверхности звезды, микротурбулентная скорость, металличность, а также содержание летучих и тугоплавких элементов в их атмосферах. Показаны положения всех рассматриваемых звезд на диаграмме Гершпрунга-Рессела.

Ключевые слова: *Звезды промежуточных и малых масс: звезды солнечного типа: звезды с планетами: звезды с дебрис дисками - химический состав*

1. *Введение.* Определение содержания химических элементов на поверхности звезд с планетными системами является весьма актуальной задачей, так как считается, что содержание многих элементов у таких звезд и у звезд, не обладающих планетными системами, существенно различается. При этом содержание элементов у объектов одного типа, определяемое разными авторами, зачастую сильно разнится. Например, авторы работ [1-3] обнаружили пониженное содержание лития у звезд с экзопланетами по сравнению со средним содержанием лития у обычных звезд, что интерпретируется как результат усиления процессов перемешивания и/или увеличения глубины конвективной зоны. В то же время Melendez et al. [4] сделали вывод, что содержание лития одинаково у обеих групп звезд. Подобные расхождения характерны и для других элементов. Так, авторы работ [5,6] считают, что в атмосферах звезд с планетными системами повышено содержание кислорода, тогда как в работах [7,8] этот вывод не подтверждается.

В работе [9] сравнивается содержание элементов у звезд с планетными системами и без таковых. На основании анализа большой выборки звезд

сделан вывод, что звезды с планетными системами в среднем больше обогащены элементами группы железа. Это позволяет предположить связь между избыточной металличностью и присутствием планет [10].

Для объяснения повышенной металличности звезд, имеющих планетные системы, были предложены две гипотезы. В первой (см., например, [9]), предполагается, что звезды с планетными системами образуются преимущественно из молекулярных облаков с высоким содержанием металлов. Во второй - гипотезе самообогащения [10] считается, что обнаруженный избыток железа связан с загрязнением атмосферы звезды при падении на звезду преимущественно скалистых планетозималей (протопланет) из вещества формирующейся планетной системы. Такие планетозимали состоят в значительной степени из тяжелых элементов, тогда как легкие элементы либо выносятся из планетной системы давлением излучения звезды, либо участвуют в формировании планет гигантов и не попадают в атмосферу звезды.

В последние годы предположение, что звезды, имеющие планеты, более богаты металлами, подвергается сомнению. Новые исследования позволяют сделать вывод, что может быть верна и альтернативная гипотеза, что формирование планет приводит к тому, что родительские звезды оказываются менее богатыми металлами, чем они были бы, если бы планетные системы не были образованы [11-14].

Авторами указанных работ установлено, что Солнце оказалось весьма обедненным тугоплавкими металлами (температуры конденсации $T_c > 1000$ К), по сравнению с летучими элементами с низкими значениями $T_c < 1000$ К. Высказано предположение, что этот недостаток тугоплавких элементов связан с тем, что они были аккумулярованы планетами. Сделан вывод, что формирование планет земной группы является возможной причиной дефицита тугоплавких элементов на Солнце.

Свидетельством образования у звезд планет земной группы является наличие у них осколочных дебрис дисков (Debris disks) [15-18]. Одной из первых звезд, у которых был оптически обнаружен околозвездный дебрис диск, стала Бета Живописца [19,20]. По современным представлениям такие диски являются результатом разрушения малых тел (например, планетозималей, комет, астероидов, планет) в планетной системе [21] в результате их столкновений.

Звезды с дебрис дисками - это маломассивные звезды ($0.5 M_{\odot} - 1.5 M_{\odot}$) с возрастом $t = 10^7 - 10^9$ лет. Дебрис диски состоят главным образом из пылевых частиц. В ряде случаев в дебрис дисках выделяют заметные пылевые кольца. Даже если общая масса частиц пыли в дебрис дисках меньше массы Земли, они могут занимать достаточно большую площадь и затмевать родительскую звезду в ИК диапазоне. Присутствие пылевых частиц, образовавшихся в результате столкновений планетозималей, опреде-

ляется по ИК избыткам в спектре родительской звезды [22]. Эти избытки вызваны поглощением излучения звезды диском и последующим переизлучением его в ИК диапазоне.

Согласно [23] примерно у 16% звезд солнечного типа в ближайших окрестностях Солнца обнаружены ИК избытки, связанные с наличием у них пылевых дебрис дисков, причем у части из них обнаружены также экзопланеты. Таким образом, можно заключить, что звезды с дебрис дисками являются подходящими объектами для изучения деталей формирования планетных систем. Спектральные исследования таких звезд позволят также исследовать процесс разрушения планетозималей в формирующихся планетных системах.

Настоящая работа является первой из серии статей, посвященных анализу спектральных наблюдений звезд с дебрис дисками и/или планетами по программе, предложенной в работе [24]. В данной статье мы проанализировали наблюдения 6 ярких звезд указанного типа спектральных классов от F9 до K2 с фундаментальными параметрами, близкими к тем, которые характерны для Солнца. К списку программных объектов мы добавили для сравнения двойную звезду HD 20766, у которой предполагалось ранее наличие дебрис диска, однако до настоящего времени свидетельств присутствия такого диска не найдено [23]. Для этих звезд нами получены спектры высокого разрешения и с высоким отношением сигнал/шум.

В разделе 2 статьи описаны наблюдения звезд и процедура обработки их спектров. Третий раздел посвящен описанию методики определения фундаментальных параметров звезд. В разделе 4 описывается методика определения содержания элементов в их атмосферах. Анализ относительного содержания летучих и тугоплавких элементов в атмосферах программных звезд выполнен в разделе 5. Положение программных звезд на диаграмме Герцшпрунга-Рессела обсуждается в разделе 6. В последнем разделе представлены заключение и выводы, сделанные из проведенного нами анализа.

2. Наблюдения и обработка спектров. Спектральные наблюдения были проведены на 2.2-м телескопе ESO в Чили в 2008г. Все наблюдения выполнены с использованием спектрографа FEROS, имеющего спектральное разрешение $R=48000$. Эшельные спектры программных звезд охватывают область 3700-9200 Å с высоким отношением сигнал/шум ($S/N \geq 100$). Предварительная обработка спектров была выполнена нами с использованием пакета IRAF. Уровень непрерывного спектра также определялся с помощью пакета IRAF по заранее выбранным точкам, где континуум менее всего искажен спектральными линиями.

По нормированным на континуум спектрам были определены лучевые скорости звезд. Для этой цели использовались неблендированные спектральные линии с хорошо известными длинами волн. Результаты определения лучевых скоростей v_{rad} даны в верхней части табл.1. В этой же таблице

указано, что звезда является системой с дебрис диском (DD) или у нее обнаружена экзопланета (P). Звезда HD 22049 является гибридной системой (DD+P), у которой были найдены и дебрис диск и планетная система [25]. Из проанализированных нами программных звезд 4 являются системами с дебрис дисками, у одной обнаружена планета и не найден дебрис диск, одна является гибридной системой.

Таблица 1

ПАРАМЕТРЫ ПРОГРАММНЫХ ЗВЕЗД

Звезда:	m_v	v_{rad} (км/с)	Спект. класс	T_{eff} (K)	$\log g$ (км/с ²)	ξ (км/с)	[Fe/H] (dex)	Тип
HD 1581	4.20	+9.7	F9.5V	5910	4.39	0.95	-0.26	DD
HD 10700	3.50	-16.43	G8.5V	5270	4.29	0.00	-0.60	DD
HD 17925	6.00	+17.72	K1V	5040	4.30	1.21	-0.10	DD
HD 20766	5.54	+12.66	G4V	5650	4.39	0.69	-0.25	-
HD 22049	3.73	+16.20	K2V _k	4900	4.20	0.95	-0.30	DD+P
HD 22484	4.30	+28.17	F8V	5900	3.90	1.40	-0.23	DD
HD 222582(A+B)	7.69	+11.99	G5	5757	4.20	0.54	-0.02	P

Звезда:	π (мсек)	r (пк)	В.С.	M_v	M_{bol}	L (L_{\odot})	M (M_{\odot})	R (R_{\odot})
HD 1581	116.46±0.16	8.59±0.01	-0.08	4.53	4.45	1.31	1.05	1.05
HD 10700	273.96±0.17	3.65±0.00	-0.20	5.69	5.49	0.50	0.83	0.81
HD 17925	96.00±0.40	10.42±0.04	-0.25	5.91	5.66	0.43	0.72	0.82
HD 20766	83.28±0.20	12.01±0.03	-0.12	5.14	5.02	0.77	0.98	0.88
HD 22049	310.00±0.16	3.23±0.00	-0.30	6.19	5.89	0.35	0.71	0.78
HD 22484	71.62±0.54	13.96±0.10	-0.08	3.58	3.49	3.16	1.22	1.63
HD 222582(A+B)	23.95±0.74	41.75±1.25	-0.09	4.59	4.49	1.26	0.90	1.05

3. *Модели атмосфер и фундаментальные параметры.* В настоящей работе были использованы модели атмосфер [26], рассчитанные на основе предположения о локальном термодинамическом равновесии (ЛТР). В спектрах исследуемых звезд наблюдается много линий поглощения нейтрального (Fe I) и ионизованного (Fe II) железа, которые имеют различные эквивалентные ширины и наиболее подходят для определения физических параметров звезд. Для измерения эквивалентных ширин линий в спектрах звезд были отобраны неблендированные линии (в основном мы ограничивались линиями с эквивалентными ширинами $W_{\lambda} \leq 150 \text{ m\AA}$).

Значения сил осцилляторов и другие параметры линий Fe I и Fe II были взяты из работы [27]. Для определения параметров атмосфер исследуемых звезд использовалась текущая версия (2002г.) пакета MOOG [28].

Определение параметров атмосфер звезд проводилось итеративно на основании анализа линий поглощения железа. Параметры определялись таким образом, чтобы при их принятии не было бы зависимости содержания железа, полученного по индивидуальным линиям Fe I и Fe II, от эквива-

лентных ширин и потенциалов возбуждения линий. Детали используемого метода описаны в нашей предыдущей статье [29].

В качестве начального приближения использовались параметры атмосферы, основанные на фотометрических данных или на данных из литературы, в частности данных [9]. Полученные нами значения параметров атмосфер исследуемых звезд приведены в верхней части табл.1.

В первом столбце таблицы дано название звезды, во втором - ее видимая звездная величина, в третьем и четвертом - определенная нами лучевая скорость звезды v_{rad} и взятый из [30] ее спектральный класс. В столбцах 5-8 приведены соответственно: эффективная температура звезды T_{eff} , логарифм ускорения силы тяжести на ее поверхности $\log g$, микротурбулентная скорость ξ и металличность $[Fe/H]$. Тип звезды указан в последнем столбце таблицы. Отметим, что все рассматриваемые нами звезды имеют пониженную, по сравнению с солнечной, металличность. Для двойных звезд HD 20766 и HD 22582 полученные параметры относятся к главному компоненту А двойной системы.

Анализ полученных данных показал, что ошибки в T_{eff} не превосходят 120 К, тогда как ошибки в величинах $\log g$ и ξ не превышают 0.2 dex и 0.2 км/с, соответственно. Рассчитанные нами значения параметров программных звезд совпадают на уровне одного-двух стандартных отклонений с параметрами, приведенными в работе [9], как видно из данных табл.2.

Таблица 2

СРАВНЕНИЕ ФУНДАМЕНТАЛЬНЫХ ПАРАМЕТРОВ И МАСС ПРОГРАММНЫХ ЗВЕЗД, ПОЛУЧЕННЫХ В НАСТОЯЩЕЙ РАБОТЕ (Наст. раб.) И В СТАТЬЕ [9]

Звезда	T_{eff} (К)		$\log g$		ξ (км/с)		M/M_{\odot}	
	Наст. раб.	[9]	Наст. раб.	[9]	Наст. раб.	[9]	Наст. раб.	[9]
HD 1581	5910	5940	4.39	4.44	0.97	1.13	1.05	0.99
HD 10700	5270	5370	4.29	4.70	0.00	1.01	0.83	0.68
HD 17925	5040	5220	4.30	4.60	1.21	1.44	0.72	0.92
HD 20766	5650	5770	4.39	4.68	0.69	1.24	0.98	0.97
HD 22049	4900	5135	4.20	4.70	0.95	1.14	0.71	0.85
HD 22484	5900	-	3.90	-	1.40	-	1.22	-
HD 222582(A+B)	5757	5735	4.20	4.26	0.54	0.95	0.99	0.95

4. *Определение содержания элементов.* Для определения содержания элементов использовались эквивалентные ширины линий ионов Na I, Si I, Ca I, Sc I, Ti I, Cr I, Ni I, Y I, Zr II, Ba II, La II и Ce II. Атомные данные для линий, используемых при анализе химического состава программных звезд, взяты из работ [29-45]. Нами определено содержание всех указанных элементов в атмосферах программных звезд.

В табл.3 приведены для иллюстрации результаты определения химического состава фотосферы звезды HD 10700 и погрешности определенного содержания элементов. Метод оценки ошибок определения содержания элементов описан в статье [29].

Таблица 3

СОДЕРЖАНИЕ ЭЛЕМЕНТОВ В ФОТОСФЕРЕ ЗВЕЗДЫ HD 10700
И ПОГРЕШНОСТИ ЕГО ОПРЕДЕЛЕНИЯ

Элем.	n	log ϵ	[X/H]	[X/Fe]	$\sigma_{\Delta T_{eff}}$	$\sigma_{\Delta \log g}$	$\sigma_{\Delta \xi}$	$\sigma_{\Delta W_{\lambda}}$	σ_{NH}
					+120 K	+0.2	+0.2 км/с	+ 0.3 mÅ	
FeI	50	6.92±0.08	-0.60	...	+0.07	-0.03	-0.01	+0.05	0.09
FeII	14	6.92±0.07	-0.60	...	-0.05	+0.07	-0.01	+0.09	0.12
NaI	4	5.72±0.06	-0.61	-0.01	+0.07	-0.03	-0.00	+0.04	0.09
AlI	2	6.00±0.08	-0.47	0.13	+0.05	-0.02	-0.00	+0.05	0.07
SiI	4	7.20±0.08	-0.35	0.25	+0.00	+0.01	-0.00	+0.05	0.05
CaI	4	6.05±0.06	-0.31	0.29	+0.09	-0.05	-0.00	+0.05	0.11
ScII	3	2.84±0.08	-0.26	0.34	+0.00	+0.07	-0.00	+0.08	0.11
TiI	2	4.68±0.00	-0.31	0.29	+0.11	+0.00	-0.00	+0.08	0.14
CrI	3	5.27±0.08	-0.40	0.20	+0.12	-0.04	-0.01	+0.06	0.14
NiI	4	5.82±0.08	-0.43	0.17	+0.06	-0.02	-0.00	+0.06	0.09
YII	2	1.73±0.10	-0.51	0.09	+0.01	+0.07	-0.01	+0.10	0.12
CeII	2	1.11±0.05	-0.44	0.16	+0.02	+0.08	-0.01	+0.13	0.15

В первой колонке таблицы дано обозначение иона, по линиям которого определялось содержание элемента. Во второй - количество используемых для определения содержания линий. В колонке 3 для каждого элемента дано усредненное содержание в логарифмической шкале ($\log \epsilon(X) = \log(N(X)/N(H)) + 12$), где $N(X)$ - полное количество атомов элемента X в фотосфере, а в колонке 4 - отклонения содержания химических элементов относительно соответствующего содержания данных элементов на Солнце: $[X/H] = \log \epsilon(X)_{\bullet} - \log \epsilon(X)_{\odot}$, где индексы \bullet и \odot указывают, что содержание относится к звезде или Солнцу, соответственно. В колонке 5 - содержание элементов на поверхности звезд относительно содержания железа $[X/Fe]$, в колонках 6-9 - вариации относительного содержания $[X/Fe]$ (в dex) при изменении фундаментальных параметров звезды (T_{eff} , $\log g$, ξ) и измеряемой эквивалентной ширины линии W_{λ} на величину ошибки в измеряемых параметрах (одно стандартное отклонение): соответственно ΔT_{eff} , $\Delta \log g$, $\Delta \xi$ и ΔW_{λ} . То есть величина $\sigma_{\Delta T_{eff}}$ равна изменению относительного содержания $[X/Fe]$ при добавлении к эффективной температуре звезды величины ΔT_{eff} , равной для нашей выборки звезд 120 K.

Аналогичным образом определяются величины $\sigma_{\Delta \log g}$, $\sigma_{\Delta \xi}$ и $\sigma_{\Delta W_{\lambda}}$. При этом соответствующие средние ошибки равны: $\Delta \log g = 0.2$ dex,

$\Delta\xi = 0.2$ км/с и $\Delta W_\lambda = 3$ мÅ.

Величина σ_{tot} в последней колонке - результирующая ошибка:

$$\sigma_{tot} = \sqrt{(\sigma_{\Delta T_{eff}})^2 + (\sigma_{\Delta \log g})^2 + (\sigma_{\Delta \xi})^2 + (\sigma_{\Delta W_\lambda})^2} \quad (1)$$

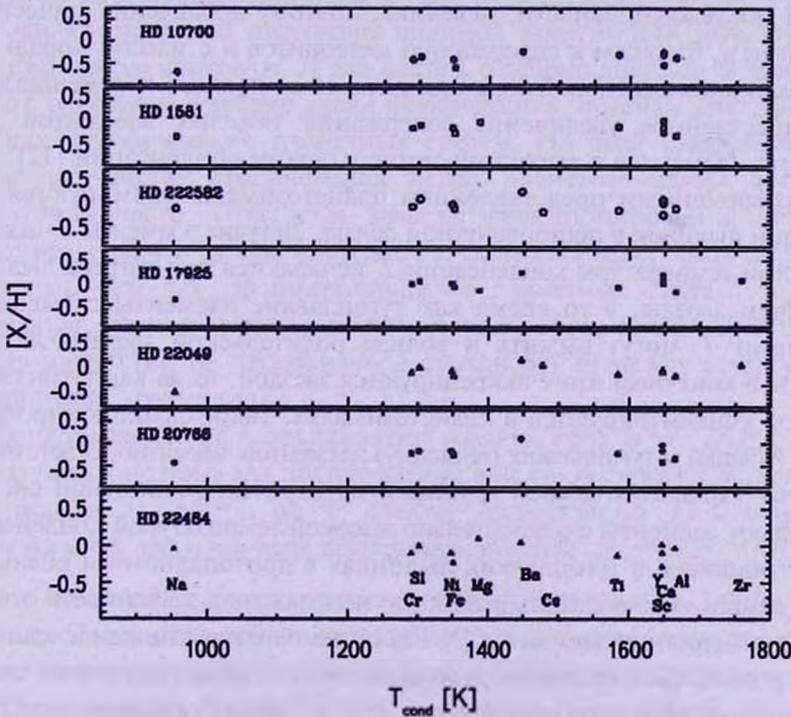
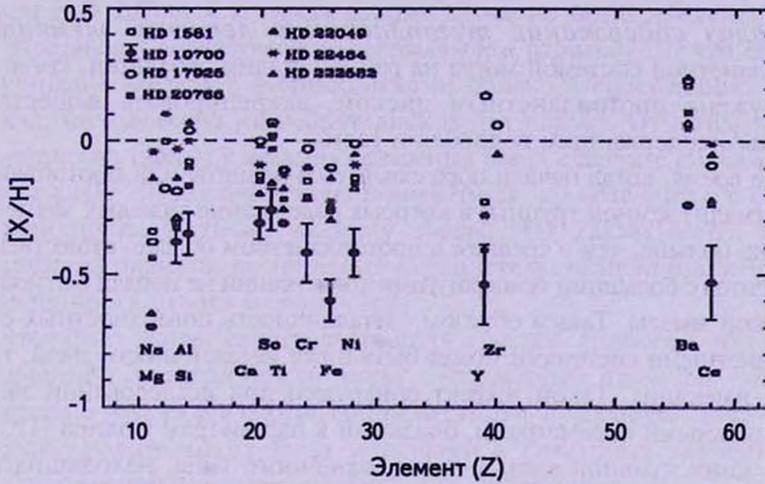


Рис.1. Вверху: Относительное содержание элементов [X/H] в атмосферах программных звезд. Внизу: Относительное содержание [X/H] летучих и тугоплавких элементов в зависимости от их температуры конденсации T_{cond} .

Зависимости содержания химических элементов относительно содержания железа для каждой из исследованных звезд в функции атомного номера показаны на рис. 1 (вверху). Ошибки определения содержания элементов показаны для звезды HD 10700, для остальных программных звезд значения ошибок близки к полученным для HD 10700.

5. *Анализ содержания тугоплавких и летучих элементов.* Звезда с планетной системой могла на ранней стадии эволюции, когда она была окружена протопланетным диском, аккрецировать вещество с пониженным содержанием водорода и гелия.

В то же время, когда начали образовываться планеты или протопланеты (планетозимали) земной группы, в которых содержание тяжелых элементов значительно больше, чем в среднем в протопланетном облаке, существенная часть элементов с большими температурами конденсации не попали в атмосферу родительской звезды. Таким образом, металличность поверхностных слоев звезд с планетными системами может быть ниже металличности звезд, таких систем не имеющих. Такой эффект обнаружен при исследовании звезд с фундаментальными параметрами, близкими к параметрам Солнца [11,12].

Масса конвективной зоны у звезд солнечного типа, находящихся на Главной последовательности, невелика, поэтому добавление вещества с содержанием, близким к содержанию метеоритов и с массой порядка 10 масс Земли к конвективной зоне при условии ее полного перемешивания, дает существенное увеличение содержания тяжелых элементов и, в частности, элементов с высокими температурами конденсации [12].

По современным представлениям планетозимали формируются при коагуляции пылинок в протопланетном облаке. Летучие элементы с низкими значениями температуры конденсации T_c испаряются при нагреве пылинок излучением звезды, в то время как тугоплавкие элементы с высокими значениями T_c могут выжить и вблизи родительской звезды. Летучие элементы в конечном итоге аккрецируются звездой, тогда как тугоплавкие элементы концентрируются в планетозималиях. Такое фракционирование летучих (volatile) и тугоплавких (refractory) элементов, вероятно, ответственно за то, что в планетах земной группы и метеоритах в солнечной системе преобладают элементы с относительно высокой температурой конденсации T_c , содержащиеся в тугоплавких пылинках в протопланетном облаке.

Тем самым можно сделать вывод, что исследования зависимости относительного содержания элементов $[X/Fe]$ от температуры их конденсации T_c могут пролить свет на детали формирования у звезд планетных систем и, в частности, выяснить, происходит или нет самообогащение тяжелыми элементами атмосфер звезд с планетными системами [48,49].

Мы определили относительное содержание тугоплавких и летучих элементов для всех программных звезд. Зависимость определенного содержания от

температур конденсации, взятых из [50], показана на рис.1 (внизу). Из рисунка видно, что зависимость относительного содержания элементов $[X/Fe]$ от T_c у звезд с дебрис дисками и у гибридной (DD+P) системы практически отсутствует. Следует также отметить, что относительное содержание элементов в атмосферах звезд с дебрис дисками близко к полученному для звезды HD 20766, у которой дебрис диска не было найдено.

Этот вывод согласуется с утверждением работы [23], что содержание элементов в звездах с дебрис дисками близко к содержанию элементов у звезд, не имеющих ни дебрис дисков, ни планет. Отметим также, что, как видно из табл.1, у всех программных звезд с дебрис дисками, а также у звезды HD 20766 обнаружена пониженная, по сравнению с солнечной, металличность. В то же время у звезды HD 222582(A+B), у которой обнаружена планета, но не найдено свидетельств наличия дебрис диска, металличность близка к солнечной.

Этот факт может свидетельствовать в пользу гипотезы, что причиной увеличенной металличности звезд с планетами является повышенное содержание металлов в протопланетном облаке, а механизм самообогащения атмосфер родительских звезд металлами в результате аккреции на них вещества протопланетного облака мало эффективен [51].

Однако причиной отсутствия видимой зависимости относительного содержания элементов от T_c для систем с дебрис дисками может быть и то, что осколочные дебрис диски формируются, по-видимому, на ранних стадиях формирования планетных систем. На этой стадии эволюции планетных систем столкновения между планетозималями происходят достаточно часто. При этом эффект фракционирования летучих и тугоплавких элементов еще недостаточно сказался и может быть значительно меньшим, чем для сформировавшихся планетных систем, таких как Солнечная система, в которых отсутствуют дебрис диски, столкновения между планетами не происходят, а столкновения между астероидами и метеоритами крайне редки.

Отметим также, что рассматриваемая нами выборка звезд с дебрис дисками весьма мала и поэтому для подтверждения вывода об отсутствии зависимости содержания элементов от T_c следует существенно увеличить число анализируемых звезд, что предлагается нами сделать в следующих публикациях.

6. *Положение программных звезд на диаграмме Герцшпрунга-Рессела.* Для анализа эволюционного статуса исследуемых звезд определим их положение на диаграмме Герцшпрунга-Рессела. Светимости и радиусы звезд вычислялась по формулам, приведенным в нашей предыдущей статье [29]. Для определения светимостей использовались их видимые звездные величины и расстояния до Солнца, которые были найдены по параллаксам звезд, приведенным в базе данных [30]. Болومترические

поправки (В.С.) к абсолютным звездным величинам для получения болометрической звездной величины определялись интерполированием зависимости В.С. от $T_{\text{эф}}$ приведенным в работе [52]. При оценке светимостей звезд нами не учитывалось межзвездное поглощение, так как все исследуемые звезды являются близкими, и расположены от нас не далее, чем на расстоянии 42 пк.

Положения исследуемых звезд на диаграмме Герцшпрунга-Рессела показаны на рис.2. Эволюционные треки звезд с массами $0.6-1.5 M_{\odot}$ взяты из работы [53]. В нижней части табл.1 показаны определенные нами параметры программных звезд. Массы звезд определялись исходя из их

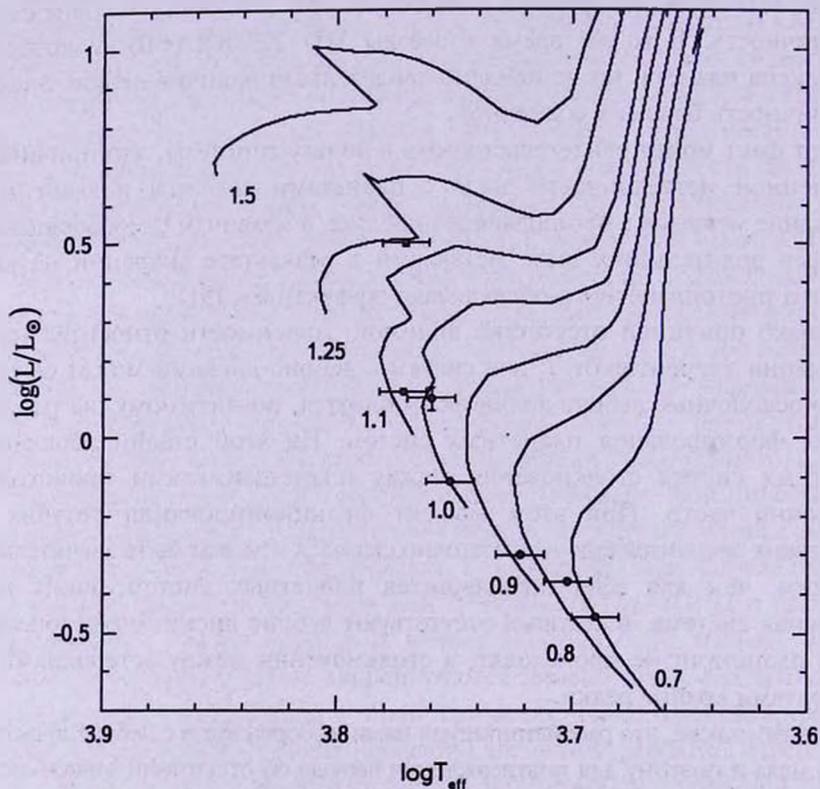


Рис.2. Положения программных звезд на диаграмме Герцшпрунга-Рессела.

положения на диаграмме Герцшпрунга-Рессела относительно эволюционных треков для звезд разных масс, что дает достаточно точные результаты. Как видно из диаграммы, все исследуемые нами звезды попадают на эволюционные треки маломассивных звезд.

7. Заключение и выводы. На основе исследования полученных нами спектров высокого разрешения определены параметры и содержание

элементов в атмосферах четырех звезд с дебрис дисками: HD 1581, HD 10700, HD 17925 и HD 22484, двух звезд HD 22049 и HD 222582 с планетами и звезды сравнения HD 20766, не имеющей ни дебрис дика, ни планетной системы. Определены содержания 17 элементов, в том числе тугоплавких и летучих элементов: (Fe I, Fe II, Na I, Mg I, Al I, Si I, Ca I, Sc II, Ti I, Cr I, Ni I, Y II, Zr I, Ba, La II, Nd II и Ce II) в атмосферах всех исследуемых звезд.

Из анализа полученных результатов можно сделать следующие выводы:

1) Все исследованные звезды с дебрис дисками и/или с планетами являются маломассивными и имеют пониженную, по сравнению с солнечной, металличность.

2) Не обнаружено зависимости относительного содержания элементов в атмосферах программных звезд от температуры конденсации.

3) Сделан предварительный вывод, что у звездных систем с дебрис дисками эффект фракционирования летучих и тугоплавких элементов незначителен по сравнению со звездами с сформировавшимися планетными системами.

¹ Математико-механический факультет и Астрономический институт им. В.В.Соболева Санкт-Петербургского государственного университета, Россия, e-mail: madelainerojas28@gmail.com

² Национальная Астрономическая обсерватория Бразилии, Рио-де-Жанейро, Бразилия

³ Астрономическая обсерватория Кордобы, Кордоба, Аргентина

⁴ Санкт-Петербургский филиал CAO РАН

ANALYSIS OF THE CHEMICAL ABUNDANCE OF STARS WITH DEBRIS DISKS AND PLANETARY SYSTEMS

M.ROJAS¹, N.A.DRAKE^{1,2}, C.CHAVERO³, C.B.PEREIRA³,
A.F.KHOLTYGIN¹, D.I.SOLOVYOV⁴

This paper presents the results of spectroscopic investigations of seven stars of the F, G and K spectral classes. Four of the stars (HD 1581, HD 10700, HD 17925 and HD 22484) are stars with debris disks, and two ones (HD 22049 and HD 222582(A+B)) have planets. One of the program stars, HD 20766 have not nor debris disk nor any planets. These stars were observed with high spectral resolution in 2008 using the 2.2-m ground-based telescope at the

European Southern Observatory (ESO) with FEROS spectrograph ($R=48000$, wavelength coverage of 3800-9200 Å). The fundamental parameters of the stars were determined: effective temperature, surface gravity, microturbulence velocity and metallicity as well as abundances of volatile and refractory elements in their atmospheres. The positions of all stars in the HR diagram are shown.

Key words: *stars of intermediate and small masses: solar-type stars: stars with planets: stars with debris disks - chemical abundances*

ЛИТЕРАТУРА

1. G.Israelian, M.E.Delgado, N.C.Santos et al., Nature, **462**, 189, 2009.
2. Y.Q.Chen, G.Zhao, Astrophys. J., **131**, 1816, 2006.
3. G.Gonzalez, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., **386**, 928, 2008.
4. J.Melendez, I.Ramirez, L.Casagrande et al., Astrophys. Space Science, **328**, 193, 2010.
5. S.E.Robinson, G.Laughlin, P.Bodenheimer et al., Astrophys. J., **643**, 484, 2006.
6. A.Ecuvillon, G.Israelian, N.C.Santos et al., Astron. Astrophys., **445**, 663, 2006.
7. G.Gonzalez, C.Laws, Astron. J., **119**, 390, 2008.
8. J.C.Bond, D.S.Lauretta, C.G.Tinney et al., Astrophys. J., **682**, 1234, 2008.
9. N.C.Santos, G.Israelian, M.Mayor, Astron. Astrophys., **373**, 1019, 2001.
10. G.Gonzalez, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., **285**, 403, 1997.
11. J.Melendez, M.Asplund, B.Gustafsson et al., Astrophys. J. L., **704**, L66, 2009.
12. I.Ramirez, J.Melendez, M.Asplund, Astron. Astrophys., **508**, L17, 2009.
13. I.Ramirez, M.Asplund, P.Baumann et al., Astron. Astrophys., **521**, A33, 2010.
14. I.Ramirez, J.Melendez, D.Cornejo et al., Astrophys. J., **740**, 76, 2011.
15. S.N.Raymond, P.J.Armitage, A.Moro-Martín, Astron. Astrophys., **530**, A33, 2011.
16. Y.K.Okamoto, H.Kataza, M.Honda et al., Nature, **431**, 660, 2004.
17. F.Freistetter, A.V.Krivov, T.Lehne, Astron. Astrophys., **466**, 389, 2007.
18. F.Galland, A.M.Lagrange, S.Udry et al., Astron. Astrophys., **447**, 355, 2006.
19. B.A.Smith, R.J.Terrile, Science, **226**, 1421, 1984.
20. Z.Wahhaj, D.W.Koerner, M.E.Ressler et al., Astrophys. J., **584**, L27, 2003.
21. H.H.Aumann, C.A.Beichman, F.C.Gillert et al., Astrophys. J., **278**, L23, 1984.
22. D.A.Golimowski, D.R.Ardila, J.E.Krist et al., Astron. J., **131**, 3109, 2006.
23. J.Maldonado, C.Eiroa, E.Villaver, B.Montesinos, A.Mora, Astron. Astrophys., **541**, A40, 2012.
24. R. de la Reza, C.Chavero, C.Neiner et al., in Proc. "The CoRoT Mission Pre-Launch Status-Stellar Seismology and Planet Finding" (ESA SP-1306). Eds: M.Fridlund, A.Baglin, J.Lochar, L.Conroy, p.97, 2006.
25. S.Ertel, S.Wolf, J.Rodmann, Astron. Astrophys., **544**, id.A61, 2012.
26. R.L.Kurucz, CD-ROM 13, Atlas 9 Stellar Atmosphere Programs, 1993.

27. *D.L.Lambert, J.E.Heath, M.Lemke et al.*, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, **103**, 183, 1996.
28. *C.Snedden*, *Astrophys. J.*, **184**, 839, 1986.
29. *М.Рохас, Н.А.Драке, К.Б.Перейра, А.Ф.Халтыгин*, *Астрофизика*, **56**, 69, 2013.
30. SIMBAD Astronomical Database, <http://simbad.u-strasbg.fr/simbad/>
31. *G.W.Preston, C.Snedden*, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, **122**, 1545, 2001.
32. *B.Edvardsson, J.Andersen, B.Gustafsson et al.*, *Astron. Astrophys.*, **275**, 101, 1993.
33. *W.L.Wiese, M.W.Smith, B.M.Miles*, NSRDS-NBS, 1969.
34. *B.E.Reddy, J.Tomkin, D.L.Lambert et al.*, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, **340**, 304, 2003.
35. *R.E.Luck, H.E.Bond*, *Astrophys. J.*, **292**, 559, 1982.
36. *E.Depagne, V.Hill, M.Spite et al.*, *Astron. Astrophys.*, **390**, 187, 2002.
37. *J.J.Drake, G.Smith*, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, **250**, 89, 1991.
38. *G.Smith, B.Edvardsson, U.Frisk*, *Astron. Astrophys.*, **165**, 126, 1986.
39. *G.A.Martin, J.R.Fuhr, W.L.Wiese*, *J. Phys. Chem. Ref. Data*, **17**, 4, 1988.
40. *N.H.Youssef, M.A.Amer*, *Astron. Astrophys.*, **220**, 281, 1989.
41. *R.G.Gratton, C.Snedden*, *Astron. Astrophys.*, **287**, 927, 1994.
42. *C.Snedden, A.McWilliam, G.W.Preston et al.*, *Astrophys. J.*, **467**, 819, 1996.
43. *H. van Winckel, M.Reyniers*, *Astron. Astrophys.*, **354**, 135, 2000.
44. *P.Hannaford, R.M.Lowe, N.Grevesse et al.*, *Astrophys. J.*, **261**, 736, 1982.
45. *R.G.Gratton, C.Snedden*, *Astron. Astrophys.*, **204**, 193, 1988.
46. *V.V.Smith, K.Cunha, A.Jorissen et al.*, *Astron. Astrophys.*, **315**, 179, 1996.
47. *J.Reader, C.H.Corliss, W.L.Wiese et al.*, NSRDS-NBS, vol.68, 1980.
48. *G.Gonzalez*, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, **367**, L37, 2006.
49. *V.V.Smith, K.Cunha, D.Lazzaro*, *Astron. J.*, **121**, 3207, 2001.
50. *K.Lodders*, *Astrophys. J.*, **591**, 1220, 2003.
51. *C.Chavero, R. de La Reza, R.C.Domingos et al.*, *Astron. Astrophys.*, **517**, A40, 2010.
52. *A.Alonso, S.Arribas, C.Martinez-Roger*, *Astron. Astrophys.*, **140**, 261, 1999.
53. *L.Girardi, A.Bressan, G.Bertelli, C.Chiosi*, *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.*, **141**, 371, 2000.

ВОЗМОЖНАЯ СВЕРХИОНИЗАЦИЯ ИОНОВ С II, N II И O II В АТМОСФЕРАХ РАННИХ В- И ПОЗДНИХ O-ЗВЕЗД

Л.С.ЛЮБИМКОВ

Поступила 31 мая 2013

Принята к печати 14 августа 2013

Рассмотрена проблема достоверности содержаний С, N и O, определяемых по линиям С II, N II и O II для ранних В- и поздних O-звезд на эволюционной стадии ГП (Главная последовательность). Рассмотрение базируется на факте, имеющем для данной проблемы первостепенное значение, а именно: фотоионизация ионов С II, N II и O II в атмосферах таких звезд происходит под действием излучения в далекой УФ области спектра. Из наблюдений следует, что реальный поток в этой области у горячих звезд может быть значительно больше, чем теоретический; следовательно, в реальных атмосферах таких звезд имеет место сверхионизация С II, N II и O II по сравнению с расчетной ионизацией, полученной из стандартных моделей атмосфер. Недооценка ионизации в расчетах приводит к занижению определяемых содержаний С, N и O. Это подтверждается наблюдаемой зависимостью от эффективной температуры T_{eff} : с ростом T_{eff} в содержаниях С, N и O наблюдается тенденция к понижению. Показано, что сверхионизация становится заметной для достаточно горячих звезд, а именно: при $T_{\text{eff}} > 18500$ К в случае линий С II и при $T_{\text{eff}} > 26000$ К в случае линий N II и O II. Систематическая разница в содержаниях С, N и O между такими относительно горячими звездами и более холодными В-звездами ГП составляет около 0.2 dex. Относительно холодные В-звезды ГП ($T_{\text{eff}} < 18100$ К в случае С II и $T_{\text{eff}} < 25000$ К в случае N II и O II) показывают неискаженные содержания С, N и O; их средние значения очень хорошо согласуются с современными оценками для Солнца. Тем самым подтверждена солнечная металличность В- и O-звезд ГП в окрестности Солнца. Дано объяснение небольшого дефицита углерода, полученного для ранних В-звезд ГП в предыдущих работах. Отмечено, что при использовании альтернативной методики определения параметров T_{eff} и $\log g$, основанной на рассмотрении ионизационного баланса (например, He I-II, C II-III, Ne I-II, Si III-IV), проблема сверхионизации практически снимается; однако такая методика приводит к систематическому завышению значений T_{eff} и $\log g$. Решение проблемы сверхионизации может быть достигнуто путем перехода к более совершенным моделям атмосфер ранних В- и поздних O-звезд, учитывающих сферичность, а также, возможно, звездный ветер и магнитное поле.

Ключевые слова: *звезды: химический состав*

1. **Введение.** Звездные содержания трех легких химических элементов - углерода, азота и кислорода - уже не одно десятилетие вызывают повышенный интерес исследователей. Объясняется это тем, что элементы С, N и O (их атомные номера $Z=6, 7$ и 8) по своему обилию у большинства звезд, включая Солнце, уступают только водороду и гелию (близкое к С, N и O содержание показывает еще неон, $Z=10$). Поэтому от их содержания существенно зависит такой важный параметр как металличность звезд. Кроме того, названные элементы участвуют в CNO-цикле, который является основным

источником энергии у звезд с массами $M > 2M_{\odot}$ на первой и самой продолжительной стадии их эволюции - стадии Главной последовательности (ГП), когда в ядре звезды горит водород. Во время CNO-цикла содержания С, N и O внутри звезды сильно меняются. Через некоторое время в результате перемешивания, вызванного, например, быстрым вращением звезды на стадии ГП, изменение содержаний С, N и O может произойти и в поверхностных слоях. Как следует из теории эволюции звезд, фаза ГП после ее завершения у звезд с $M > 2M_{\odot}$ быстро сменяется фазой А- F- и G-сверхгигантов, во время которой происходит глубокое конвективное перемешивание, приводящее к дополнительному изменению поверхностных содержаний С, N и O. Поэтому анализ наблюдаемых содержаний С, N и O в звездных атмосферах имеет важное значение для проверки и уточнения теории звездной эволюции.

Линии углерода, азота и кислорода наблюдаются в спектрах звезд всех спектральных классов от O до M. В частности, в спектрах ранних В-звезд и поздних O-звезд видны линии ионов C II, N II и O II, по которым обычно и определяются содержания С, N и O. В 1990-х годах анализ этих линий для ранних В-звезд ГП в окрестности Солнца привел к выводу, что у этих звезд наблюдается небольшой ($-0.2 - 0.3$ dex) дефицит С, N и O относительно Солнца (см., например, [1-4]). Отметим, что в расчетах при этом учитывались отклонения от ЛТР (локальное термодинамическое равновесие). Такой вывод представлялся неожиданным с точки зрения теории звездной эволюции. Действительно, согласно расчетам CNO-цикла, дефицит С должен был бы сопровождаться избытком N, чего не наблюдалось.

В 2000-х годах ситуация изменилась, в основном благодаря тому, что были пересмотрены в сторону понижения солнечные содержания С, N и O. Это произошло вследствие применения более совершенной модели солнечной атмосферы - нестационарной гидродинамической 3D-модели, воспроизводящей солнечную грануляцию. Были пересмотрены содержания всех элементов, включая С, N и O (см. обзор Асплунда и др. [5]). Кроме того, была повышена точность определения содержаний С, N и O и для В-звезд ГП. Последние работы по таким звездам (например, [6] и [7]) показывают, что средние содержания азота и кислорода для В-звезд ГП теперь хорошо согласуются с современными оценками для Солнца. Однако небольшой дефицит углерода по-прежнему остается. Например, в работе [6] для 29 В-звезд ГП получено среднее содержание углерода $\log(\text{C}) = 8.33 \pm 0.04$, а в работе [7] для 22 В-звезд ГП - близкое значение $\log(\text{C}) = 8.31 \pm 0.13$. Это заметно ниже современных оценок для Солнца: $\log(\text{C}) = 8.43 \pm 0.05$ [5] и $\log(\text{C}) = 8.50 \pm 0.06$ [8], особенно если принять во внимание очень малые ошибки определения величины $\log(\text{C})$ в [6], [5] и [8]. Следует подчеркнуть, что в [6] и [7] рассматривались В-звезды ГП с достаточно медленным

вращением, в атмосферах которых, по-видимому, сохранилось исходное содержание C, N и O. Отметим, что содержание углерода и других элементов дается здесь в обычной логарифмической шкале, где для водорода принято $\log \epsilon(\text{H}) = 12.00$.

Важно отметить, что в данной работе обсуждаются наблюдаемые содержания C, N и O для довольно молодых В-звезд ГП в окрестности Солнца. Действительно, их возраст, как правило, не превышает 100 млн лет, что значительно меньше возраста Солнца 4.5 млрд лет. Расстояния до этих звезд, например, в работе [7] не превышают 600 пк. Возможно ли, чтобы начальное содержание металлов в таких молодых и близких звездах отличалось бы от содержания металлов на Солнце? (Напомним, что металлами в астрофизике принято называть все химические элементы тяжелее водорода и гелия; обычно "металличность" звезды, т.е. содержание металлов определяют по отношению к Солнцу).

В расчетах моделей химической эволюции Галактики традиционно предполагалось, что Солнце в течение всей своей жизни оставалось в той области Галактики, где оно сформировалось 4.5 млрд лет назад. Однако, благодаря расчетам некоторых авторов, в последние годы появилась альтернативная точка зрения, что Солнце при своем рождении находилось существенно ближе к центру Галактики, чем сейчас; в таком случае его химический состав может отличаться от состава молодых звезд в его сегодняшнем окружении (детали см., например, в [6]). Следует отметить, что, с одной стороны, расчеты миграции звезд в диске Галактики, включая Солнце, достаточно трудны и пока еще довольно неопределенны. С другой стороны, содержание многих металлов в близких молодых звездах показывает хорошее согласие с солнечным содержанием, что не подтверждает указанную альтернативную гипотезу. Например, такое согласие между близкими В-звездами ГП и Солнцем найдено для следующих элементов: N и O [6,7], Mg [9], Mg, Si и Fe [10]. В случае сверхгигантов классов А, F и G, являющихся прямыми потомками В-звезд ГП, согласие с Солнцем получено для таких индикаторов металличности как Fe [11], Cr и Ti [12].

Таким образом, имеющиеся эмпирические данные о химическом составе молодых близких звезд подтверждают идентичность металличности этих звезд и Солнца. Только небольшой, но устойчивый дефицит углерода в атмосферах В-звезд ГП как будто противоречит общей картине. Возникает предположение, что углерод, как и другие металлы, имеет в этих звездах нормальное (солнечное) содержание, а его наблюдаемый дефицит не соответствует действительности и порожден несовершенством используемой методики. Ниже мы попытаемся обосновать это предположение. Будет показано, что ряд фактов указывает на возможную сверхионизацию ионов C II, N II и O II в атмосферах ранних В-звезд ГП, а также более горячих O-звезд. При этом имеется в виду, что

степень ионизации в реальных атмосферах существенно выше, чем в расчетах, основанных на стандартных моделях атмосфер. Другими словами, имеет место неучтенная в расчетах сверхионизация С II, N II и O II, что может приводить к занижению определяемых содержаний С, N и O.

2. *Адекватность применяемых моделей атмосфер.* Расчеты спектральных линий С II, N II и O II, на которых основано определение содержаний С, N и O в ранних В-звездах и поздних O-звездах, в последние два десятилетия проводятся при отказе от предположения о ЛТР. В таких не-ЛТР расчетах линий С II, N II и O II применяются стандартные модели атмосфер, подобные моделям Куруца [13]; т.е. это плоско-параллельные ЛТР-модели в гидростатическом равновесии. Насколько они соответствуют наблюдаемым характеристикам O- и В-звезд?

Первым указанием на то, что стандартные модели атмосфер не вполне адекватны реальным атмосферам O- и ранних В-звезд, можно считать открытие у нормальных O- и В-звезд рентгеновского излучения. Рентгеновский поток (X-поток) у таких звезд был открыт и исследован с помощью спутников EINSTEIN, ROSAT и CHANDRA (см., например, работы [14-16]). Рентгеновская светимость L_x у таких звезд невелика: ее характерное отношение к болометрической светимости L_{bol} составляет $L_x/L_{bol} \sim 10^{-7}$. Тем не менее, сам факт присутствия рентгеновского излучения невозможно объяснить на основе стандартных моделей атмосфер. Для его объяснения пришлось привлекать либо очень горячую корону с температурой $T \geq 10^6$ К, либо сильный звездный ветер. Таким образом, стандартные модели атмосфер O- и В-звезд неспособны предсказать наблюдаемый рентгеновский поток. Возникает предположение, что тот же процесс, который приводит к перегреву внешних слоев атмосфер горячих звезд и к возникновению рентгеновского излучения (например, ударные волны в звездном ветре [16]), может значительно усилить жесткое излучение в далекой ультрафиолетовой (УФ) области спектра; последнее, как показано ниже, играет важную роль в расчетах линий С II, N II и O II.

Интенсивность линий С II, N II и O II в спектрах горячих звезд классов O и В зависит от концентрации ионов С II, N II и O II в их атмосферах. Корректный не-ЛТР анализ этих линий определяется, в частности, корректным рассмотрением процессов ионизации названных ионов. При решении не-ЛТР задачи приходится учитывать два ионизационных процесса: ионизацию под действием столкновений и ионизацию под действием излучения или фотоионизацию. Как оказалось, для линий С II, N II и O II в случае O- и ранних В-звезд первостепенное значение имеет фотоионизация за счет излучения в далекой УФ области спектра.

В табл.1 приведены потенциалы ионизации E_{ion} ионов С II, N II и O II, а также, для сравнения, атомов Н I и He I. Здесь же указаны пределы ионизации, то есть длины волн λ_0 в ангстремах, соответствующие

Таблица 1

ПОТЕНЦИАЛЫ ИОНИЗАЦИИ И СООТВЕТСТВУЮЩИЕ ПРЕДЕЛЬНЫЕ ДЛИНЫ ВОЛН ДЛЯ ПЯТИ ЛЕГКИХ ЭЛЕМЕНТОВ

Атом или ион	$E_{\text{ион}}, \text{эВ}$	$\lambda_0, \text{А}$
H I	13.595	912.0
He I	24.587	504.3
C II	24.383	508.5
N II	29.601	418.9
O II	35.117	353.1

ионизации из основного состояния. Из табл.1 видно, что фотоионизация ионов C II, N II и O II определяется излучением в лаймановском континууме H I, что соответствует длинам волн $\lambda < 912\text{А}$, а для ионов N II и O II - также излучением в континууме He I, т.е. в области $\lambda < 504\text{А}$. До последнего времени в расчетах фотоионизации ионов C II, N II и O II использовались теоретические УФ потоки, полученные из стандартных моделей атмосфер. Возникает вопрос, насколько такие потоки соответствуют наблюдаемому излучению в далекой УФ области для горячих O- и B-звезд.

К сожалению, наблюдения звезд в области лаймановского континуума ($\lambda < 912\text{А}$) существенно затруднены из-за сильного поглощения межзвездным водородом. Тем не менее, с помощью спутника EUVE, запущенного на орбиту в 1992г., удалось получить распределение потока в области $\lambda < 912\text{А}$ для двух ранних B-звезд - ϵ СМа (B2 II) и β СМа (B1 II-III) [17]. Эти звезды оказались расположенными в достаточно прозрачной области пространства, где число поглощающих атомов межзвездного водорода было сравнительно невелико, что облегчало детектирование УФ потока. Для одной из этих звезд, ϵ СМа, удалось измерить также УФ поток в континууме He I ($\lambda < 504\text{А}$) [18]. Сравнение с теоретическим распределением УФ потока, вычисленным по моделям Куруца [13], показало, что наблюдаемый поток больше теоретического на два порядка при $\lambda < 504\text{А}$ и в несколько раз при $\lambda < 912\text{А}$ (см., например, рис.12 в [19] и рис.2 в [20]). Отсюда следовал вывод, что стандартные модели атмосфер, подобные моделям [13], не могут объяснить не только присутствие рентгеновского излучения у O- и ранних B-звезд, но и наблюдаемый поток в далекой УФ области.

Как показали Ауфденберг и др. [20,21], сферические не-ЛТР модели атмосфер B-звезд гораздо лучше объясняют наблюдаемое распределение УФ потока для звезды ϵ СМа, чем стандартные плоско-параллельные модели. При этом отклонения от ЛТР играют второстепенную роль, основной же вклад дает переход от плоской геометрии к сферической протяженной атмосфере. Позже в работе [22] было получено более удовлетворительное согласие с наблюдениями ϵ СМа; однако при этом, если уровень рассчитанного

УФ потока стал в среднем лучше соответствовать наблюдениям, то распределение потока по длине волны в расчетах и наблюдениях существенно различалось. Более того, как отмечено в [22], наблюдаемые интенсивности спектральных линий в рассматриваемой УФ области оказались слишком сильными по сравнению с расчетами.

Таким образом, современные модели атмосфер ранних В-звезд пока еще не могут адекватно описать наблюдаемый поток излучения в далекой УФ области спектра. Из сказанного выше видно, что применение сферических моделей атмосфер для О- и ранних В-звезд оказалось бы предпочтительней при рассмотрении фотоионизации ионов С II, N II и O II. Однако все работы по определению содержаний С, N и O в В- и О-звездах по-прежнему основаны на применении стандартных плоско-параллельных моделей атмосфер. Последние оказываются неадекватными при моделировании потока в далекой УФ области, что может приводить к занижению ионизации С II, N II и O II и, как следствие, к занижению определяемых содержаний С, N и O.

3. *Наблюдаемые содержания С, N и O: зависимость от T_{eff} .* К чему может приводить недооценка эффекта фотоионизации? В качестве примера можно указать работу [23], где этот эффект был рассмотрен для линий Fe I в спектрах F-сверхгигантов. Было показано, что реальная фотоионизация атомов Fe I, происходящая под действием УФ излучения (здесь $\lambda_0 = 1575 \text{ \AA}$) существенно выше, чем следует из стандартных моделей атмосфер при предположении ЛТР. Если такая сверхионизация Fe I учитывается в не-ЛТР расчетах, это приводит к повышению определяемого содержания Fe и к приведению его в соответствие с содержанием, полученным по линиям ионов Fe II. Очень похожая ситуация имеет место для более горячих звезд классов О и В при анализе линий С II, N II и O II. Как отмечено выше, наблюдения некоторых ранних В-звезд в далекой УФ области позволяют предположить, что в не-ЛТР расчетах линий С II, N II и O II для таких звезд принятый УФ поток занижен и, следовательно, определяемое содержание С, N и O тоже занижено. Так как УФ поток тем больше, чем выше эффективная температура T_{eff} , можно ожидать, что недооценка фотоионизации ионов С II, N II и O II проявляется заметнее для звезд с более высокими температурами T_{eff} , т.е. имеется зависимость от T_{eff} .

Рассмотрим наблюдательные данные из некоторых работ, подтверждающие такое предположение. Как отмечалось выше, в группе элементов С, N и O наибольший интерес вызывает дефицит углерода. На рис.1 по данным работы [7] представлена зависимость содержания углерода $\log \epsilon(\text{C})$ от T_{eff} для 22 В-звезд. Из рис.1 видно, что имеется тренд $\log \epsilon(\text{C})$ с ростом T_{eff} , а именно: относительно холодные звезды с эффективной температурой $T_{\text{eff}} < 18100 \text{ K}$ показывают в среднем более высокое содержание С, чем звезды с $T_{\text{eff}} > 18500 \text{ K}$. При этом содержание С для звезд с $T_{\text{eff}} = 15300 -$

18100 К практически совпадает с солнечным содержанием, в то время как для звезд с $T_{\text{эф}} = 18500 - 24100$ К оно систематически понижено. Это видно из табл.2, где сравниваются средние содержания С для относительно

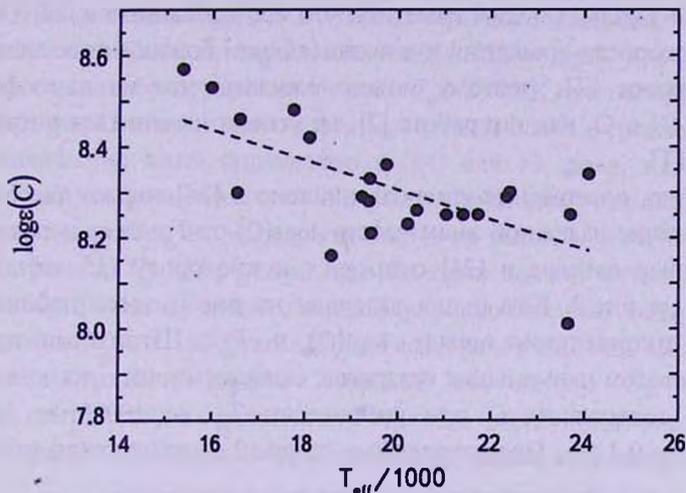


Рис.1. Содержание углерода как функция $T_{\text{эф}}$ для 22 В-звезд из работы [7]. Штриховая прямая проведена методом наименьших квадратов.

холодных и горячих В-звезд из [7]. Для звезд с $T_{\text{эф}} < 18100$ К среднее содержание $\log \epsilon(C) = 8.46 \pm 0.09$ отлично согласуется с современными оценками для Солнца: $\log \epsilon(C) = 8.43 \pm 0.05$ [5] и $\log \epsilon(C) = 8.50 \pm 0.06$ [8]. С другой стороны, более горячие звезды с $T_{\text{эф}} > 18500$ К показывают систематический дефицит С относительно Солнца, составляющий в среднем около 0.2 dex.

В работе [7] были рассмотрены звезды в довольно ограниченном диапазоне эффективных температур $T_{\text{эф}}$ - от 15300 до 24100 К; как видно из рис.1, этого оказалось достаточно, чтобы обнаружить тренд в содержании углерода с $T_{\text{эф}}$. Для построения аналогичной зависимости от $T_{\text{эф}}$ для кислорода или азота столь ограниченный диапазон $T_{\text{эф}}$ не подходит, так как фотоионизация ионов О II и N II происходит под действием более жесткого УФ излучения (табл. 1) и, следовательно, требует более высоких

Таблица 2

СРЕДНЕЕ СОДЕРЖАНИЕ УГЛЕРОДА ДЛЯ ОТНОСИТЕЛЬНО ХОЛОДНЫХ И ГОРЯЧИХ В-ЗВЕЗД ПО ДАННЫМ РАБОТЫ [7]

Объекты	$\log \epsilon(C)$
6 В-звезд с $T_{\text{эф}} < 18100$ К	8.46 ± 0.09
16 В-звезд с $T_{\text{эф}} > 18500$ К	8.25 ± 0.08

температур для обнаружения возможного тренда. Данные Дафлон и др. [24] оказались более подходящими для такого анализа, так как они охватывают область $T_{\text{эф}}$ от 19000 до 34000 К, т.е. включают не только ранние В-звезды, но и поздние О-звезды. Следует отметить, что исследованные в [24] 15 звезд имеют малые скорости вращения и в подавляющем большинстве далеки от завершения стадии ГП; поэтому можно ожидать, что их атмосферные содержания С, N и О, как и в работе [7], не успели измениться в процессе эволюции на ГП.

К сожалению, содержание углерода найдено в [24] только для 6 звезд, поэтому построение надежной зависимости $\log \epsilon(\text{C})$ от $T_{\text{эф}}$ здесь невозможно. Наиболее полные данные в [24] относятся к кислороду (15 звезд); они представлены на рис.2. Как и для углерода на рис.1, здесь наблюдается очевидная антикорреляция между $\log \epsilon(\text{O})$ и $T_{\text{эф}}$. Штриховая прямая, проведенная методом наименьших квадратов, свидетельствует, что понижение наблюдаемого содержания О при увеличении $T_{\text{эф}}$ от 19000 до 34000 К составляет около 0.4 dex. Представленные на рис.2 звезды можно разделить

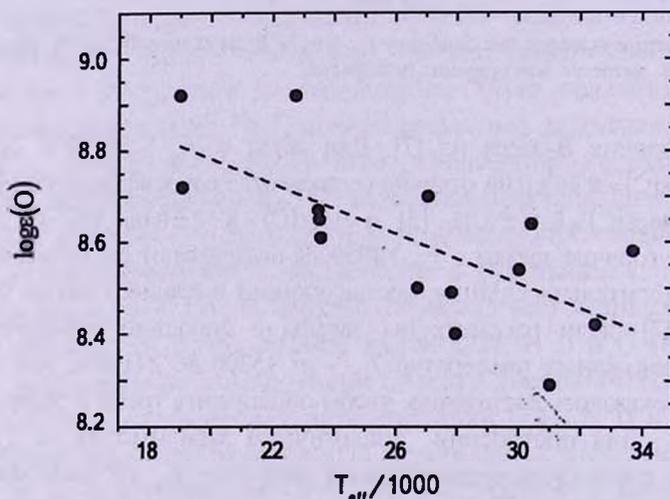


Рис.2. Содержание кислорода как функция $T_{\text{эф}}$ для 15 В- и О-звезд из работы [24]. Штриховая прямая проведена методом наименьших квадратов.

Таблица 3

СРЕДНЕЕ СОДЕРЖАНИЕ КИСЛОРОДА ДЛЯ ОТНОСИТЕЛЬНО ХОЛОДНЫХ И ГОРЯЧИХ В-ЗВЕЗД ПО ДАННЫМ РАБОТЫ [24]

Объекты	$\log \epsilon(\text{O})$
6 В-звезд с $T_{\text{эф}} < 25000$ К	8.75 ± 0.14
9 В-звезд с $T_{\text{эф}} > 26000$ К	8.51 ± 0.13

на две группы с относительно высоким и низким содержанием O; водораздел (divide) между ними расположен на $T_{\text{eff}} = 25000 - 26000$ К. Согласно табл.3, звезды с $T_{\text{eff}} < 25000$ К показывают хорошее согласие с солнечным содержанием; их среднее значение $\log \epsilon(\text{O}) = 8.75 \pm 0.14$ отлично согласуется с современными оценками для Солнца: $\log \epsilon(\text{O}) = 8.69 \pm 0.05$ [5] и $\log \epsilon(\text{O}) = 8.76 \pm 0.07$ [25]. С другой стороны, более горячие звезды с $T_{\text{eff}} > 26000$ К показывают систематический дефицит O относительно Солнца, составляющий в среднем около 0.2 dex.

Содержание азота определено в [24] для 13 звезд, т.е. для меньшего количества по сравнению с кислородом; кроме того, точность данных здесь немного ниже. Тем не менее, как видно из рис.3, и в этом случае наблюдается тренд с T_{eff} . Штриховая прямая, проведенная методом наименьших квадратов, показывает, что понижение наблюдаемого содержания N при увеличении T_{eff} от 19000 до 34000 К составляет 0.22 dex. Согласно табл. 4, среднее содержание $\log \epsilon(\text{N}) = 7.80 \pm 0.16$ для звезд с $T_{\text{eff}} < 25000$ К очень хорошо соответствует современным оценкам для Солнца: $\log \epsilon(\text{N}) = 7.83 \pm 0.05$ [5] и $\log \epsilon(\text{N}) = 7.86 \pm 0.12$ [26]. С другой стороны, для звезд с $T_{\text{eff}} > 26000$ К

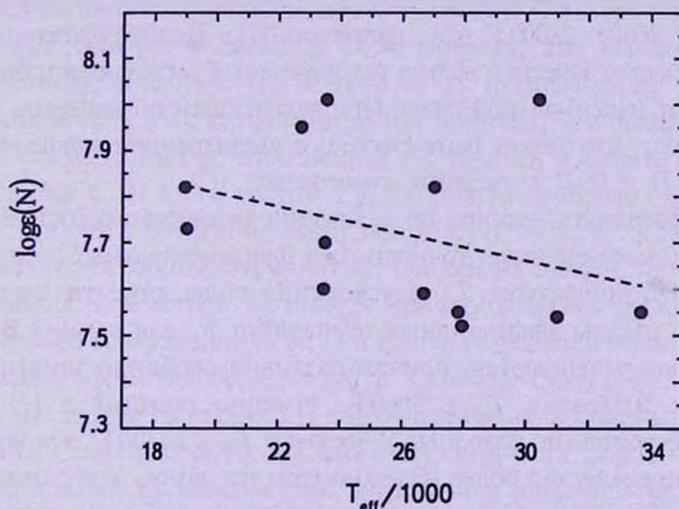


Рис.3. Содержание азота как функция T_{eff} для 13 В- и О-звезд из работы [24]. Штриховая прямая проведена методом наименьших квадратов.

Таблица 4

СРЕДНЕЕ СОДЕРЖАНИЕ АЗОТА ДЛЯ ОТНОСИТЕЛЬНО ХОЛОДНЫХ И ГОРЯЧИХ В-ЗВЕЗД ПО ДАННЫМ РАБОТЫ [24]

Объекты	$\log \epsilon(\text{N})$
6 В-звезд с $T_{\text{eff}} < 25000$ К	7.80 ± 0.16
7 В-звезд с $T_{\text{eff}} > 26000$ К	7.65 ± 0.19

наблюдается дефицит N относительно Солнца около 0.2 dex.

Итак, анализ работ [7] и [24] показал, что содержания C, N и O для относительно холодных В-звезд ГП совпадают с солнечными содержаниями; имеются в виду звезды с температурами $T_{\text{эф}} < 18100$ К в случае С и $T_{\text{эф}} < 25000$ К в случае N и O. Более горячие звезды ($T_{\text{эф}} > 18500$ К для С и $T_{\text{эф}} > 26000$ К для N и O) показывают систематический дефицит C, N и O относительно Солнца, составляющий в среднем 0.2 dex (дефицит оказался примерно одинаковым для всех трех элементов). Такой дефицит может быть результатом недооценки степени ионизации в не-ЛТР расчетах линий С II, N II и O II для сравнительно горячих звезд вследствие занижения ионизирующего УФ потока. Другими словами, может иметь место неучтенная в расчетах сверхионизация ионов С II, N II и O II.

Из сказанного выше следует, что сверхионизация становится заметной в случае С II при $T_{\text{эф}} > 18500$ К, а в случае N II и O II - при $T_{\text{эф}} > 26000$ К. Интересно отметить, что, согласно не-ЛТР расчетам линий С II, максимум эквивалентных ширин этих линий достигается при $T_{\text{эф}} = 20000 - 22000$ К; для линий N II максимум достигается при $T_{\text{эф}} = 24000 - 26000$ К, а для линий O II - при $T_{\text{эф}} = 26000 - 28000$ К (см., например, [7]). Таким образом, сверхионизация становится заметной вблизи тех значений $T_{\text{эф}}$, где соответствующие линии достигают максимальной силы. При дальнейшем повышении $T_{\text{эф}}$ эти линии ослабевают, что может быть связано с уменьшением концентрации ионов С II, N II и O II в звездных атмосферах.

Следует подчеркнуть, что при исследовании химического состава звезд первостепенное значение имеет точность двух фундаментальных параметров - эффективной температуры $T_{\text{эф}}$ и ускорения силы тяжести $\log g$. Как отмечено в [7], шкалы эффективных температур $T_{\text{эф}}$ для ранних В-звезд у разных авторов различаются, причем различия особенно заметны для самых горячих В-звезд с $T_{\text{эф}} \geq 25000$ К. Именно поэтому в [7] были рассмотрены относительно холодные В-звезды с $T_{\text{эф}} \leq 24100$ К, для которых параметр $T_{\text{эф}}$ определяется более надежно (тем не менее, этого оказалось достаточно, чтобы обнаружить для углерода тренд с $T_{\text{эф}}$ см. рис.1).

Для дальнейшего обсуждения необходимо напомнить вкратце методику определения параметров $T_{\text{эф}}$ и $\log g$ в работах [7] и [24], использованных при построении рис.1-3. В частности, для определения $T_{\text{эф}}$ в [7] были применены два фотометрических индекса, свободных от влияния межзвездного поглощения, а именно: индекс Q в системе UBV и индекс $[c]$ в системе $uvby$. Для определения ускорения силы тяжести $\log g$ в [7] была применена усовершенствованная методика, основанная на использовании звездных параллаксов (описание этой методики см. в [27] и [11]). Наблюдаемые параллаксы были взяты из новой редукции данных спутника HIPPARCOS [28]. Это позволило достигнуть беспрецедентной точности в определении

параметра $\log g$ для достаточно близких звезд [11]. Что касается работы [24], откуда взяты данные для построения рис.2 и 3, то здесь определение $T_{\text{эф}}$ основывалось на применении индекса Q в системе UBV , а также некоторых фотометрических индексов в системе $uvby$; для оценки параметра $\log g$ применялся профиль бальмеровской линии $H\gamma$.

4. *Искусственное повышение ионизации за счет параметров $T_{\text{эф}}$ и $\log g$.* С проблемой зависимости содержания C, N и O у ранних В-звезд ГП от их эффективной температуры $T_{\text{эф}}$ исследователям приходилось сталкиваться и раньше. Например, еще 20 лет назад Гис и Ламберт [2] обнаружили тренд в содержаниях C, N и O с ростом $T_{\text{эф}}$ (см. рис.11 в [2]). Важно отметить, что здесь для оценки $T_{\text{эф}}$ и $\log g$ применялась методика, сходная с упомянутыми выше работами [7] и [24] (использовались фотометрические индексы и бальмеровские линии). Чтобы избавиться от указанного тренда, эти авторы ввели поправку в 3.4% в найденные значения $T_{\text{эф}}$. Очевидно, что такое повышение $T_{\text{эф}}$ привело к увеличению УФ потока в соответствующих моделях атмосфер для исследуемых звезд и, как следствие, к усилению фотоионизации ионов C II, N II и O II, особенно заметному для самых горячих В-звезд. В свою очередь, это вызвало ослабление рассчитанных линий C II, N II и O II и повышение определяемых содержаний C, N и O, которое было тем заметнее, чем выше $T_{\text{эф}}$. Благодаря такому искусственному повышению $T_{\text{эф}}$ удалось избавиться от тренда в содержаниях C, N и O с ростом $T_{\text{эф}}$; т.е. неявным образом была устранена необходимость в сверхионизации ионов C II, N II и O II.

В некоторых работах последних лет применена совершенно иная методика определения параметров $T_{\text{эф}}$ и $\log g$. Примером может служить работа [6], где получены содержания C, N, O и еще четырех элементов для 20 В-звезд в диапазоне эффективных температур $T_{\text{эф}}$ между 15000 и 34000 К. Отметим, что это все звезды на стадии ГП с небольшими наблюдаемыми скоростями вращения ($v \sin i \leq 30$ км/с). Казалось бы, широкий диапазон $T_{\text{эф}}$ хорошо подходит для поиска зависимостей, аналогичных зависимостям, приведенным на рис.1-3. Однако тренда в содержаниях C, N и O в [6] найдено не было.

Принципиальное отличие работы [6] от [7] и [24] состоит в методе определения $T_{\text{эф}}$ и $\log g$, который здесь базировался исключительно на рассмотрении ионизационного равновесия (фотометрические индексы не рассматривались). Примененный метод ионизационного баланса предполагает, что для каждой звезды подбирались такие значения $T_{\text{эф}}$ и $\log g$, для которых содержания некоторого элемента, найденные для двух соседних стадий ионизации, должны совпадать. Были использованы линии следующих элементов в двух стадиях ионизации: He I-II (при $T_{\text{эф}} > 26000$ К), C II-III, O I-II (при $T_{\text{эф}} < 24000$ К), Ne I-II (при $T_{\text{эф}} > 22000$ К), Si III-IV и Fe II-III (при $T_{\text{эф}} < 24000$ К). В частности, для относительно горячих звезд,

наряду с He I-II и C II-III рассматривались пары Ne I-II и Si III-IV. Как и в случае He I и C II (табл.1), фотоионизация Ne I и Si III происходит под действием излучения в далекой УФ области спектра, т.е. и здесь возможно проявление сверхионизации. Действительно, потенциал ионизации Ne I составляет 21.56 эВ, а Si III - 33.49 эВ, чему соответствуют пределы ионизации $\lambda_0 = 575$ и 370 \AA . Из сказанного следует, что в [6] уже в самом методе определения T_{eff} и $\log g$ была заложена компенсация эффекта сверхионизации.

В частности, для 18 из 20 звезд, исследованных в [6], содержание углерода определено по линиям C II и C III; только для двух самых холодных звезд с $T_{\text{eff}} = 15800$ и 17500 K использованы исключительно линии C II. Та же пара ионов C II - C III рассматривалась и при определении параметров T_{eff} и $\log g$ для этих звезд. Эти параметры подбирались так, чтобы среднее содержание C, найденное по линиям C II, совпадало с содержанием, найденным по линиям C III. Вследствие большой чувствительности ионизации C II к температуре T_{eff} , небольшое увеличение T_{eff} и связанное с ним изменение $\log g$ привело к тому, что эффект сверхионизации стал необнаружимым. Действительно, если построить зависимость содержания C от T_{eff} для всех 20 звезд из [6], тренд с T_{eff} как на рис.1, не обнаруживается.

Содержание азота в [6] показывает большой разброс - около 0.5 dex (оно найдено в [6] только по линиям N II). Возможно, часть звезд, рассмотренных в [6], успела повысить содержание N в атмосфере в процессе эволюции на ГП. При таком разбросе никакого видимого тренда в содержании N с температурой T_{eff} не найдено.

Содержание кислорода в [6], напротив, показывает небольшой тренд с T_{eff} (отметим, что для звезд с $T_{\text{eff}} > 26000 \text{ K}$ содержание O найдено только по линиям O II, а для более холодных звезд - по линиям O I и O II). Если провести методом наименьших квадратов прямую линию, как на рис.2, оказывается, что содержание O при повышении температуры T_{eff} от 15000 до 34000 K понижается на 0.1 dex. Это существенно меньше, чем на рис.2, т.е. можно предположить, что в случае O II, в отличие от C II, сверхионизация в [6] была компенсирована не полностью. Это вполне объяснимо, если принять во внимание, что ионы O II ионизируются гораздо более жестким УФ излучением, чем ионы C II (см. табл.1), поэтому подбор параметров T_{eff} и $\log g$ для пары C II - C III может и не дать одновременно столь же хорошего согласия для пары O II - O III. Другими словами, для полного устранения эффекта сверхионизации в случае O II - O III потребовалось бы более высокое значение T_{eff} чем в случае C II - C III.

Таким образом, результаты работы [6], в частности; отсутствие тренда с T_{eff} для C и небольшой "остаточный" тренд для O можно объяснить тем, что примененный в [6] метод определения T_{eff} и $\log g$ позволил избавиться

полностью (в случае С) или частично (в случае О) от эффекта сверхионизации.

Подобную методику определения параметров T_{eff} и $\log g$, основанную на ионизационном балансе Si II-III-IV, использовали также Морел и др. [29], рассмотревшие 8 звезд в довольно узкой области $T_{\text{eff}} = 22500 - 27500$ К. Таким образом, подобно рассмотренной выше работе [6], примененный здесь метод оценки T_{eff} и $\log g$, по-видимому, способствовал устранению тренда в содержаниях С, N и О. Кроме того, как число звезд, так и диапазон T_{eff} здесь были явно недостаточны для поиска тренда с T_{eff} . Тот же метод определения T_{eff} и $\log g$ был использован и в работе [30], где исследовано 18 звезд в двух скоплениях (NGC 3293 и NGC 4755) в области T_{eff} от 16000 до 23500 К. Сравнение с рис.1-3 показывает, что диапазон T_{eff} был здесь слишком узким; кроме того, метод оценки T_{eff} и $\log g$, как и в работах [6] и [30], способствовал устранению возможного тренда.

Возникает предположение, что метод ионизационного баланса, использованный для определения параметров T_{eff} и $\log g$ в [6], [29] и [30], приводит к систематическому завышению T_{eff} и соответствующему изменению $\log g$ по сравнению с традиционной методикой, применявшейся ранее. Чтобы проверить это предположение, можно сравнить значения T_{eff} и $\log g$ из работы [6] с результатами определения T_{eff} и $\log g$ по методу Напивоцки [31], основанному на использовании фотометрических индексов в системе $uvby-\beta$. Напомним, что индекс β характеризует поглощение в бальмеровской линии H β ; следовательно, метод [31] можно отнести к традиционным методам определения T_{eff} и $\log g$ у В-звезд. Следует отметить, что в работе [7] получено очень хорошее согласие в значениях T_{eff} найденных для В-звезд с температурами T_{eff} от 15300 до 24100 К по индексам Q , $[c_1]$ и параллаксам, с одной стороны, и с помощью метода [31] - с другой.

Расчеты по программе [31] для 20 звезд, рассмотренных в [6], выполнил С.И.Ростопчин (частное сообщение). Сравнение полученных результатов с данными [6] показало, что разности ΔT_{eff} и $\Delta \log g$ в значениях T_{eff} и $\log g$, найденных двумя методами, демонстрируют систематическое различие между относительно горячими В-звездами с температурами $T_{\text{eff}} \geq 24000$ К и более холодными В-звездами с $T_{\text{eff}} < 24000$ К, т.е. наблюдается тренд в значениях ΔT_{eff} и $\Delta \log g$ с ростом T_{eff} . Интересно, что метод ионизационного баланса, примененный в [6], приводит к систематическому завышению не только эффективной температуры T_{eff} , но и ускорения силы тяжести $\log g$ для горячих В-звезд с $T_{\text{eff}} \geq 24000$ К. Величина T_{eff} для таких звезд может быть завышена в [6] до 2300 К, а величина $\log g$ - до 0.5 dex. Следствием завышения обеих величин - как T_{eff} так и $\log g$ - для горячих В-звезд должно быть завышение ионизации в расчетах C II, N II и O II и, в конечном итоге, увеличение определяемых содержаний С, N и О.

Возникает очевидное противоречие. С одной стороны, если используется

традиционная методика определения параметров $T_{\text{эф}}$ и $\log g$ для ранних В- и поздних О-звезд, основанная на фотометрии и бальмеровских линиях, не-ЛТР расчеты линий С II, N II и О II дают такие содержания С, N и О, которые показывают тренд с ростом $T_{\text{эф}}$. Для устранения последнего приходится вводить сверхионизацию. С другой стороны, если метод определения $T_{\text{эф}}$ и $\log g$ основан исключительно на рассмотрении ионизационного баланса, указанный тренд исчезает и сверхионизация не нужна, но при этом значения $T_{\text{эф}}$ и $\log g$ для горячих звезд получаются систематически выше, чем в первом случае. По-видимому, причиной такого противоречия является использование стандартных моделей атмосфер, которые не вполне адекватны реальным звездным атмосферам.

5. *Обсуждение.* Как показано выше, тренд на рис.1-3 становится заметным лишь для достаточно горячих звезд. Если же рассматриваются относительно холодные звезды, для них в содержаниях $\log \epsilon$ наблюдается лишь разброс, который можно объяснить как ошибками определения, так и небольшими реальными вариациями $\log \epsilon$ от звезды к звезде. Конкретно имеются в виду В-звезды с эффективными температурами $T_{\text{эф}} < 18100$ К в случае углерода и $T_{\text{эф}} < 25000$ К в случае азота и кислорода. Можно предположить, что для таких звезд эффект сверхионизации мал, поэтому, с одной стороны, для них получаются неискаженные содержания С, N и О. С другой стороны, поскольку обсуждаются звезды, далекие от завершения стадии ГП, эти содержания С, N и О можно считать исходными для таких звезд. В табл.5 представлены средние значения $\log \epsilon(\text{C})$, $\log \epsilon(\text{N})$ и $\log \epsilon(\text{O})$ для относительно холодных В-звезд с эффективными температурами $T_{\text{эф}}$, указанными выше, согласно данным работ [7] и [24] (здесь частично использованы данные из табл.2-4). Из табл.5 следуют два вывода: 1) в случае N и O, где имеются данные обеих работ, между [7] и [24] наблюдается очень хорошее согласие; 2) результаты по содержаниям С, N и O для таких звезд очень хорошо согласуются с современными оценками для Солнца (последний столбец табл.5).

Таблица 5

СРЕДНИЕ НАЧАЛЬНЫЕ СОДЕРЖАНИЯ С, N И O В
В-ЗВЕЗДАХ ГП В ОКРЕСТНОСТИ СОЛНЦА, ПОЛУЧЕННЫЕ
ИЗ ДАННЫХ [7] И [24]

Элемент	Число звезд	$\log \epsilon$	Солнце
С	6	8.46 ± 0.09 [7]	8.43 ± 0.05 [5]
			8.50 ± 0.06 [8]
N	6	7.80 ± 0.16 [24]	7.83 ± 0.05 [5]
			7.86 ± 0.12 [26]
O	6	8.75 ± 0.14 [24]	8.69 ± 0.05 [5]
			8.76 ± 0.07 [25]
	20	8.72 ± 0.12 [7]	

Таким образом, подтверждается, что исходные содержания C, N и O у В-звезд ГП в начале их эволюции в среднем соответствуют солнечным значениям.

Следует подчеркнуть, что, согласно табл.5, нет никакого дефицита в исходном содержании углерода относительно Солнца; напомним, что в предыдущих работах для непроэволюционировавших В-звезд ГП получался дефицит C, не имевший убедительного объяснения. Как показано выше, при $T_{eff} > 18500$ К расчеты дают заниженную ионизацию C II, что приводит к занижению содержания $\log \epsilon(C)$. Таким образом, практически во всем диапазоне T_{eff} от 18000 до 30000 К, который занимают ранние В-звезды ГП, получалось заниженное содержание углерода. Отметим, что в случае N и O ситуация более благоприятная, так как там сверхионизация становится заметной лишь при $T_{eff} > 26000$ К.

Можно приблизительно оценить величину сверхионизации. Как отмечалось выше, чтобы устранить систематическое различие в содержаниях C, N и O между сравнительно холодными и более горячими В-звездами (см. табл.2-4), следует повысить содержания C, N и O для горячих звезд примерно на 0.2 dex или в 1.6 раза. Для этого в не-ЛТР расчетах достаточно уменьшить в 1.6 раза населенности всех уровней ионов C II, N II и O II; тогда указанное различие между горячими и холодными В-звездами исчезнет. Уменьшение населенностей уровней можно получить за счет повышения степени ионизации C II, N II и O II, которая, в свою очередь, может быть достигнута либо за счет искусственного завышения параметров T_{eff} и $\log g$ (см. выше), либо усиления ионизирующего излучения в далекой УФ области спектра. Чтобы усилить теоретический УФ поток, необходимо от стандартных моделей атмосфер В- и О-звезд перейти к более совершенным моделям.

Приведенная оценка величины сверхионизации (множитель ~ 1.6) является довольно грубой. Следует иметь в виду, что линии C II, N II и O II в видимой области спектра, о которых идет речь, образуются с довольно высоких уровней с энергией возбуждения 20 эВ и больше. Возможно, сверхионизация низких уровней и особенно основных состояний рассматриваемых ионов будет значительно выше. Для выяснения этого обстоятельства необходимы детальные не-ЛТР расчеты на основе усовершенствованных моделей атмосфер, учитывающих реальные условия в атмосферах В- и О-звезд.

Усовершенствование используемых моделей может быть связано, прежде всего, с применением сферических моделей вместо плоско-параллельных. Как отмечалось выше, сферические модели атмосфер лучше описывают наблюдаемый поток излучения в далекой УФ области для ранних В-звезд. Рассчитанный УФ поток в таких моделях усиливается за счет повышения температуры в области формирования лаймановского континуума (см. [20,21]), и это должно приводить к усилению ионизации ионов C II, N II и O II. Как видно из обзора [32],

в настоящее время существует несколько компьютерных программ, с помощью которых можно вычислять сферические модели атмосфер горячих звезд. К сожалению, при определении содержаний С, N и O по линиям C II, N II и O II по-прежнему используются модели с плоской геометрией. Еще одно усовершенствование, по крайней мере, для горячих гигантов и сверхгигантов, может быть связано с включением в расчеты звездного ветра, как в программе FASTWIND [33]. Напомним, что именно звездный ветер (точнее, ударные волны в нем [32]) рассматривается сейчас как необходимое условие для возникновения рентгеновского излучения у горячих звезд. Наконец, у некоторых O- и ранних B-звезд обнаружены магнитные поля порядка сотен гаусс и даже около 1500-1700 Гс (см., например, обзор [34]). Возможно, магнитное поле тоже вносит определенный вклад в строение атмосфер этих звезд. Таким образом, перечисленные эффекты (сферичность, звездный ветер и магнитное поле), будучи учтенными в расчетах моделей атмосфер, могли бы способствовать решению проблемы сверхионизации.

Обсуждая роль сверхионизации в определении содержаний С, N и O для горячих звезд, следует рассмотреть, хотя бы кратко, еще один легкий элемент, присутствующий в табл.1. Это гелий, содержание которого находится по линиям He I. Поскольку фотоионизация атомов He I, как и ионов C II, N II и O II, происходит под действием излучения в далекой УФ области ($\lambda < 504\text{\AA}$, см. табл.1), возможно, и в этом случае необходимо ввести в расчеты сверхионизацию. Чтобы проверить такое предположение, можно попытаться найти тренд в содержании гелия с температурой T_{eff} , подобный тому, что был найден выше для содержаний С, N и O (рис.1-3). Для этой цели воспользуемся не-ЛТР оценками содержания гелия He/H, полученными в [35] для 102 B-звезд ГП. Отметим, что He/H - это отношение "гелий/водород" по числу атомов. Эффективные температуры T_{eff} и другие параметры этих звезд были определены в [36], причем параметры T_{eff} и $\log g$ были найдены традиционным методом (использованы фотометрия и бальмеровские линии). Все эти звезды находятся на стадии ГП и расположены в окрестности Солнца радиусом 800 пк.

Согласно [35], содержание гелия в атмосферах исследованных B-звезд увеличивается в течение стадии ГП, причем повышение He/H тем заметнее, чем больше масса звезды и ее скорость вращения. В начале фазы ГП эти звезды имеют в среднем содержание гелия $\text{He}/\text{H} = 0.098 \pm 0.003$ [37], но к концу этой фазы они могут повысить He/H более, чем в два раза. Чтобы устранить этот эволюционный эффект, будем рассматривать только непроэволюционировавшие звезды, находящиеся в начале фазы ГП. Точнее говоря, рассмотрим звезды с относительным возрастом $t/t_{\text{MS}} \leq 0.30$, где t - возраст звезды и t_{MS} - время жизни звезды данной массы на ГП. Кроме того, исключим звезды с быстрым вращением, ограничившись объектами

с наблюдаемыми скоростями вращения $v \sin i \leq 130$ км/с.

В итоге из списка [35] удалось отобрать 18 ранних В-звезд ГП, отвечающих указанным требованиям. Построив для них зависимость He/H от T_{eff} убеждаемся в том, что нет явного тренда в содержании гелия с T_{eff} подобного тренду, найденному для содержаний C, N и O (рис.1-3). Таким образом, необходимость в сверхионизации как будто отпадает. Интересно отметить, что Гис и Ламберт [2] также не нашли тренда для He I, в отличие от C II, N II и O II (см. рис.11 в [2]). В чем причина такого отличия от ситуации, имеющей место в случае C, N и O? Как отмечалось выше, в не-ЛТР расчетах приходится учитывать два ионизационных процесса: ионизацию под действием столкновений и ионизацию под действием излучения или фотоионизацию. Атомы гелия в 3-4 раза легче, чем атомы C, N и O; поэтому можно предположить, что ионизация под действием столкновений в случае He I, в отличие от C II, N II и O II, преобладает над процессами фотоионизации.

6. Заключение. Цель настоящего исследования состояла в том, чтобы привлечь внимание к следующему факту, который имеет первостепенное значение, но который до последнего времени фактически игнорировался: фотоионизация ионов C II, N II и O II, по линиям которых обычно определяются содержания C, N и O в атмосферах ранних В-звезд и поздних O-звезд, происходит под действием излучения в далекой УФ области спектра; однако используемые в не-ЛТР расчетах линий C II, N II и O II теоретические УФ потоки, по-видимому, содержат существенные ошибки.

Действительно, анализ наблюдений ранних В-звезд в этой области привел к выводу, что теоретические УФ потоки, рассчитанные на основе стандартных моделей атмосфер, могут быть существенно занижены. Это приводит к недооценке степени ионизации C II, N II и O II в расчетах и, в конечном итоге, к занижению определяемых содержаний C, N и O. Приходится вводить в вычисления дополнительную ионизацию (сверхионизацию), чтобы устранить систематическое занижение указанных содержаний у самых горячих В-звезд, а также O-звезд.

Стандартные модели атмосфер, т.е. плоско-параллельные ЛТР-модели в гидродинамическом равновесии, до самого последнего времени использовались при исследовании содержаний C, N и O в ранних В-звездах и поздних O-звездах. Они применялись, во-первых, при определении фундаментальных параметров T_{eff} и $\log g$ и, во-вторых, в не-ЛТР расчетах линий C II, N II и O II. Оказалось, что определяемые содержания C, N и O зависят от подхода, использованного при оценке T_{eff} и $\log g$.

С одной стороны, если параметры T_{eff} и $\log g$ для горячих звезд находятся с помощью традиционной методики, когда эффективная температура T_{eff} оценивается по фотометрическим индексам, а ускорение силы тяжести в атмосфере $\log g$ - по бальмеровским линиям (или по

параллаксам, как в [7]), полученные содержания С, N и O показывают тренд с температурой T_{eff} . Систематическое занижение содержания углерода становится заметным при $T_{\text{eff}} > 18500$ К, а содержания азота и кислорода - при $T_{\text{eff}} > 26000$ К. При этом для относительно холодных В-звезд с меньшими значениями T_{eff} содержания С, N и O в среднем совпадают с солнечными содержаниями, но для более горячих звезд с указанными T_{eff} наблюдается дефицит С, N и O около 0.2 dex. Чтобы избавиться от тренда с температурой T_{eff} приходится вводить сверхионизацию С II, N II и O II для сравнительно горячих звезд, приводящую к уменьшению населенностей верхних уровней, с которых возникают исследуемые линии. Грубая оценка показывает, что населенности этих уровней должны быть понижены примерно в 1.6 раза.

С другой стороны, если параметры T_{eff} и $\log g$ находятся с помощью метода ионизационного баланса, когда, например, содержание С по линиям С II подгоняется к содержанию С по линиям С III, это приводит к завышению T_{eff} и $\log g$ для относительно горячих звезд с $T_{\text{eff}} \geq 24000$ К. При этом переоценка величины T_{eff} по сравнению с традиционной методикой может достигать 2300 К, а величины $\log g$ - 0.5 dex. Обе эти причины (завышение как T_{eff} , так и $\log g$) автоматически приводят к повышению ионизации С II, N II и O II.

Таким образом, при применении стандартных моделей атмосфер возникает неоднозначность в определении параметров T_{eff} и $\log g$ у горячих звезд и, как следствие, неоднозначность в полученных для них содержаниях С, N и O. Значения T_{eff} и $\log g$, найденные по фотометрическим индексам и бальмеровским линиям, не могут одновременно удовлетворять условию ионизационного баланса. Главная причина всех этих неувязок, вероятно, заключается в том, что стандартные модели дают для горячих звезд заниженный УФ поток, который приводит к занижению в расчетах степени ионизации С II, N II и O II.

Чтобы решить эту проблему, в исследованиях химического состава ранних В- и О-звезд следует перейти к использованию более сложных, но при этом и более реалистичных моделей атмосфер. Первые успехи могут быть достигнуты путем перехода от плоско-параллельных моделей к сферическим моделям. Определенное влияние может иметь включение в расчеты моделей атмосфер звездного ветра, а также магнитного поля, наблюдаемого у ряда О- и В-звезд.

НИИ Крымская Астрофизическая Обсерватория,
Украина, e-mail: lyub@crao.crimea.ua

POSSIBLE OVER-IONIZATION OF THE C II, N II
AND O II IONS IN ATMOSPHERES OF EARLY
B- AND LATE O-TYPE STARS

L.S.LYUBIMKOV

Problem of reliability of the C, N and O abundances derived from C II, N II and O II lines for early B- and late O-type stars on the MS (main sequence) evolutionary stage is considered. The consideration is based on the fact which is of special interest for this problem, namely: photoionization of the C II, N II and O II ions in atmospheres of such stars is the result of radiation in the far UV spectral region. It follows from observations that the actual flux in this region for hot stars can be significantly greater than the theoretical one; therefore, the C II, N II and O II over-ionization takes place in the real atmospheres of the stars as compared with the computed ionization obtained from standard model atmospheres. Underestimation of the computed ionization leads to the underestimation of the derived C, N and O abundances. This is confirmed by the observed dependence on the effective temperature T_{eff} : the C, N and O underabundance tends to observe as T_{eff} increases. It is shown that the over-ionization is especially appreciable for rather hot stars, namely for $T_{\text{eff}} > 18500$ K in the case of C II lines and for $T_{\text{eff}} > 26000$ K in the case of N II and O II lines. Systematic difference in the C, N and O abundances between such relatively hot stars and cooler B-type MS stars is about 0.2 dex. The relatively cool B-type MS stars ($T_{\text{eff}} < 18100$ K in the case of C II and $T_{\text{eff}} < 25000$ K in the case of N II and O II) show the distortionless C, N and O abundances; their mean values agree very well with contemporary values for the Sun. Therefore, the solar metallicity of the B- and O-type MS stars in the Sun's neighbourhood is confirmed. An explanation is presented for a small carbon deficiency obtained for early B-type MS stars in previous works. It is noted that when an alternative technique of the T_{eff} and $\log g$ determination is used which is based on consideration of the ionization balance (e.g., He I-II, C II-III, Ne I-II, Si III-IV), the problem of over-ionization is practically removed; however, such a technique leads to systematic overestimation of the T_{eff} and $\log g$ values. Solution of the problem of over-ionization can be obtained by passing to more perfect model atmospheres for early B- and late O-type stars, which take into consideration the sphericity and likely the stellar wind and magnetic field, too.

Key words: *stars: chemical composition*

ЛИТЕРАТУРА

1. J.Kilian, *Astron. Astrophys.*, **262**, 171, 1992.
2. D.R.Gies, D.L.Lambert, *Astrophys. J.*, **387**, 673, 1992.
3. K.Cunha, D.L.Lambert, *Astrophys. J.*, **426**, 170, 1994.

4. *S.M.Andrievsky, S.A.Korotin, R.E.Luck, L.Yu.Kostynchuk*, *Astron. Astrophys.*, **350**, 598, 1999.
5. *M.Asplund, N.Grevesse, A.J.Sauval, P.Scott*, *Ann. Rev. Astron. Astrophys.*, **47**, 481, 2009.
6. *M.F.Nieva, N.Przybilla*, *Astron. Astrophys.*, **539**, A143, 2012.
7. *L.S.Lyubimkov, D.L.Lambert, D.B.Poklad, T.M.Rachkovskaya, S.I.Rostopchin*, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, **428**, 3497, 2013.
8. *E.Caffau, H.-G.Ludwig, P.Bonifacio et al.*, *Astron. Astrophys.*, **514**, A92, 2010.
9. *L.S.Lyubimkov, S.I.Rostopchin, T.M.Rachkovskaya, D.B.Poklad, D.L.Lambert*, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, **358**, 193, 2005.
10. *M.F.Nieva, S.Simon-Diaz*, *Astron. Astrophys.*, **532**, A2, 2011.
11. *L.S.Lyubimkov, D.L.Lambert, S.I.Rostopchin, T.M.Rachkovskaya, D.B.Poklad*, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, **402**, 1369, 2010.
12. *Д.Б.Поклад*, Изв. Крымской астрофиз. обс. (в печати).
13. *R.L.Kurucz*, *ATLAS9 Stellar Atmosphere Programs and 2 km/s grid*. Cambridge, Mass.: Smithsonian Astrophys. Obs., 1993.
14. *T.W.Berghöfer, J.H.M.M.Schmitt, J.P.Cassinelli*, *Astron. Astrophys. Suppl.*, **118**, 481, 1996.
15. *T.W.Berghöfer, J.H.M.M.Schmitt, R.Danner, J.P.Cassinelli*, *Astron. Astrophys.*, **322**, 167, 1997.
16. *Y.Naze, P.S.Broos, L.Oskinova et al.*, *Astrophys. J. Suppl.*, **194**, 7, 2011.
17. *N.Craig, M.Abbott, D.Finley et al.*, *Astrophys. J. Suppl.*, **113**, 131, 1997.
18. *J.P.Cassinelli, D.H.Cohen, J.J.MacFarlane et al.*, *Astrophys. J.*, **438**, 932, 1995.
19. *D.Schaerer, A. de Koter*, *Astron. Astrophys.*, **322**, 598, 1997.
20. *J.P.Aufdenberg, P.H.Hauschildt, S.N.Shore, E.Baron*, *Astrophys. J.*, **498**, 837, 1998.
21. *J.P.Aufdenberg, P.H.Hauschildt, E.Baron*, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, **302**, 599, 1999.
22. *A.Gregorio, R.Stalio, L.Broadfoot et al.*, *Astron. Astrophys.*, **383**, 881, 2002.
23. *А.А.Боярчук, Л.С.Любимков, Н.А.Сахибуллин*, *Астрофизика*, **22**, 339, 1985.
24. *S.Dafon, K.Cunha, S.R.Becker, V.V.Smith*, *Astrophys. J.*, **552**, 309, 2001.
25. *E.Caffau, H.-G.Ludwig, M.Steffen et al.*, *Astron. Astrophys.*, **488**, 1031, 2008.
26. *E.Caffau, E.Maiorca, P.Bonifacio et al.*, *Astron. Astrophys.*, **498**, 877, 2009.
27. *Л.С.Любимков, Т.М.Рачковская, Д.Б.Поклад*, *Астрофизика*, **52**, 237, 2009.
28. *F. van Leeuwen*, *Hipparcos, the New Reduction of the Raw Data*, Dordrecht, Springer, 2007.
29. *T.Morel, K.Butler, C.Aerts, C.Neiner, M.Briquet*, *Astron. Astrophys.*, **457**, 651, 2006.
30. *C.Trundle, P.L.Dufton, I.Hunter et al.*, *Astron. Astrophys.*, **471**, 625, 2007.
31. *R.Napiworzki*, <http://www.astro.le.ac.uk/~rn38/uvbybeta.html>, 2004.
32. *J.Puls*, *Communications in Asteroseismology*, **158**, 113, 2009.
33. *J.Puls, M.A.Urbaneja, R.Venero et al.*, *Astron. Astrophys.*, **435**, 669, 2005.
34. *R.Walder, D.Folini, G.Meynet*, *Space Science Reviews*, **166**, 145, 2012.
35. *L.S.Lyubimkov, S.I.Rostopchin, D.L.Lambert*, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, **351**, 745, 2004.
36. *L.S.Lyubimkov, T.M.Rachkovskaya, S.I.Rostopchin, D.L.Lambert*, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, **333**, 9, 2002.
37. *Л.С.Любимков*, *Кинематика и Физика Небесных Тел*, **26**, №4, 32, 2010.

О ЧАСТОТАХ СУПЕРВСПЫШЕК У ЗВЕЗД СОЛНЕЧНОГО ТИПА, РЕГИСТРИРОВАННЫХ С ПОМОЩЬЮ ОРБИТАЛЬНОЙ ОБСЕРВАТОРИИ "КЕПЛЕР"

А.А.АКОПЯН

Поступила 26 июля 2013

Принята к печати 14 августа 2013

Проведено статистическое исследование звезд солнечного типа, у которых с помощью орбитальной обсерватории "Кеплер" обнаружены супервспышки. Для этого привлечены методы, разработанные при решении аналогичных задач для вспыхивающих звезд. Приведены оценки полного числа звезд, способных на супервспышки, определены функции распределения частоты вспышек как для полной выборки звезд, так и для отдельных подвыборок, составленных путем разбиения полной выборки на две части по значениям периодов вращения и амплитуд переменности. У звезды КIC 7264976 обнаружено статистически значимое изменение частоты супервспышек.

Ключевые слова: *супервспышка: частота вспышек*

1. *Введение.* Супервспышка у звезды солнечного типа представляет собой внезапное поярчение блеска с продолжительностью от нескольких минут до десятки часов. При этом выделяется энергия порядка 10^{33} - 10^{39} эрг, что от 10 до 10^7 раз больше, чем у самых мощных солнечных вспышек, зарегистрированных когда-либо [1].

До недавнего времени число известных супервспышек не превышало нескольких десятков. Впервые данные о них были собраны и представлены в работе [2]. Супервспышки имели место у одиноких, средневозрастных, медленно вращающихся звезд спектральных классов F8-G8. По аналогии с солнечными вспышками предполагается, что супервспышки связаны с магнитными полями. Согласно [1,3-6], супервспышки вызываются в результате взаимодействия интенсивных магнитных полей звезды и очень близко вращающейся вокруг него планеты, с массой, соизмеримой массе Юпитера (модель "горячего Юпитера").

Данные о супервспышках, опубликованные до 2012г., не являлись результатом однородных, целенаправленных исследований и в значительной мере носили случайный характер. Ситуация резко изменилась к лучшему после запуска орбитальной обсерватории "Кеплер". Основной задачей "Кеплер" является обнаружение внесолнечных планет и планетных систем путем высокоточных фотометрических измерений огромного количества

звезд. Благодаря этому, наблюдения "Кеплер" одновременно дают ценную и однородную информацию о переменных звездах и переменных явлениях почти всех типов, в том числе о вспыхивающих звездах и вспышках. Применительно к данной задаче данные "Кеплер" имеют двойную ценность, поскольку позволяют не только регистрировать супервспышки, но и в определенной степени ответить на вопрос о существовании вокруг вспыхнувшей звезды массивной планеты, способной содействовать возникновению супервспышек.

В работе [7] представлены данные о 365 супервспышках, обнаруженных у 148 звезд солнечного типа. Общее количество рассмотренных звезд данного типа при этом составляло более 83000. Были исследованы кривые блеска, полученные обсерваторией "Кеплер" в период от апреля 2009г. до декабря 2009г. Данные о вспышках, кривые вспышек, а также детальное описание процедуры обработки данных приводятся в [8]. Согласно [7], максимальная энергия вспышки не коррелирует с периодом вращения, однако быстровращающиеся звезды вспыхивают чаще. Не было подтверждено наличие у этих звезд близковращающейся планеты с массой, соизмеримой с массой Юпитера. Квазипериодическая модуляция яркости указывает на наличие у этих звезд пятен, значительно превышающих по своим размерам солнечные.

Целью данной работы является статистическое исследование упомянутой выше выборки - оценка числа звезд способных на супервспышки, определение функции распределения частоты вспышек, а также исследование возможной кратковременной переменности вспышечной активности. Для этого привлекаются методы, разработанные при решении аналогичных задач для вспыхивающих звезд. Базовым в этих методах является предположение о случайном и независимом характере вспышек. Это позволяет рассмотреть последовательность вспышек у каждой вспыхивающей звезды как случайный пуассоновский процесс.

2. Оценка числа звезд, показывающих супервспышки. Для оценки полного числа звезд, способных на супервспышки, можно применить оценку, полученную Амбарцумяном [9] для обыкновенных вспыхивающих звезд при двух следующих предположениях:

1) Последовательность вспышек у каждой вспыхивающей звезды представляет собой случайный пуассоновский процесс.

2) Частота вспышек у всех вспыхивающих звезд данной системы одинакова.

В этом случае, число n_0 вспыхивающих звезд системы, у которых еще не были зарегистрированы вспышки, можно выразить через числа n_1 и n_2 известных вспыхивающих звезд, у которых уже наблюдались, соответственно, по одной и по две вспышки, следующим образом:

$$n_0 = \frac{n_1^2}{2n_2}. \quad (1)$$

Соответственно, полное число вспыхивающих звезд в системе определяется как сумма уже известных и еще неизвестных вспыхивающих звезд:

$$N = n_0 + N_{obs}, \quad (2)$$

где N_{obs} - число обнаруженных вспыхивающих звезд. Дисперсия и доверительные интервалы этой оценки была получены в работе [10]. Согласно [10], дисперсия имеет вид:

$$\sigma_N^2 = n_2 \left[\frac{1}{2} \left(\frac{n_1}{n_2} \right)^2 + \left(\frac{n_1}{n_2} \right)^3 + \frac{1}{4} \left(\frac{n_1}{n_2} \right)^4 \right]. \quad (3)$$

В случае различных частот вспышек у разных звезд, оценка (1) дает лишь нижний предел числа n_0 [11]. Если отдельно взятая вспыхивающая звезда характеризуется некой частотой ν , то выборку исследуемых звезд можно описать распределением частот среди совокупности входящих в него вспыхивающих звезд, нормированную плотность которой обозначим через $\phi(\nu)$. Дисперсия этого распределения связана с дисперсией числа вспышек следующим образом (напр., [12]):

$$\sigma_\nu^2 = \frac{\sigma_k^2 - \bar{k}}{t^2}, \quad (4)$$

где σ_k^2 - дисперсия числа вспышек, \bar{k} - среднее число вспышек, t - общее эффективное время наблюдений, которое для подавляющего большинства

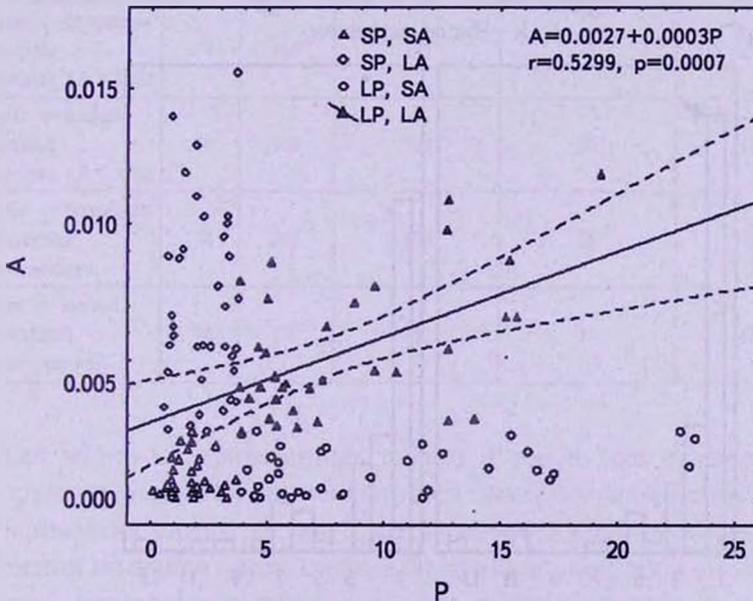


Рис.1. Зависимость амплитуды блеска от периода вращения: SP - малые периоды, SA - малые амплитуды, LP - большие периоды, LA - большие амплитуды. Кривая регрессии, соответствующий 95% доверительный интервал, коэффициент корреляции r и уровень значимости p относятся к подвыборке звезд с большими значениями периода и амплитуды (LP, LA).

исследуемых в данной работе звезд составляет 120 дней.

Статистическое исследование было проведено как для выборки в целом, так и для подвыборок, образованных путем деления полной выборки на две равные части по значениям периода вращения и амплитуды переменности блеска. Такое разбиение выборки носит несколько условный характер, но позволяет избежать трудностей, связанных с неодинаковыми объемами выборок. Полученные подвыборки обозначены; LA - звезды со

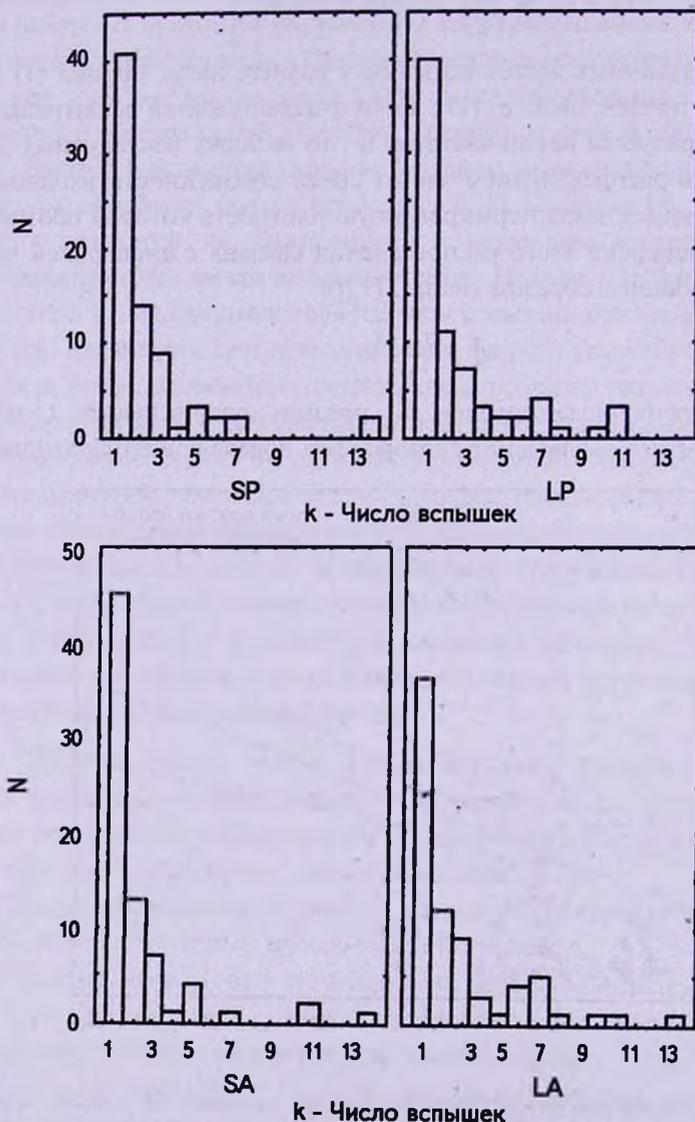


Рис.2. Распределение звезд по количеству супервспышек для подвыборок: SP - малые периоды, LP - большие периоды, SA - малые амплитуды, LA - большие амплитуды.

сравнительно большими амплитудами, SA -звезды со сравнительно маленькими амплитудами, LP - звезды со сравнительно большими периодами и SP - звезды со сравнительно маленькими периодами. Интересно, что если для полной выборки звезд не наблюдается корреляция между периодом вращения и амплитудой блеска, то для подвыборки с большими значениями этих величин наблюдается положительная корреляция (рис.1).

На рис.2 приводятся наблюдаемые распределения звезд по количеству супервспышек для этих подвыборок, а в табл.1 приводятся округленные до целого значения оценки общего числа вспыхивающих звезд, вычисленные по формулам (1-3). В табл.2 приведены среднее число вспышек и его дисперсия, с учетом оценки общего количества звезд, а также вычисленная по формуле (4) дисперсия частоты вспышек, где общее время наблюдений принято равной единице.

Таблица 1

ОЦЕНКИ ОБЩЕГО КОЛИЧЕСТВА ЗВЕЗД СПОСОБНЫХ НА СУПЕРВСПЫШКИ

	Число всп. звезд	Общее число вспышек	Оценка общего количества всп. звезд	Средняя ошибка оценки общего количества	95% доверительный интервал общего количества всп. звезд
Полная выборка	148	365	279	41	(220, 386)
Звезды с большим периодом вращения ($P > 3^d.8$)	74	196	147	33	(105, 243)
Звезды с малым периодом вращения ($P < 3^d.8$)	74	169	134	26	(101, 209)
Звезды с большой амплитудой переменности	74	206	128	25	(97, 202)
Звезды с малой амплитудой переменности	74	159	152	33	(109, 246)

Как видно из приведенных таблиц и рис.1, при разбиении общей выборки по периодам не наблюдается значимое изменение изучаемых статистических характеристик. Такое изменение четко прослеживается при разбиении по амплитудам; среднее значение и дисперсия числа вспышек, а также дисперсия частоты вспышек существенно больше у звезд с большими амплитудами. Более детально этот вопрос рассмотрен в следующем разделе.

ВЫЧИСЛЕННЫЕ ПАРАМЕТРЫ ВЫБОРОК

	Среднее число вспышек	Дисперсия числа вспышек	Дисперсия частоты вспышек, согласно (4), принято $r = 1$
Полная выборка	1.31 (0.95, 1.66)	5.01	3.70
Звезды с большим периодом вращения ($P > 3^d.8$)	1.33 (0.81, 1.87)	5.33	3.72
Звезды с малым периодом вращения ($P < 3^d.8$)	1.26 (0.81, 1.67)	4.65	3.39
Звезды с большой амплитудой переменности ($A > 0.002435$)	1.61 (1.02, 2.12)	6.11	4.50
Звезды с малой амплитудой переменности ($A < 0.002435$)	1.05 (0.64, 1.46)	3.95	2.90

3. *Определение функции распределения частоты супервспышек.* Определение плотности распределения $\varphi(v)$ путем прямых подсчетов пока практически невозможно из-за сравнительно малого числа зарегистрированных вспышек у отдельных звезд.

В 1978г. Амбарцумян [13] предложил статистический метод определения $\varphi(v)$, основанный на решении обратной задачи, позволяющий обойти эту трудность. В работе [14] был предложен другой метод определения функции распределения частоты вспышек случайно вспыхивающих объектов. Суть метода состоит в определении искомой функции через собственные моменты распределения.

В задаче определения функции распределения частоты вспышек в качестве исходного эмпирического распределения служит распределение числа наблюдаемых вспышек вспыхивающих звезд, а не распределение соответствующих частот. Однако можно выразить моменты функции распределения частоты вспышек через соответствующие моменты числа вспышек. Для выборки вспыхивающих объектов с плотностью распределения частоты $\varphi(v)$, моменты распределения числа вспышек соответственно равны:

$$\mu k_j = \int \sum_{k=0}^{\infty} k \frac{(vt)^k}{k!} e^{-vt} \varphi(v) dv,$$

$$\mu k_j = \int \sum_{k=0}^{\infty} (k - \mu k_1)^j \frac{(vt)^k}{k!} e^{-vt} \varphi(v) dv, \quad j = 2, 3, 4$$

где, в частности, μk_1 - среднее число вспышек, μk_2 - дисперсия числа

вспышек.

Соотношения, связывающие моменты частоты вспышек с моментами распределения числа вспышек, соответственно равны:

$$\begin{aligned} \mu\nu_1 &= \frac{\mu k_1}{t}, \quad \mu\nu_2 = \frac{\mu k_2 - \mu k_1}{t^2}, \quad \mu\nu_3 = \frac{\mu k_3 - 3\mu k_2 + 2\mu k_1}{t^3}, \\ \mu\nu_4 &= \frac{\mu k_4 - 6\mu k_3 - 6\mu k_2 \cdot \mu k_1 + 11\mu k_2 - 6\mu k_1 + 3\mu k_1^2}{t^3}. \end{aligned} \quad (5)$$

Легко заметить, что второе уравнение системы (5) это уравнение (4) в других обозначениях.

Подставляя эмпирические моменты распределения числа вспышек в (5), получим соответствующие эмпирические моменты функции распределения частоты вспышек. Таким образом, задача сводится к определению функции распределения с помощью известных моментов распределения. Для этого в [14] был использован метод подгонки кривых семейства распределений Пирсона методом моментов [15]. Тип распределения определяется величинами β_1 , β_2 , κ , где

$$\beta_1 = \frac{\mu\nu_3^2}{\mu\nu_2^3}, \quad \beta_2 = \frac{\mu\nu_4}{\mu\nu_2^2}, \quad \kappa = \beta_1 \frac{(\beta_2 + 3)^2}{4(2\beta_2 - 3\beta_1 - 6)(4\beta_2 - 3\beta_1)}.$$

Используя полученные в предыдущем разделе оценки общего количества звезд, можно вычислить значения β_1 , β_2 , κ и определить тип распределения для всех выборок (рис.3). Оказалось, что функции распределения

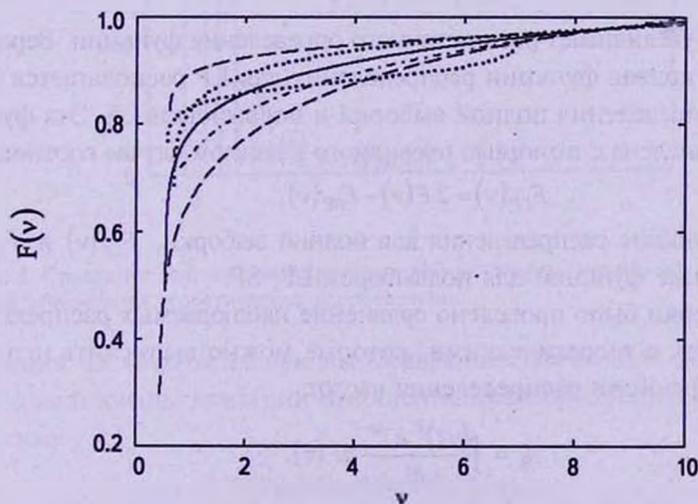


Рис.3. Функции распределения частоты вспышек для полной выборки - сплошная линия, для звезд с малой амплитудой (SA) - верхняя прерывистая линия, для звезд с большой амплитудой (LA) - нижняя прерывистая линия, для звезд с малым периодом (SP) - верхняя кривая с точками, для звезд с большим периодом (LP) - нижняя кривая с точками. Перевычисленная функция для LP показана линией с точками. За единицу времени принято полное время наблюдений - 120 дней.

можно представить в виде распределения Пирсона I типа (бета распределение):

$$F(v) = C \int_{\hat{v}-a}^v \left(1 + \frac{\eta - \hat{v}}{a}\right)^{m_1} \left(1 - \frac{\eta - \hat{v}}{b}\right)^{m_2} d\eta,$$

где \hat{v} - среднее, а $(\hat{v} - a)$ - нижний предел распределения. Соответственно, верхним пределом будет $(\hat{v} + b)$.

Параметры соответствующих распределений приведены в табл.3.

Очевидно, что кривая функция распределения для полной выборки должна быть некой "усредненной" кривой соответствующих кривых функций подвыборок SA, LA, с одной стороны, и подвыборок SP, LP, с другой. Однако, если в первом случае это четко отмечается, то во втором - нет. Возможно, это связано с тем, что для подвыборки LP значения β_1, β_2 оказались очень близки к границе допустимой области применения метода

Таблица 3

ПАРАМЕТРЫ РАСПРЕДЕЛЕНИЙ

	C	a	b	m_1	m_2	\hat{v}
Полная выборка	0.081	0.758	9.504	-0.925	-0.058	1.297
LP	0.027	0.786	5.630	-0.977	-0.836	1.331
SP	0.078	0.592	12.755	-0.945	0.176	1.261
LA	0.098	1.173	9.385	-0.839	0.284	1.609
SA	0.050	0.464	9.772	0.975	-0.466	1.046

Пирсона, что увеличивает риск неточного определения функции. Вероятнее, что реальная кривая функции распределения для LP располагается между кривыми распределения полной выборки и подвыборки LA. Эта функция была перевычислена с помощью очевидного в данном случае соотношения:

$$F_{LP}(v) = 2F(v) - F_{SP}(v),$$

где $F(v)$ - функция распределения для полной выборки, $F_{LP}(v)$ и $F_{SP}(v)$ - соответствующие функции для подвыборок LP, SP.

Для проверки было проведено сравнение наблюдаемых распределений числа вспышек с теоретическими, которые можно вычислить, используя полученные функции распределения частот:

$$n_k = \int \frac{(vt)^k e^{-vt}}{k!} dF(v).$$

На рис.4 приведено сравнение наблюдаемого распределения числа вспышек с теоретическим для полной выборки. Согласно критерию χ^2 , они не отличаются друг от друга на уровне значимости 0.05. Такая же картина наблюдается и для остальных выборок.

Из полученных результатов можно сделать следующие выводы:

- процент звезд с высокими частотами супервспышек значительно выше у звезд с большими амплитудами переменности. Например, частота вспышек у подавляющего большинства (около 90%) звезд с малой амплитудой переменности меньше 0.01/день, а частота супервспышек у более 20% звезд с большой амплитудой переменности превышает значение 0.02/день, а у более 10% звезд она выше, чем 0.04/день,

- аналогичная картина с меньшим контрастом численных значений наблюдается и для периодов, т.е. среди звезд с большими периодами сравнительно больше звезд с высокими частотами, что следует также из зависимости, приведенной на рис.1,

- создается впечатление, что амплитуда переменности более тесно связана со вспышечной активностью, чем период вращения.

4. *Исследование переменности вспышечной активности.* В работах [16-18], привлекая методы, разработанные в современной теории обнаружения изменения свойств сигналов и динамических систем (см. напр., [19]), были предложены и применены критерии обнаружения

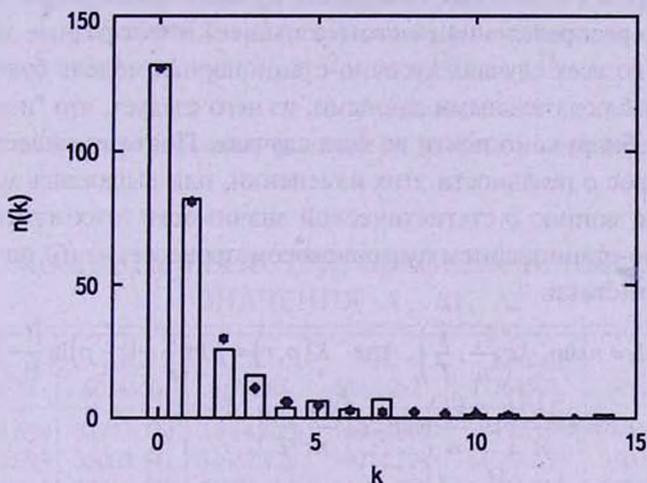


Рис.4. Сравнение наблюдаемого распределения с теоретическим для полной выборки. Точками обозначено теоретическое распределение.

изменения частоты вспышек вспыхивающих звезд. Для этого в [16-18] были использованы критерии отношения правдоподобий, основанные на статистике

$$\Lambda = \sup_{\tau} \sup_{v_1} \sup_{v_2} \inf_{v} \ln L_{H_1/H_0}, \quad (6)$$

где $\ln L_{H_1/H_0}$ - логарифм отношения правдоподобий, H_0 - гипотеза о постоянной частоте, H_1 - гипотеза об изменении частоты, \sup и \inf соответственно означают супремум и инфимум данного отношения по величине, указанной в качестве индекса. В данной работе эти критерии

привлекаются для обнаружения возможной кратковременной переменности вспышечной активности звезд, у которых регистрированы супервспышки.

Наличие кратковременной переменности вспышечной активности можно заподозрить, исходя из существующих представлений о природе вспышек. Учитывая локальный характер вспышек и вращение звезд, можно ожидать, что, когда локальные области высокой вспышечной активности из-за вращения звезды оказываются на обратной от нас стороне звезды, происходит изменение частоты вспышек. Это изменение будет особенно существенным при сильно неравномерном распределении активных областей. Изменение вспышечной активности можно ожидать и в рамках модели "горячего Юпитера", где изменение будет связано уже с вращением планеты вокруг звезды.

С математической точки зрения вопрос сводится к обнаружению переменности параметра пуассоновского распределения. Если предполагаемое изменение происходит скачкообразно или в течение сравнительно небольшого времени, то последовательность вспышек, вместо стационарного пуассоновского процесса, лучше описать кусочно-стационарным пуассоновским, при котором в отдельных интервалах времени наблюдений параметр пуассоновского распределения (частота вспышек) имеет разные значения. Очевидно, что во всех случаях кусочно-стационарная модель будет лучше согласована с наблюдательными данными, из чего следует, что "изменение" частоты будет обнаружено почти во всех случаях. Поэтому существенным становится вопрос о реальности этих изменений, или выражаясь математическим языком, вопрос о статистической значимости этих изменений.

При кусочно-стационарном пуассоновском процессе, из (6) получаются следующие статистики:

$$а) \Lambda \equiv \sup_{\tau} L = n \sup_{\tau} K\left(\frac{k_{\tau}}{n}, \frac{\tau}{T}\right), \text{ где } K(p, r) = p \ln \frac{p}{r} + (1-p) \ln \frac{(1-p)}{(1-r)},$$

$$б) \Lambda 1 \equiv \sup_{\tau} L 1 = n \frac{2k_{\tau}}{n} \left(1 - \frac{k_{\tau}}{n}\right) \sup_{\tau} K\left(\frac{k_{\tau}}{n}, \frac{\tau}{T}\right),$$

$$в) \Lambda 2 \equiv \sup_{\tau} L 2 = n \sup_{\tau} \left| \frac{k_{\tau}}{n} - \frac{\tau}{T} \right|,$$

где $\frac{2k_{\tau}}{n} \left(1 - \frac{k_{\tau}}{n}\right)$ - весовая функция, $\left(\frac{k_{\tau}}{n} - \frac{\tau}{T}\right) = \frac{\tau(T-\tau)}{nT} \left(\frac{k_{\tau}}{\tau} - \frac{n-k_{\tau}}{T-\tau}\right)$ - нормированная разность между оценками частот, τ - момент изменения частоты, T - полное время наблюдений, ν - частота вспышек при предположении о ее постоянстве, ν_1 - частота вспышек до предполагаемого момента изменения частоты, ν_2 - частота вспышек после предполагаемого момента изменения частоты, k_{τ} - количество зарегистрированных вспышек за время τ , n - количество зарегистрированных вспышек за время T ($n = k_T$).

Изменение частоты можно считать установленным с уровнем значимости α , если значение статистики критерия Λ ($\Lambda 1, \Lambda 2$) превышает некую

пороговую величину $c(\alpha)$. Зависимости пороговой величины от уровня значимости от числа зарегистрированных вспышек n ранее были получены нами с помощью численного моделирования [17]. На рис.5 приведена лишь

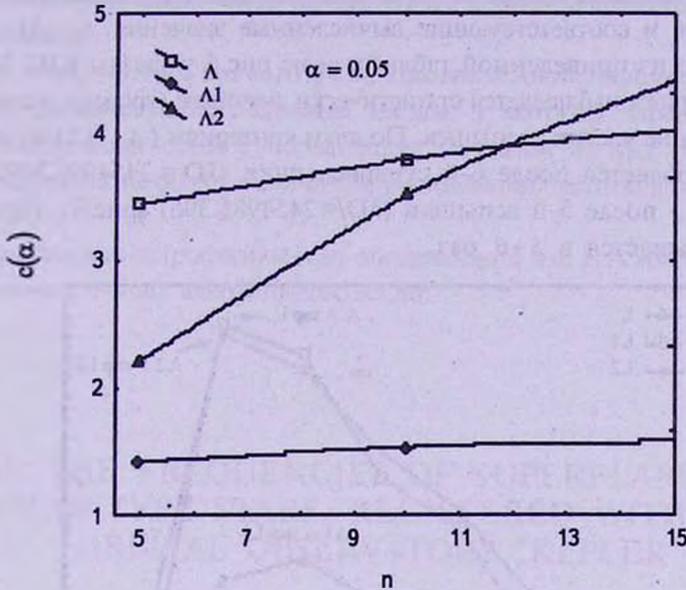


Рис.5. Зависимость пороговой величины от числа зарегистрированных вспышек n .

Таблица 4

МОМЕНТЫ РЕГИСТРИРОВАННЫХ ВСПЫШЕК И
ЗНАЧЕНИЯ λ , λ_1 , λ_2

	KIC 7264976	KIC 6034120	KIC 8547383	KIC 10422252	KIC 11764567	KIC 4742436	KIC 7174505
1	54966.698	54993.774	54966.617	54964.695	54955.377	54973.135	54965.902
2	54972.093	55003.541	54967.720	54974.279	54957.359	55003.092	54967.823
3	54974.280	55014.147	54970.683	54989.543	54970.764	55005.932	54970.091
4	54981.411	55028.267	54982.760	54997.288	54979.489	55012.982	54977.141
5	54985.396	55041.487	55003.746	55006.340	54979.816	55025.774	54984.395
6	54996.369	55055.239	55027.755	55008.281	54993.078	55027.756	55012.818
7	55060.572	55066.273	55047.351	55012.716	55037.992	55039.873	55017.273
8	55079.125	55067.029	55050.559	55018.294	55049.026	55052.644	55028.450
9		55071.402	55058.610	55032.353	55056.117	55055.035	55029.186
10		55082.149	55077.286	55035.377	55058.508	55069.072	55030.759
11			55082.210	55041.814	55062.921	55073.098	55034.437
12						55075.509	55061.266
13						55081.210	55065.619
14						55083.478	55074.956
λ	3.920	1.491	1.594	2.426	1.420	0.571	1.249
λ_1	1.698	0.268	0.632	0.560	0.704	0.140	0.479
λ_2	3.812	2.328	2.037	3.204	2.534	1.648	2.794

та часть зависимости $c(\alpha)$ от n , которая необходима в данной работе.

Для дальнейшего исследования на переменную вспышечную активность были отобраны звезды, показавшие по восемь и более вспышек. В табл.4 приведен список исследованных звезд, с моментами зарегистрированных вспышек в JD 2400000+ и соответствующие вычисленные значения Λ , Λ_1 , Λ_2 .

Как видно из приведенной таблицы и из рис.6 у звезды KIC 7264976 по всем критериям наблюдается статистически значимое (уровень значимости - 0.05) изменение частоты вспышек. По двум критериям (Λ , Λ_2) изменение частоты наблюдается после 6-й супервспышки (JD = 2454996.369), а по критерию Λ_1 - после 5-й вспышки (JD = 2454985.396) (рис.6). При этом частота уменьшается в 5+6 раз.

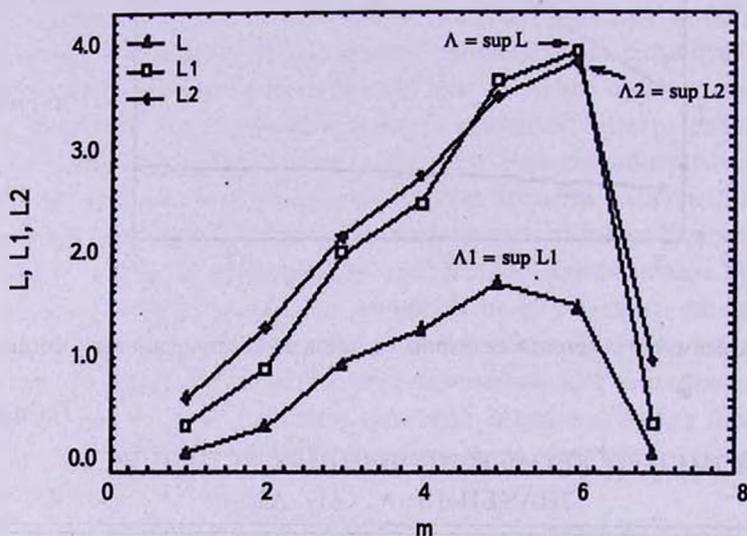


Рис.6. Зависимость вычисленных величин L , L_1 , L_2 от порядкового номера вспышки для звезды KIC 7264976, где как L , L_1 , L_2 обозначены функции, супремумами которых являются, соответственно, Λ , Λ_1 , Λ_2 .

При предположении о постоянной частоте вспышек вероятность такого распределения по интервалам времени τ и $(T-\tau)$, вычисленная по формуле (6), меньше $q = 0.025$,

$$q = \frac{\tau^k (T-\tau)^{n-k}}{T^n} \frac{nl}{k!(n-k)!} \quad (6)$$

Согласно [8] звезда KIC 7264976 имеет эффективную температуру 5184 K, период вращения -12.7 дня и амплитуду $9.84 \cdot 10^{-3}$.

5. **Заключение.** В данной работе проведено статистическое исследование выборки звезд солнечного типа, у которых с помощью орбитальной обсерватории "Кеплер" обнаружены супервспышки. Для этого привлечены методы, используемые при решении аналогичных задач для вспышечных звезд.

Получены оценки полного числа звезд, способных на супервспышки, определены функции распределения частоты вспышек как для полной выборки, так и для отдельных подвыборок, составленных путем разбиения полной выборки на две части по значениям периодов вращения и амплитуд переменности.

Для обнаружения возможной кратковременной переменности вспышечной активности исследованы звезды, у которых зарегистрированы наибольшие количества супервспышек. У одной из них (KIC 7264976) обнаружено статистически значимое уменьшение частоты в несколько раз.

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

ON THE FREQUENCIES OF SUPERFLARES OF SOLAR-TYPE STARS, REGISTERED WITH THE ORBITAL OBSERVATORY "KEPLER"

A.A.AKOPIAN

Statistical study of solar-type stars which show a superflare, that have observed with the orbiting observatory "Kepler", is presented. For this, methods developed for solving similar problems to flare stars were involved. The estimates of the total number of stars, that can show a superflare, the functions of the frequency distribution of superflares for the whole sample of stars and the individual sub-samples drawn up by splitting the whole sample into two parts by the values of the rotation periods and amplitudes of variability, are presented. Statistically significant change of the frequency of superflares is noted at star KIC 7264976.

Key words: *superflare: flare frequency*

ЛИТЕРАТУРА

1. B.Schaefer, Nature, 485, 456, 2012.
2. B.Schaefer, Astrophys. J., 337, 927, 1989.
3. E.P.Rubenstein, B.Schaefer, Astrophys. J., 529, 1031, 2000.

4. *M.Cuntz, S.H.Saar, Z.E.Musielak*, *Astrophys. J.*, **533**, L151-L154, 2000.
5. *W.-H Ip, A.Kopp, J.-H.Hu*, *Astrophys. J.*, **602**, L53-L56, 2004.
6. *A.F.Lanza*, *Astron. Astrophys.*, **487**, 1163, 2008.
7. *H.Maehara, T.Shibayama, S.Noisu et al.*, *Nature*, **485**, 478, 2012.
8. *H.Maehara, T.Shibayama, S.Noisu et al.*, *Nature*, **485**, Supplementary Information, 11063, 2012.
9. *В.А.Амбарцумян*, "Звезды, Туманности, Галактики", Изд. АН Арм ССР, 1969, с.283.
10. *A.Chao*, *Biometrics*, **43**, 783, 1987.
11. *В.А.Амбарцумян, Л.В.Мирзоян, Э.С.Парсамян и др.*, *Астрофизика*, **6**, 7, 1970.
12. *М.Кендалл, А.Стьюарт*, "Теория распределений", М., Наука, 1966, с.587.
13. *В.А.Амбарцумян*, *Астрофизика*, **14**, 367, 1978.
14. *А.А.Акопян*, *Астрофизика*, **46**, 75, 2003.
15. *W.Elderton, N.Johnson*, "Systems of frequency curves", Cambridge Univ. Press, 1969, p.216.
16. *А.А.Акопян*, *Астрофизика*, **42**, 555, 1999.
17. *А.А.Акопян*, *Астрофизика*, **44**, 131, 2001.
18. *А.А.Акопян, Л.Саргсян*, *Астрофизика*, **45**, 29, 2002.
19. "Обнаружение изменения свойств сигналов и динамических систем", сб. статей, М., Мир, 1989.

ФОТОМЕТРИЯ И СПЕКТРОСКОПИЯ ES Aql, SV Sge И Z UMi, ХОЛОДНЫХ ЗВЕЗД С ПЕРЕМЕННОСТЬЮ ТИПА R СЕВЕРНОЙ КОРОНЫ

А.Э.РОЗЕНБУШ

Поступила 12 июля 2013

Принята к печати 14 августа 2013

Выполнена *UBVR_I* фотометрия трех холодных звезд с переменностью типа R Северной Короны, ES Aql, SV Sge и Z UMi. ES Aql и Z UMi во время минимумов визуального блеска продемонстрировали поведение блеска и цвета типичное данному типу переменности: уменьшение или увеличение показателей цвета при падении блеска и увеличение при восстановлении нормального состояния. Молекулярный спектр у Z UMi во второй половине минимума при ослаблении около 4^m был уже нормальный, но линии дублета D Na I были еще заполнены эмиссией. Профили линий D Na I высокого спектрального разрешения у SV Sge систематически показывают смещение до -10 км/с и протяженное коротковолновое крыло, что можно расценивать как следствие постоянного истечения вещества из атмосферы звезды, не приводящего к минимумам визуального блеска уже на протяжении 9 лет. Отождествление межзвездных линий D Na I в спектрах высокого спектрального разрешения позволило подтвердить известный избыток цвета $E(B - V)$ для Z UMi на уровне $0^{m}.02 + 0^{m}.11$ и существенно понизить, до $0^{m}.03$, его значение у SV Sge. Для последней звезды это одновременно допускает возможность существенно меньшего абсолютного блеска, $M_p \leq 2^m$, чем допускалось ранее.

Ключевые слова: *звезды: типа R CrB; фотометрия; спектроскопия; межзвездная экстинкция - объекты: ES Aql, SV Sge, Z UMi*

1. *Введение.* Звезды с переменностью типа R Северной Короны (RCB) обладают уникальной особенностью легко выделяющей их среди других типов переменных звезд: резкие падения блеска с амплитудой до 8^m и более медленное восстановление нормального блеска с длительностью всего процесса десятки-сотни суток [1,2]. Поэтому анализ фотометрических обзоров неба (в последнее время этот процесс автоматизируется), значительно расширил список звезд-кандидатов в члены этой группы переменных (MACHO [3], EROS-2 [4]). Второй критерий - спектр углеродной звезды с признаком необычной слабости линий водорода - одновременно позволяет оценивать температуру звезды. Спектры новых членов группы RCB звезд демонстрируют в основном признаки холодных углеродных звезд. Первоначально группу (около 30 объектов) составляли главным образом звезды с эффективными температурами 6000-7000 К (теплые звезды) и несколько звезд с температурами выше (до 20000 К) (горячие звезды) и ниже (4000-5000 К) (холодные звезды) этого диапазона. К холодным переменным примыкают очень холодная

($T_{\text{eff}} \approx 3000\text{K}$) DY Per и ей подобные звезды, которые выделяют в подгруппу DY Per ввиду пониженной светимости: абсолютная визуальная величина $M_V \approx 0^m$ или абсолютная болометрическая $M_{\text{bol}} \approx -1 + -2^m$, тогда как у теплых звезд $M_V \approx M_{\text{bol}} \approx -5^m$ [5].

В данном исследовании рассматриваются 3 звезды из группы холодных звезд: ES Aql, SV Sge и Z UMi. История исследования двух последних звезд начинается в Симеизе (Крымская астрофизическая обсерватория, Украина) и является типичной для слабых звезд. Переменность SV Sge была обнаружена Альбицким [6] в Симеизе и несколько позже Паренаго [7] классифицировал ее как переменную типа RCB, кривая блеска хорошо известна, но цветовые характеристики в активном состоянии известны плохо. Переменность блеска Z UMi также была открыта в Симеизе [8], тип переменности уверенно классифицирован как RCB-тип в 1994г. [9]. Переменность ES Aql обнаружена в начале XX в., но классифицирована как RCB-тип только через 100 лет [10]. Это сравнительно слабые звезды: самая яркая - SV Sge в спокойном состоянии имеет визуальный блеск $10^m.5$, что при амплитуде основной переменности 5^m и более ограничивало возможности многоцветной фотометрии, не говоря уже о спектральных наблюдениях. Из наших звезд только Z UMi имеет отрывочные данные о спектре в минимуме блеска [9]: спектроскопия низкого спектрального разрешения, относящаяся к фазе минимального блеска с ослаблением 6^m , показала присутствие только эмиссии D Na I.

Мы проанализируем фотометрическое поведение звезд программы во время минимумов блеска 2006-2009гг. и дополним его результатами наших спектральных наблюдений высокого и низкого спектрального разрешения. Мы оценим межзвездное поглощение, основываясь на свойствах межзвездных линий в спектрах SV Sge и Z UMi.

Данное исследование дополняет спектrophотометрию низкого спектрального разрешения и моделирование распределения энергии в спектрах этих звезд, в ходе которых были оценены эффективные температуры, ускорения силы тяжести и некоторые основные параметры химического состава [11].

2. Наблюдения. Фотометрия была выполнена в касегреновском фокусе 1-м телескопа Крымской астрофизической обсерватории (КРАО, Симеиз, Крым), оснащенный ПЗС камерой Apogee Alta U42 ($2k \times 2k$) с набором стандартных $UBVR_cI_c$ фильтров [12].

Фотометрические условия в месте наблюдений не являются удачными и стабильными для получения качественных данных [13]. Это обстоятельство и то, что изображение редко имело размер порядка 1-1.5 угловых секунды, определили необходимость получения нескольких кадров в каждом фильтре и выбора соответствующего режима камеры: ячейки матрицы объединялись 2×2 и 3×3 (масштаб поля зрения $15.5''/\text{мм}$ или $0''.21$ на пиксел). Экспозиции варьировали от 5с до 120 - 240с. Другие стандартные детали методики можно

Таблица 1

UBVR_cI_c ВЕЛИЧИНЫ ЗВЕЗД ОКРЕСТНОСТЕЙ ES Aql, SV Sge И Z UMi

Звезда	Номер каталога UCAC4	U σ_U	B σ_B	V σ_V	R _c σ_R	I _c σ_I
1	2	3	4	5	6	7
ES Aql 450-112589	1 449-112325	14.714 ±0.159	13.433 ±0.051	12.069 ±0.026	11.357 ±0.019	10.649 ±0.027
	2 450-112668	14.06	12.49	10.82	9.90	9.15
	3 450-112553	16.673 .367	15.756 .067	14.512 .032	13.892 .018	13.144 .089
	4 449-112265	-	16.386 .080	14.879 .027	14.032 .032	13.133 .028
	5 450-112591	16.049 .240	16.301 .070	15.215 .049	14.598 .096	14.051 .044
	6 450-112642	15.638 .029	15.792 .057	15.028 .031	14.579 .054	14.041 .107
	7 ---	-	17.258 .126	16.225 .047	15.707 .122	15.017 .060
	8 450-112611	-	17.242 .262	15.835 .152	15.065 .051	14.237 .060
SV Sge 539-090146	1 538-092215	-	15.451 .036	13.101 .024	11.782 .014	10.494 .013
	2 539-090223	-	16.310 .046	14.109 .016	12.871 .040	11.679 .014
	3 539-090186	-	15.927 .020	13.897 .030	12.826 .047	11.773 .012
	4 539-090297	17.18:	16.728 .132	15.486 .039	14.780 .079	14.095 .064
	5 539-090327	-	13.963 .053	13.133 .036	12.646 .016	13.173 .014
	6 539-090135	-	15.716 .027	14.893 .143	14.442 .110	13.800 .118
Z UMi 866-007160	1 866-007167	13.478 .196	12.559 .058	11.416 .034	10.821 .040	10.250 .055
	2 866-007159	11.735 .172	11.778 .075	11.163 .029	10.826 .030	10.454 .030
	3 866-007172	13.172 .183	13.236 .056	12.602 .047	12.243 .012	11.83
	4 866-007169	14.871 .119	13.684 .034	13.020 .033	12.629 .036	12.233 .040
	5 865-007465	14.52	14.37	13.690 .030	13.28	12.88
	6 866-007165	14.956 .260	14.932 .061	14.195 .040	13.808 .093	13.339 .044

Таблица 1 (окончание)

1	2	3	4	5	6	7
	7 866-007155	15.140 .408	15.051 .060	14.343 .037	13.960 .048	13.471 .075
	8 866-007162	15.606 .368	15.279 .054	14.483 .034	14.025 .036	13.577 .052
	9 865-007468	16.69	15.967 .066	15.034 .029	14.492 .047	13.987 .041
	10 866-007170	15.67	16.020 .142	15.435 .149	15.111 .100	14.686 .390
	11 866-007163	16.59 .81	16.522 .111	15.620 .060	15.115 .040	14.642 .142
	14 ---	-	17.488 .174	16.726 .116	16.367 .139	15.910 .379
	15 866-007158	-	18.125 .374	16.898 .116	16.063 .069	15.252 .216
	16 ---	-	18.501 .563	17.312 .097	16.631 .061	16.210 .372
	17 ---	-	18.764 .207	17.354 .040	16.359 .047	15.186 .159

найти в работе по исследованию астроклимата для 1-м телескопа [13]. Подбор звезд поля для ES Aql и SV Sge определялся их изолированностью.

Стандартизация звезд окрестностей (табл.1) была выполнена привязкой к стандартам в экваториальных площадках SA [14]. Уравнения трансформации инструментальной системы в стандартную были получены в результате наблюдений скопления M 67 [15,16] и площадок SA 98, 105, 110, 111 [14]. Внутренняя точность фотометрии оказалась на уровне $0^m.005$. Уменьшение результирующей точности (вторая строка для каждой звезды в табл.1, если было три и более измерений) обусловлено ошибками учета средней атмосферной экстинкции [13]. В табл.1 приведен локальный порядковый номер звезды (верхняя строка) и ее номер в каталоге UCAC4 [17] (для Z UMi сохранена нумерация A.Henden, AAVSO). Точность фотометрии звезд сравнения (табл.1) характеризует также точность фотометрии переменных. Звезда сравнения "2" для ES Aql может быть переменной. Предельные звездные величины при единичных экспозициях составили: в полосе U около $16^m.5$ для экспозиций порядка 240 с, в полосе $B \sim 18^m.5 - 120$ с и $V \sim 20^m - 21^m - 120$ с при изображении около 1.5-2 угловых секунд и при отношении сигнал/шум $S/N = 1$. Некоторое увеличение точности и проникающей способности в полосе U достигалось сложением нескольких изображений. Учет инструментальной системы для переменных, за исключением SV Sge (см. соответствующий пункт ниже), мы не проводили. Эта процедура в случае трансформаций спектра, наблюдаемых у наших звезд

во время минимумов блеска (изменение континуума, исчезновение линий поглощения и появление интенсивных эмиссионных линий), будет некорректной; к тому же программные звезды обладают углеродными спектрами, что также должно отображаться на уравнениях трансформации (полученных в основном по звездам кислородной последовательности).

В течение 1999-2012гг. было получено несколько спектров SV Sge на спектрографе в фокусе куде 2.6-м телескопа ЗТШ КраО, оснащенного ПЗС камерой Andor iKon (2k×2k), в области линий резонансного дублета натрия D Na I и одной из линий субординатного инфракрасного триплета кальция Ca II λ 8542 Å (табл.2). Спектральное разрешение около 30000, отношение сигнал/шум $S/N \sim 80$ для линий натрия и ~ 50 для линии кальция; протяженность участка спектра до 60 Å. Спектр сравнения для шкалы длин волн задавался аргон-ториевой лампой. Точность шкалы длин волн, определенная по теллурическим линиям воды около 0.03 Å или 1.5 км/с. Для дальнейшего

Таблица 2

ВЫПИСКА ИЗ ЖУРНАЛА НАБЛЮДЕНИЙ SV Sge НА СПЕКТРОГРАФЕ ФОКУСА КУДЕ 2.6-м ТЕЛЕСКОПА ЗТШ

Юлианская дата наблюдений, JD 2450000+	Визуальный блеск звезды	Время накопления, с (число экспозиций)	Область спектральной линии	Входная щель спектрографа, мм
1445.5	11.2	1800 (1)	D Na I	0.6
1453.4	11.2	4560 (2)	Ca II 8542	0.8
2568.3	11.3	1800 (1)	D Na I	0.7
2853.4	11.0	1800 (1)	D Na I	0.6
3873.4	10.8	9900 (6)	D Na I	0.7
5166.2	10.5	2400 (2)	D Na I	0.8
		1800 (1)	Ca II 8542	0.8
5437.3	10.6	7800 (5)	D Na I	0.4
		3600 (2)	Ca II 8542	0.4
5688.6	10.6	9600 (6)	D Na I	0.4
6208.3	10.6	5700 (4)	D Na I	0.6
6463.5	10.6	10800 (6)	D Na I	0.8

анализа для компенсации переменности лучевой скорости звезды ввиду ее возможных малоамплитудных пульсаций мы выполнили сдвиги спектров по шкале длин волн к нуль-пункту одного из спектров (за 2002г.). Сдвиги были в диапазоне 4 км/с, т.е. на уровне ошибок. Можно также сказать, что амплитуда пульсаций лучевой скорости звезды не превышает 4 км/с.

Для Z UMi, находившейся во время наших наблюдений в минимуме блеска, были проведены также спектральные наблюдения низкого спектрального разрешения (табл.3). Использовался спектрометр СПЭМ (Спектрограф Эопный Монины), установленный в фокусе Нэсмита 2.6-м телескопа ЗТШ КраО и оснащенный ПЗС камерой SPEC-10 (1340×100 пикселей).

ВЫПИСКА ИЗ ЖУРНАЛА НАБЛЮДЕНИЙ НА СПЕКТРОГРАФЕ
СПЭМ В ФОКУСЕ НЭСМИТА 2.6-м ТЕЛЕСКОПА ЗТШ

Звезда	Дата наблюдений	Визуальный блеск звезды	Спектральный диапазон, Å
Z UMi	06.06.2008	14 ^m .8	5600-7800 3750-6000
	10.03.2009	12 ^m .2	5600-7550 3850-6200
	26.05.2009	11 ^m .8	3720-6170 5600-7890

Спектральное разрешение составляло около 8 \AA , $S/N > 100$. Редукция результатов наблюдений проводилась по стандартной методике с помощью пакета программ и параметров атмосферной экстинкции, используемых в КраО и предоставленных в наше распоряжение С.Сергеевым. Звезды сравнения наблюдались в ту же ночь или ввиду нестабильных атмосферных условий в другие ночи с более благоприятными условиями. Результирующие спектры звезды скомпонованы из 2-3 перекрывающихся участков.

3. Дискуссия.

3.1. *Индивидуальные объекты.* ES Aql. В 2002г. была выполнена единственная фотометрия в неглубоком ($\Delta m \sim 3^m - 4^m$) минимуме блеска [10]. Наша фотометрия относится к минимуму 2007-2008гг. (табл.4, рис.1).

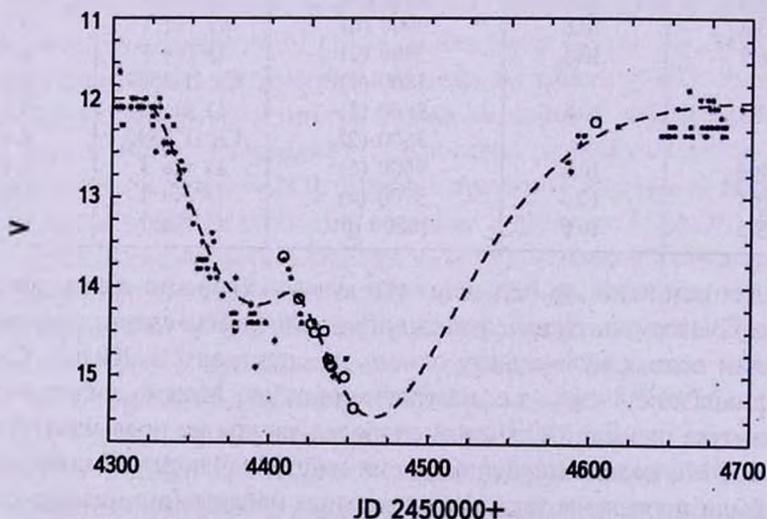


Рис.1. Кривая блеска ES Aql во время минимума 2007-2008гг. Кружки - данные табл.4; точки - наблюдения из базы данных AAVSO. Штриховая линия - аналитическая аппроксимация кривой блеска с параметрами из табл.5.

Таблица 4

ИНСТРУМЕНТАЛЬНЫЕ $ubvr_i$ ВЕЛИЧИНЫ ES Aql

JD 2450000 +	<i>u</i>	<i>b</i>	<i>v</i>	<i>r_c</i>	<i>i_c</i>
4170.62	-	16.246	14.287	12.980	11.666
4408.20	16.358	15.550	13.661	12.427	11.127
4418.20	-	16.486	14.131	12.861	11.567
4426.18	-	16.762	14.408	13.128	11.844
4428.16	16.564	16.778	14.505	13.235	11.861
4434.17	16.611	17.066	14.498	13.384	12.068
4437.16	17.134	17.071	14.808	13.529	12.200
4438.17	-	17.265	14.868	13.567	12.244
4439.15	-	17.427	14.889	13.585	12.229
4447.15	-	17.913	15.006	13.662	12.301
4453.16	-	-	15.353	13.903	12.508
4602.55	-	13.915	12.149	11.046	9.928
4971.44	14.714	13.397	11.763	10.725	9.688
4991.51	14.240	13.123	11.558	10.541	9.523
4994.50	13.985	13.118	11.553	10.581	9.545
4999.50	13.824	13.099	11.556	10.566	9.551

Минимум блеска ES Aql в 2007г. также был неглубоким (рис.1), но очень интересным в отношении поведения показателей цвета. Наша фотометрия захватывает вторичное, основное падение блеска. Далее следует пробел в наблюдениях, вызванный периодом соединения звезды и Солнца. Восстановить возможную кривую блеска во время этого пробела можно с помощью эмпирического выражения для кривой блеска во время минимума блеска [1,18]. Данный минимум можно представить двумя

Таблица 5

ПАРАМЕТРЫ ДЛЯ ПРЕДСТАВЛЕНИЯ КРИВЫХ БЛЕСКА Z UMi, ES Aql В МИНИМУМАХ БЛЕСКА С ПОМОЩЬЮ ВЫРАЖЕНИЯ

$$m(t) = m_{max} + \Sigma \Delta m_i \times (\tau_i + 1)^{2.7} \times \exp(-2.7 \times \tau_i), \text{ где } \tau_i = (t - T'_i) / \Delta t_i -$$

ПАРАМЕТР ВРЕМЕНИ ДЛЯ *i*-ОГО ОСЛАБЛЕНИЯ [1,18]

Звезда	<i>i</i> -й эпизод образования пылевого слоя	Момент минимального блеска в <i>i</i> -эпизоде, <i>T'_i</i>	Продолжительность падения блеска в <i>i</i> -эпизоде, Δt_i	Амплитуда падения блеска в <i>i</i> -эпизоде, Δm_i
ES Aql	1	4392	77	2.3
	2	4478	72	2.6
Z UMi	1	4175	25	2.7
	2	4285	180	7.2
	3	4450	150	3.0
	4	4520	110	1.5
	5	4750	250	1.2

независимыми компонентами (рис.1, табл.5). Такое представление позволяет увидеть, что начало нашей фотометрии относится к моменту перехода от первого компонента ко второму, что выразилось в резком увеличении блеска звезды около даты JD 2454408. Показатель цвета $u-b$ с этого момента начал уменьшаться, стал отрицательным. Амплитуда изменения составила $1^m.2$, что типично для звезд с переменностью типа RCB. Остальные показатели цвета ($b-v$, $v-r_c$ и r_c-i_c) стали более красными, что также типично. Обращает на себя внимание скачкообразное поведение показателя цвета $v-r_c$ и в меньшей степени $u-b$ в период JD 2454428-...37. Изменения в $v-r_c$ превышают ошибки измерений: около $0^m.2$ и $0^m.02$, соответственно. В показателе цвета r_c-i_c ничего необычного не произошло, что видно также по гладким кривым блеска в соответствующих фотометрических полосах в этот интервал времени, а все остальные (u , b , v) показывают отклонение. Такое отличие в поведении показателей цвета нам представляется возможным интерпретировать, основываясь на результате нашего исследования R CrB в минимуме блеска [19,20]: изменения показателей цвета $u-b$ и $b-v$ во многом вызваны изменением спектра звезды, линейчатого и молекулярного. Спектральные наблюдения холодных звезд с переменностью типа RCB в минимумах блеска еще немногочисленны и не систематичны (Z UMi [9,21], DY Per [22]). Но из них можно вывести, что 1) в линейчатом спектре появляются немногочисленные эмиссии, включая яркую эмиссию D Na I и 2) молекулярные полосы заметно меняют свою интенсивность (см.ниже Z UMi). То есть можно высказать допустимое предположение, что зарегистрированные нами колебания показателей цвета (например, $\Delta(u-b) \sim 1^m.5$) обусловлены вариациями интенсивности молекулярных полос в спектре звезды. Дополнительный вклад вносит изменение поглощения в континууме: минимум блеска это конденсация углеродных пылинок, которые в ходе минимума меняют свой размер и соответственно волновую зависимость экстинкции.

SV Sge. В период наших наблюдений звезда была в спокойном состоянии (табл.6). Как следует из данных AAVSO, это состояние сохраняется уже с 2004г. Для нашей фотометрии это был яркий объект, поэтому в табл.6 V -, I_c -величины в некоторые даты отсутствуют; U -величины были

Таблица 6

UBVR_cI_c ВЕЛИЧИНЫ SV Sge

JD 2450000 +	U	B	V	R _c	I _c
4174.60	-	12.508	10.521	9.378	8.330
4974.38	-	12.510	-	9.486	-
4993.48	12.8:	12.344	10.373	9.278	8.251
5004.41	13.7	12.706	10.527	9.380	-

определены привязкой к SA-стандартам, так как в поле зрения камеры не было ярких в этой полосе звезд сравнения (табл.1).

В сравнении с нашей более ранней фотометрией [23] звезда показывает несколько более яркий блеск, на $0^m.2-0^m.3$, что можно объяснить как переменностью блеска вследствие пульсаций, так и уменьшением околозвездной экстинкции (о рассеянии околозвездной пылевой среды см. ниже).

С 1998г. SV Sge является объектом нашего мониторинга линий дублета натрия D Na I и одной из линий ИК триплета Ca II $\lambda 8542$ (табл.2) [19,24,25]. Сравнение с профилем линий дублета за 1998г. показывает, что околозвездная абсорбция на скорости около -240 км/с присутствовала только в первую дату, когда звезда медленно восстанавливала нормальное состояние после минимума блеска, и отсутствовала на всех остальных 8 спектрах. Можно видеть, что линии дублета натрия всегда имеют смещение до -10 км/с и протяженное коротковолновое крыло, что можно интерпретировать как свидетельство истечения вещества из атмосферы звезды. Такая интерпретация находится в рамках общеизвестного понимания, что звезды с переменностью типа RCB являются объектами с интенсивной потерей массы. Профили линии He I $\lambda 10830$ у 9 из 10 звезд обзора [26] указывали на интенсивное истечение вещества не зависимо от состояния соответствующей звезды: в спокойном или активном состоянии был объект. Сравнение наших 9 профилей звездных линий дублета натрия не показывает драматических изменений. Единственное большое отличие относится к профилю за JD 2452568, когда обе линии

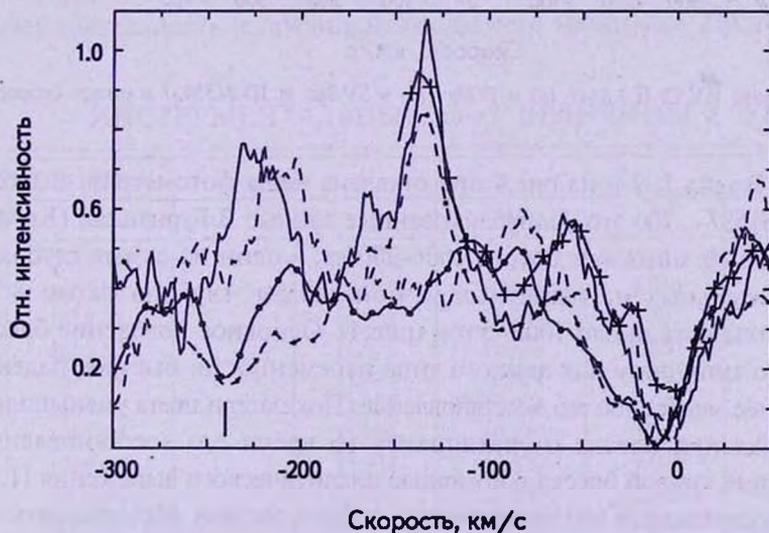


Рис.2. Участок спектра SV Sge в области линий дублета D Na I в шкале скорости. Сплошная и штриховая линии с точками - соответственно линии D1 и D2 Na I за JD 2451445 [19]. Сплошная и штриховая линии - соответственно линии D1 и D2 Na I за 15-16.05.2011. Линия с плюсами - линия D2 за JD 2452568. Вертикальная линия показывает положение околозвездного компонента в первую дату.

дублета были наиболее узкими (рис.2). ИК линия кальция Ca II $\lambda 8542$ во все 3 даты наших наблюдений имеет асимметричное ядро (рис.3).

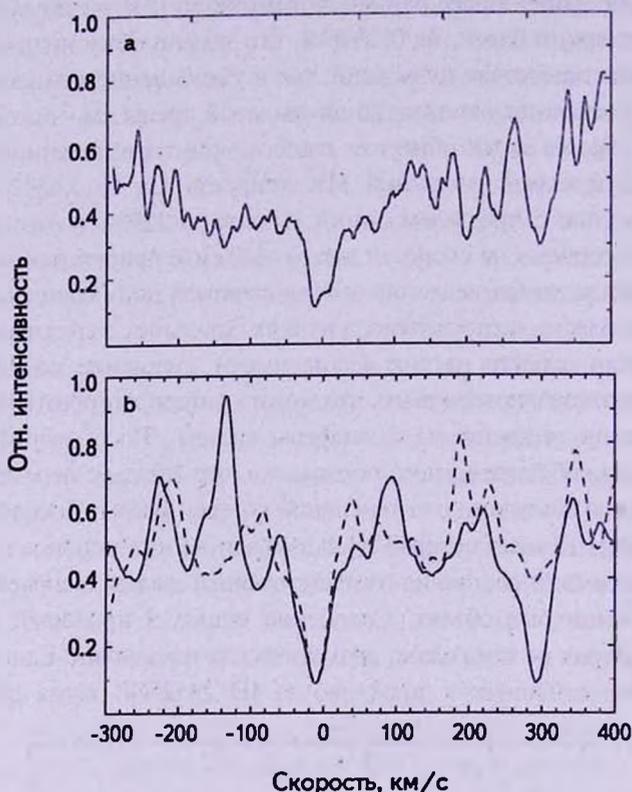


Рис.3. Линии ИК Ca II $\lambda 8542$ (a) и D Na I (b) у SV Sge за JD 2455437 в шкале скорости.

Z UMi. В табл.1, 7 и на рис.4 представлена наша фотометрия. В табл.7 даты JD 2451587-...700 это неопубликованные данные В.Бурнашева (КраО).

Уникальный минимум блеска 2006-2009гг. - один из самых глубоких и продолжительных из известных у этой звезды: глубина около 8^m и продолжительность около 1000 суток (рис.4). Основное поведение блеска звезды было типичным для данного типа переменности: быстрое падение блеска и более медленное его восстановление. Показатели цвета уменьшились во время падения блеска и увеличились во время его восстановления. Представление кривой блеска с помощью аналитического выражения [1,18] позволяет сказать, что этот минимум мог быть вызван образованием на луче зрения нескольких пылевых слоев разной оптической толщины, которые формально можно рассматривать как независимые эпизоды в развитии минимума блеска. Обычные минимумы блеска у Z UMi можно интерпретировать образованием одного пылевого слоя. На рис.4

показан результат аналитического описания кривой блеска в минимуме блеска с помощью выражения из [1,18] и параметрами табл.5.

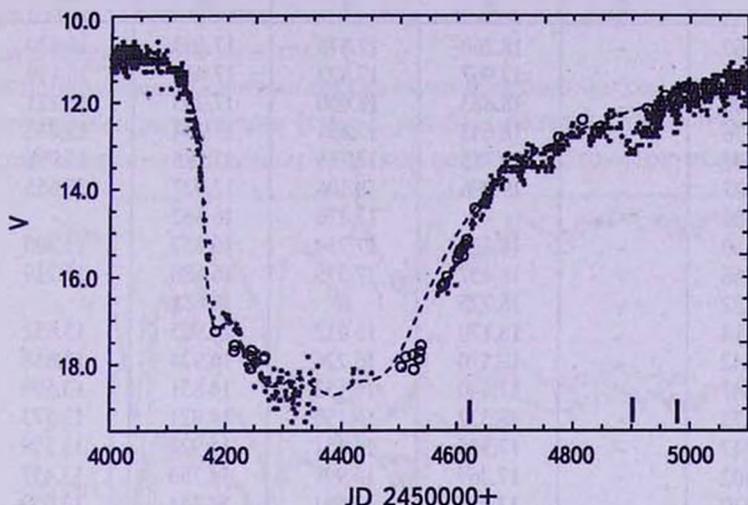


Рис.4. Кривая блеска Z UMi в минимуме 2006-2009гг. Кружки - наша фотометрия, точки - данные AAVSO. Вертикальные линии указывают время получения наших спектров (табл.1). Штриховая линия - аналитическое представление кривой блеска с параметрами табл.5.

Примечательно, что в этом наборе из пяти компонент представления кривой блеска в минимуме блеска есть компонент, который можно назвать главным, а остальным четырем отвести роль дополнительных: 2-й компонент задает длительность и глубину наблюдаемого минимума. Поэтому наблю-

Таблица 7

ИНСТРУМЕНТАЛЬНЫЕ $ubvr_i$ ВЕЛИЧИНЫ Z UMi

JD2450000+	u	b	v	r_c	i_c
1	2	3	4	5	6
1587.76		11 ^m .992	10 ^m .963	9 ^m .627	
1605.68		12.057	10.995	9.754	
1618.73		11.968	10.945	9.707	
1665.57		11.873	10.851	9.650	
1677.47		11.883	10.851	9.630	
1684.45		11.870	10.873	9.659	
1691.50		11.906	10.819	9.621	
1700.45		11.934	10.870	9.681	
4182.445	-	-	17.240	16.279	14 ^m .785
4214.517	-	18.364	17.690	16.749	15.351
4215.483	-	-	17.565	16.818	15.419
4243.400	-	-	18.082	17.287	16.001
4244.481	-	-	17.686	17.241	16.100
4245.394	-	-	17.811	17.290	16.087
4251.275	-	-	17.942	17.404	16.228

Таблица 7 (окончание)

1	2	3	4	5	6
4266.360	-	18.260	17.876	17.103	16.430
4267.345	-	17.967	17.823	17.468	16.130
4503.500	-	18.883	18.050	17.293	16.121
4511.576	-	18.643	17.831	17.144	15.833
4524.521	-	18.718	17.786	17.285	15.768
4525.527	-	19.296	18.108	17.027	15.655
4534.480	-	-	17.876	16.862	-
4535.430	-	18.626	17.714	16.857	15.505
4537.456	-	18.457	17.573	16.686	15.219
4542.282	-	18.725	-	16.681	-
4573.314	-	18.170	16.212	14.965	13.652
4574.242	-	17.570	16.226	14.924	13.618
4576.347	-	17.640	16.153	14.851	13.599
4577.273	-	18.332	16.190	14.921	13.573
4578.247	-	17.935	16.151	14.922	13.559
4582.402	-	17.869	15.997	14.756	13.457
4600.270	-	17.388	15.591	14.341	13.059
4602.267	-	17.444	15.478	14.256	12.981
4603.287	-	17.479	15.443	14.227	12.963
4604.276	-	17.560	15.422	14.202	12.937
4605.334	-	17.445	15.378	14.179	12.917
4606.276	-	17.256	15.391	14.148	12.896
4609.309	-	-	15.361	14.077	12.810
4611.309	-	17.336	15.306	14.069	12.813
4613.291	-	-	15.262	14.059	12.784
4616.310	-	17.008	15.159	13.956	12.713
4630.332	-	-	14.441	13.260	12.121
4774.15	15.242	14.496	12.808	11.755	10.716
4814.555	14.967	14.219	12.409	11.406	10.382
4926.398	14.189	13.656	12.154	11.216	10.369
4956.48	13.915	13.369	11.862	10.897	-
4967.341	14.096	13.435	11.915	10.975	10.041
4969.312	14.110	13.473	11.955	11.172	10.066
4970.312	13.974	13.465	11.964	11.021	10.071
4973.301	13.953	13.479	11.971	11.018	10.084
4974.320	14.168	13.458	11.961	11.028	10.107
4989.333	13.736	13.133	11.669	10.734	9.831
4990.334	13.631	13.123	11.653	10.748	-
4992.343	13.561	13.120	11.645	10.737	9.769
4996.347	13.745	13.173	11.688	-	-
4997.334	13.593	13.144	11.689	10.801	-
4998.348	13.587	13.180	11.693	10.780	9.848
5001.321	13.751	13.177	11.709	10.766	-
5005.362	13.630	13.176	11.672	10.786	9.837

денный нами минимум блеска можно предложить описать образованием на луче зрения одного плотного пылевого слоя в потоке потери массы звездой, т.е. 2-й компонент можно связать с главной оболочкой, а другие 4 компонента

это дополнительные уплотнения, возникшие в главной оболочке. Если посмотреть на историческую кривую блеска Z UMi, то можно заметить, что в основном наблюдаются минимумы несложной формы, которые можно описать одним компонентом.

В период восстановления блеска нами был получен ряд спектров низкого спектрального разрешения (табл.3, рис.5). Средний спектр имеет разрыв в области соединения краевых участков спектра: фотометрические условия в

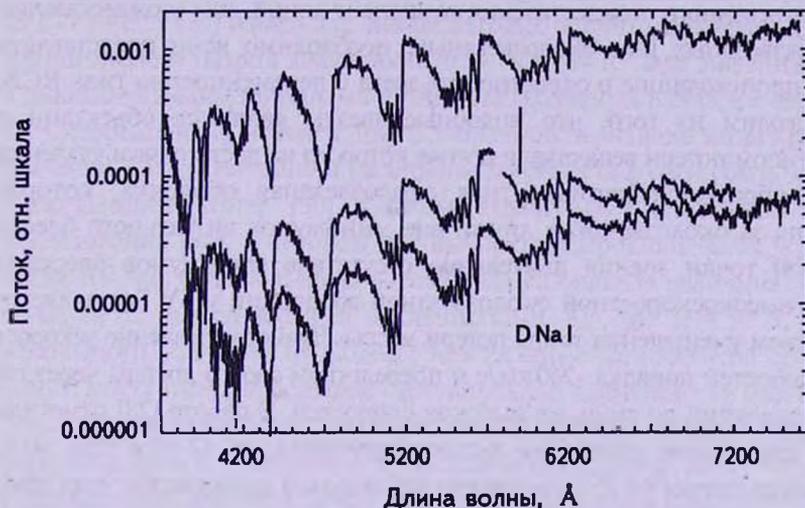


Рис.5. Спектр Z UMi на выходе из минимума 2006-2009гг. Снизу вверх - JD 24564901, ...4624, ...4546. Вертикальные линии - положение линий дублета D Na I. Средний спектр имеет два участка с разными нуль-пунктами шкалы потока (см.текст).

ночь наблюдения были нестабильны. Каких-либо эмиссий не было. Только на спектре за JD 2454624, когда блеск был ослаблен на $\sim 4^m$, линии дублета натрия D Na I возможно были заполнены эмиссией, так как известно, что в фазе минимального блеска они очень интенсивны [9]. При ослаблении блеска около 1^m и $0^m.6$ абсорбции D Na I, H и K Ca II имели нормальную интенсивность. Молекулярные полосы во все три даты спектральных наблюдений имели одинаковую интенсивность.

3.2. *Межзвездное поглощение.* Полнота анализа фотометрии переменной звезды подразумевает определение избытка цвета $E(B-V)$, что обычно выводится как разность наблюдаемого показателя цвета, возможно искаженного межзвездным поглощением, и нормальным показателем цвета звезды соответствующего спектрального класса. Но звезды с переменностью типа RCB, особенно холодные звезды, обладают химическим составом и соответственно спектрами, отличающими их от нормальных звезд, поэтому здесь такой подход затруднителен. Также при моделировании распределений энергии в спектрах наших звезд [11] остро стоял вопрос учета межзвездной

экстинкции, так как это заметно отражалось на параметрах атмосферы звезды в случае больших значений экстинкции и соответственно возможных больших ошибках звездных параметров. Здесь мы оценим этот важный параметр из анализа наших спектральных наблюдений высокого разрешения и, опираясь на присутствие межзвездных линий в спектре звезды. Но вначале обратим внимание на присутствие околозвездных компонент, в частности, у линий резонансного дублета натрия. Последние из-за дублирования деталей очень удобны для уверенного отождествления компонент линий. Для отождествления их как межзвездных или околозвездных, необходимо ясно представлять процессы, происходящие в окрестностях звезд с переменностью типа RCB.

Мы исходим из того, что подобные звезды являются объектами с высоким темпом потери вещества, в потоке которого на достаточном удалении от звезды образуется перманентная околозвездная оболочка, которая ответственна за околозвездные линии вне минимумов визуального блеска [27]. С этой точки зрения длительное отсутствие минимумов блеска и отсутствие высокоскоростной околозвездной абсорбции у SV Sge является свидетельством уменьшения темпа потери массы. Лучистое давление ускоряет пыль до скоростей порядка ~ 240 км/с и посредством своего дрейфа через газ ускоряет последний до столь же высоких скоростей. В работе [28] отметили у SV Sge двукратное колебание потока излучения на 12 мкм при мало изменившемся потоке на 25 мкм в эпохи наблюдений космических программ IRAS (1983г.) и Spitzer (май 2008г.). Такое возможно при уменьшении температуры перманентной оболочки как следствия увеличения ее радиуса. Масса оболочки, а, следовательно, и ее светимость при этом может не меняться. Время рассеяния перманентной оболочки можно оценить из простых рассуждений, используя закон Больцмана и закон смещения Вина. При скорости выноса пыли $V \approx 240$ км/с увеличение максимальной длины волны излучения оболочки (3-8 мкм) в два раза, чтобы ИК-избыток на этих длинах волн практически не регистрировался, происходит за несколько месяцев - год. Эквивалентные ширины этих высокоскоростных околозвездных линий при этом уменьшаются в квадратичной зависимости. Постоянное истечение вещества из атмосферы/фотосферы звезды имеет своим следствием отрицательное смещение на несколько км/с линий дублета натрия и протяженное синее крыло этих линий [25]. Таким образом, две компоненты: высокоскоростная (200-300 км/с) и низкоскоростная (до десятка км/с) являются первыми кандидатами на исключение из списка межзвездных.

Исследования межзвездной среды устанавливают различные соотношения между ее характеристиками. В недавнем исследовании [29] приведены соотношения избытка цвета $E(B - V)$ и эквивалентной ширины EW межзвездных линий дублета натрия, выведенные из анализа обширного высококачественного спектрального материала:

$$\begin{aligned} \log E(B-V) &= 2.16 \times EW(D2) - 1.91, \text{ для линии } D2 \text{ Na } 15889, \\ \log E(B-V) &= 2.47 \times EW(D1) - 1.76, \text{ для линии } D1 \text{ Na } 15896. \end{aligned} \quad (1)$$

Применение данного соотношения требует определенной осторожности. Сами авторы указывают на возможные отклонения от (1) в направлениях или областях Галактики, где меняется соотношение газ/пыль. Ошибку в избытке цвета авторы оценили в $0^m.15$.

Применив это соотношение к SV Sge для известного избытка цвета $E(B-V) = 0^m.9$ [30] имеем для эквивалентных ширин межзвездных компонент линий дублета натрия значения 0.863 \AA и 0.694 \AA . Эти значения сравнимы с эквивалентными ширинами линий, наблюдаемых в спектре звезды (рис.2, 3). Следовательно, избыток цвета должен быть меньше вышеприведенного значения. Соответственно и расстояние до объекта должно быть меньше, чем было выведено ранее [30]. К такому выводу нас подталкивает и результат исследования [31], в котором для выборки углеродных звезд, куда входила также SV Sge, была выведена абсолютная визуальная величина $M_V = 0^m$. Для областей с галактическими координатами SV Sge ($l = 50^{\circ}.5$, $b = 4^{\circ}.4$) и небольшого удаления от Солнца межзвездные компоненты спектральных линий могут иметь небольшое отрицательной смещение на несколько км/с. Так как наблюдаемые звездные линии дублета натрия также имеют коротковолновое смещение, то межзвездные линии могут участвовать в формировании красного крыла этих линий. Для анализа наблюдаемых линий дублета мы фиксировали несколько параметров, которые представляли в шкале скорости относительно других линий спектра: смещение линий, представленных доплеровским профилем, положение красного крыла линий на половине интенсивности, ширина линий на половине интенсивности и наличие какого-либо постоянного компонента и его скорость смещения. Из анализа этих данных следует, что смещение положения линий происходило в диапазоне $-4 \div -16$ км/с. Красное крыло линий смешалось в диапазоне $1 \div 10$ км/с. Эти значения заметно выше, чем диапазон смещения спектров для их совмещения (как описано в пункте редукции наблюдений), т.е. это свойство линий собственно звезды. Следовательно, межзвездные линии если и присутствуют, то не участвуют в формировании красного крыла линий дублета и имеют другие значения скорости. На всех 7 спектрах в обеих линиях натрия присутствует компонента на скорости $-30 \div -40$ км/с. Околос звездная природа этих линий маловероятна. Но, в то же время, скорость (положение) этих линий значительно отличается от скорости вещества, участвующего в галактическом вращательном движении в данном направлении. Ее эквивалентная ширина значительно меньше вышеприведенных значений, грубо можно оценить ее около 0.15 \AA . Этому значению соответствует избыток цвета менее $0^m.03$. А это, возвращаясь к данным работы [30], означает, что расстояние до объекта 250-500 пк и абсолютный блеск SV Sge может быть

понижен от предыдущего значения $-2^m.5$ до $M_V \approx 2^m$ и более. При этом основной вклад в это изменение вносит уменьшение межзвездного поглощения почти на 3^m . Вопрос межзвездных линий в спектре SV Sge все же можно оставить открытым до получения более качественного материала (спектральное разрешение и отношение сигнал/шум). Но ясно, что $E(B-V)$ для SV Sge значительно меньше $0^m.9$.

Для Z UMi воспользуемся данными [32], которые линии дублета натрия разложили на три компоненты. Самую интенсивную из них со смещением около -10 км/с относительно звезды они связали с ранее выброшенным веществом. Но данное допущение с нашей точки зрения требует коррекции, исходя из вышеописанных процессов, происходящих в атмосфере и ближайших окрестностях звезды. Линии с подобным смещением следует отождествить с постоянно истекающим веществом, а не с "ранее выброшенным" (в последнем минимуме визуального блеска). Два других компонента D Na I с положительным смещением и эквивалентными ширинами $(0.10+0.07) \text{ \AA}$ и $(0.32+0.35) \text{ \AA}$ для линий D1 $\lambda 5896$ и D2 $\lambda 5889$ соответственно в работе [32] связали с межзвездной средой. Эти значения ведут к значениям избытка цвета для Z UMi $0^m.02+0^m.11$, что совпадает с данными [33] и высокой галактической широтой звезды ($b=33^\circ$).

4. *Заключение.* $UBVR_c I_c$ фотометрия двух холодных звезд с переменностью типа R Северной Короны, ES Aql и Z UMi, показала типичное данному типу переменности поведение блеска и цвета во время минимумов блеска: уменьшение или увеличение показателей цвета при падении блеска и увеличение при восстановлении нормального состояния. Молекулярный спектр у Z UMi во второй половине минимума при ослаблении около 4^m был уже нормальный, только линии дублета Na I D были заполнены эмиссией.

Профили линий D Na I высокого спектрального разрешения у SV Sge систематически показывают смещение до -10 км/с и протяженное коротковолновое крыло, что можно расценивать как следствие постоянного истечения вещества из атмосферы звезды, не приводящего к минимумам визуального блеска уже на протяжении 9 лет.

Отождествление межзвездных линий D Na I в спектрах высокого спектрального разрешения позволило подтвердить известный избыток цвета $E(B-V)$ для Z UMi $0^m.02+0^m.11$ и существенно понизить, до $0^m.03$ и менее, его значение у SV Sge. Для последней звезды это одновременно допускает возможность существенно меньшего абсолютного блеска, $M_V \leq 2^m$, чем допускалось ранее.

Автор признателен наблюдателям переменных звезд за возможность использования международной базы данных AAVSO. Это исследование было выполнено с использованием базы данных SIMBAD (Страсбург,

Франция). Автор признателен В.Бурнашеву за любезное предоставление результатов по BVR_c фотометрии Z UMi, С.Сергееву за любезно предоставленный комплекс программ обработки спектров и другие данные.

Главная астрономическая обсерватория НАН Украины,
Украина, e-mail: aeros@mao.kiev.ua arosenbush@gmail.com

PHOTOMETRY AND SPECTROSCOPY OF ES Aql, SV Sge AND Z UMi, COOL STARS WITH THE VARIABILITY OF THE R CORONAE BOREALIS

A.E.ROSENBUSH

There was $UBVR_cI_c$ photometry of three cool stars with the variability of the R Coronae Borealis type, ES Aql, SV Sge and Z UMi. ES Aql and Z UMi during its visual light minima showed a behaviour of light and color typical to this type of variability: increases or decreases the color indexes during the fall of light and increase during the recovery to the normal state. The molecular spectrum of Z UMi in the second half of the light minimum by the weakening at about 4^m has already normal, but the doublet lines D Na I were still filled with an emission. The D Na I line profiles of the high spectral resolution at SV Sge systematically show a blue shift to about 10 km/s and extended blue wing, which can be considered as a consequence of constant outflow of matter from the star's atmosphere, not leading to the visual light minimum for over 9 years. The identification of the interstellar D Na I lines in the high resolution spectra has confirmed the well-known color excess of $E(B-V)$ of the Z UMi to be equal $0^m.02+0^m.11$ and substantially reduced up to $0^m.03$ its value at SV Sge. For the last star is at the same time it suffers the possibility of significantly smaller absolute magnitude, $M_V \leq 2^m$, than previously allowed.

Key words: stars: R CrB type: photometry: spectroscopy: interstellar extinction -
objects: ES Aql, SV Sge, Z UMi

ЛИТЕРАТУРА

1. А.Э.Розенбуш, *Астрофизика*, 39, 145, 1996.
2. G.C.Clayton, *Publ. Astron. Soc. Pacif.*, 108, 225, 1996.
3. C.Alcock, R.A.Allsman, D.R.Alves et al., *Astrophys. J.*, 554, 298, 2001.
4. P.Tisserand, J.B.Marquette, P.R.Wood et al., *Astron. Astrophys.*, 481, 673, 2008.
5. Л.А.Яковина, А.Ф.Пугач, Я.В.Павленко, *Астрон. ж.*, 86, 211, 2009.
6. V.Albitzky, *Astron. Nachrichten*, 235, 317, 1929.
7. П.Паренаго, *Переменные звезды*, 4, 301, 1934.
8. S.Beljawsky, *Переменные звезды*, 4, 345, 1934.
9. P.J.Benson, G.C.Clayton, P.Garnavich et al., *Astron. J.*, 108, 247, 1994.
10. G.C.Clayton, D.Hammond, J.Lawless et al., *Publ. Astron. Soc. Pacif.*, 114, 846, 2002.
11. Л.А.Яковина, А.Э.Розенбуш, Я.В.Павленко, В.М.Каминский, *Астрон. ж.*, 90, №10, 2013 (в печати).
12. M.Bessell, S.Murphy, *Publ. Astron. Soc. Pacif.*, 124, 140, 2012.
13. А.Э.Розенбуш, А.П.Видьмаченко, *Кинематика и физика небесных тел*, 27, 72, 2011.
14. A.U.Landolt, *Astron. J.*, 137, 4186, 2009.
15. M.D.Joner, B.J.Taylor, *Publ. Astron. Soc. Pacif.*, 102, 1004, 1990.
16. K.A.Montgomery, L.A.Marschall, *Astron. J.*, 106, 181, 1993.
17. N.Zacharias, C.T.Finch, T.M.Girard et al., *Astron. J.*, 145, A44, 2013.
18. А.Э.Розенбуш, *Письма в Астрон. ж.*, 18, 158, 1992.
19. А.Э.Розенбуш, *Астрофизика*, 43, 587, 2000.
20. A.E.Rosenbush, *Kinematics and Physics of Celestial Bodies, Suppl. Ser.*, No3, 399, 2001.
21. A.Goswami, N.K.Rao, *Observatory*, 119, 22, 1999.
22. L.Zacs, S.Mondal, W.P.Chen et al., *Astron. Astrophys.*, 472, 247, 2007.
23. A.E.Rosenbush, *Astron. Nachrichten*, 316, 213, 1995.
24. A.E.Rosenbush, A.V.Bondar', *Baltic Astronomy*, 12, 369, 2003.
25. А.Э.Розенбуш, *Астрофизика*, 50, 603, 2007.
26. G.C.Clayton, T.R.Geballe, L.Bianchi, *Astrophys. J.*, 595, 412, 2003.
27. A.E.Rosenbush, *Astron. Soc. Pacif. Conf. Ser.*, 391, 39, 2008.
28. D.A.Garcia-Hernandez, K.N.Rao, D.L.Lambert, *Astrophys. J.*, 739, 37, 2011.
29. D.Poznanski, J.X.Prochaska, J.S.Bloom, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, 426, 1465, 2012.
30. А.Э.Розенбуш, *Астрометрия и Астрофизика*, 44, 13, 1981.
31. G.Knapp, D.Pourbaix, A.Jorissen, *Astron. Astrophys.*, 371, 222, 2001.
32. T.Kipper, V.G.Klochkova, *Baltic Astronomy*, 15, 531, 2006.
33. P.Tisserand, *Astron. Astrophys.*, 539, A51, 2012.

ПЕРЕМЕННОСТЬ ПЕРИОДА ВРАЩЕНИЯ БЕЛОГО КАРЛИКА В МАГНИТНОЙ КАТАКЛИЗМИЧЕСКОЙ ДВОЙНОЙ СИСТЕМЕ ЕХ НУА

И.Л.АНДРОНОВ, В.В.БРЕУС

Поступила 10 июля 2013

Принята к печати 14 августа 2013

Проведены наблюдения дупериодической магнитной катаклизмической системы ЕХ Нуа с помощью телескопов RC16 и TOA-150 обсерваторий Tzec Maun. Получено 6 ночей наблюдений в 2010-2011гг. (альтернативно меняющиеся фильтры VR). Также были проанализированы данные архивов WASP, ASAS и AAVSO. Обработка временных рядов проводилась с помощью программы MCV. Были проанализированы изменения периода вращения белого карлика на основе наших и опубликованных ранее моментов максимумов. Получена эфемерида для максимумов потока излучения, связанных с вращением магнитного белого карлика, $T_{max} = 2437699.89079(59) + 0.0465464808(69) \cdot E - 6.3(2) \cdot 10^{-13} E^2$, которая соответствует характерному времени ускорения вращения $4.67(14) \cdot 10^6$ лет. Такое значение противоречит оценке массы белого карлика $0.42 M_{\odot}$, сделанной по рентгеновским наблюдениям Юаса и др., однако, согласуется с опубликованными ранее Беурман, Рейнш оценками масс $0.79 M_{\odot}$ (белый карлик) и $0.108 M_{\odot}$ (красный карлик) и предположением о том, что захват аккрецируемой плазмы магнитным полем белого карлика происходит вблизи границы полости Роша. Проанализированные моменты минимумов не подтверждают предположение Моше и др. о наличии статистически значимого кубического слагаемого в эфемериде. Несмотря на наличие вспышек у ЕХ Нуа, есть существенные отличия от DO Dta, что поддерживает введение в детальную классификацию промежуточных полярлов соответствующих групп "вспыхивающих промежуточных полярлов" и "магнитных карликовых новых".

Ключевые слова: *белый карлик: двойная система ЕХ НУА*

1. *Введение.* Промежуточные полярлы, часто называемые звездами типа DQ Геркулеса, являются взаимодействующими двойными системами с сильными магнитными полями [1-3]. Притяжение белого карлика приводит к гравитационному захвату части вещества оболочки спутника вблизи внутренней точки Лагранжа. За счет силы Кориолиса плазменный поток отклоняется от линии центров и образует аккреционный диск вокруг белого карлика. Сильное магнитное поле разрушает внутреннюю часть диска и приводит к образованию двух аккреционных колонн, которые являются одним из наиболее ярких источников излучения в широком диапазоне спектра - от рентгеновского до инфракрасного. Циклотронное излучение характеризуется наличием поляризации. Вещество образует ударную волну, нагревается и оседает на поверхность белого карлика. Горячий газ излучает "тормозное излучение" в жестком (до 50 кэВ) рентге-

новском диапазоне. У промежуточных полярнов возможны редкие вспышки (например, DO Dra [4]). Обычно промежуточные полярны относили к новоподобным звездам со сравнительно небольшими изменениями среднего за ночь блеска (до 1-2 звездной величины).

Впервые EX Нуа, как переменная звезда, занесена в каталог Брюном и Пти [5] в 1957г. В дальнейшем звезду продолжали классифицировать, как карликовую новую (напр., [6]). Папалойзу и Прингл [7] в 1980г. отметили, что отношение фотометрических периодов близко к 2:3, Уорнер и Мак-Грау [8] рассмотрели две модели - модулирование потока вещества и магнитного белого карлика (промежуточного полярна). Далее объект классифицируют и как карликовую новую, и как промежуточный поляр [9], поскольку система показывает характеристики обоих классов катаклизмических переменных. Можно говорить о группе "магнитных карликовых новых" или "вспыхивающих промежуточных полярнов" [4].

В данной статье мы исследуем изменение периода вращения белого карлика в системе EX Гидры. Эта работа является частью международного проекта "Междолготная астрономия" [10] и национального проекта "Украинская виртуальная обсерватория" [11].

2. Наблюдения. Наблюдения проводились на удаленно-контролируемых телескопах TOA150 (15 см) и BigMak (35 см) обсерваторий Tzec Maun (<http://tzecmaun.org/>). Получено 5 ночей наблюдений в 2010 и 1 ночь в 2011г., 129 экспозиций в фильтре V и 118 в фильтре R.

Для обработки снимков, использовали программу MuniWin (<http://cmunipack.sourceforge.net/>, <http://munipack.astronomy.cz/>). В дальнейшем, для улучшения точности измерений блеска, применялась методика использования "нескольких звезд сравнения", описанная в [12,13] и реализованная в программе MCV (<http://uavso.pochta.ru/mcv>).

Таблица 1

ЖУРНАЛ НАБЛЮДЕНИЙ

НJD начала	НJD окончания	Средний блеск	Экспозиция	Фильтр
55240.2869	55240.2984	13.448 ± 0.054	5	V
55240.2884	55240.2970	13.423 ± 0.041	4	R
55242.0073	55242.0370	13.400 ± 0.029	13	V
55242.0085	55242.0383	13.508 ± 0.023	12	R
55245.9186	55245.9617	13.421 ± 0.055	20	V
55245.9195	55245.9607	13.510 ± 0.056	18	R
55266.1399	55266.2316	13.368 ± 0.025	27	V
55266.1416	55266.2330	13.461 ± 0.026	25	R
55278.9391	55279.0253	13.421 ± 0.024	30	V
55278.9406	55279.0238	13.447 ± 0.023	29	R
55719.9281	55720.1044	13.189 ± 0.031	34	V
55719.9436	55720.1056	12.975 ± 0.035	30	R

Получены таблицы измерений блеска объекта и звезд сравнения. Журнал наблюдений приведен в табл.1. Звезды сравнения отмечены на рис.1, а их список и характеристики, определенные А.Хенденом (<ftp://ftp.aavso.org/public/calib/exhya.dat>), приведены в табл.2. В качестве основной

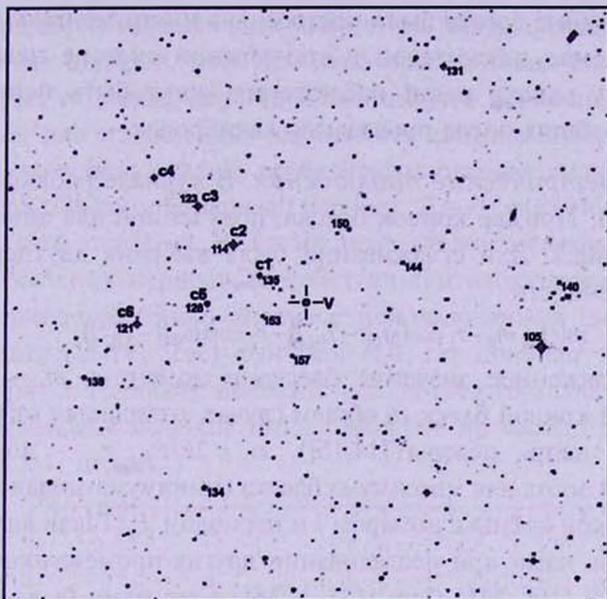


Рис.1. Звезды сравнения около EX Нуа (использованные нами C1–C6, рекомендуемые AAVSO, обозначаются числами, напр., 135 соответствует $V = 13^m.5$ с округлением до $0^m.1$). Координаты центра $R.A. = 12^h52^m24^s.47$, $Dec. = -29^{\circ}14'57''.5$ (J2000), в центре буквой "V" обозначена переменная EX Нуа. Размер поля $20' \times 20'$.

Таблица 2

ИНФОРМАЦИЯ О ЗВЕЗДАХ СРАВНЕНИЯ ДЛЯ EX Нуа

AAVSO	ID	RA	Dec	V	R_c
105	-	12:51:48.59	-29:16:27.3	10.477(043)	9.731(101)
114	C2	12:52:35.39	-29:12:59.4	11.428(59)	-
121	C6	12:52:50.08	-29:15:39.1	12.122(56)	-
123	C3	12:52:40.86	-29:11:41.2	12.253(60)	-
128	C5	12:52:39.42	-29:14:58.4	12.775(56)	-
131	-	12:52:03.59	-29:06:57.3	13.078(33)	12.521(43)
134	-	12:52:39.71	-29:21:09.8	13.375(23)	12.812(55)
135	C1	12:52:31.39	-29:14:02.2	13.542(60)	-
138	-	12:52:57.96	-29:17:26.1	13.788(00)	13.271(39)
140	-	12:51:45.97	-29:14:16.1	14.042(23)	13.506(69)
144	-	12:52:09.60	-29:13:36.8	14.385(60)	-
150	-	12:52:17.81	-29:12:29.2	14.953(55)	-
153	-	12:52:30.94	-29:15:24.1	15.291(52)	-
157	-	12:52:26.41	-29:16:44.1	15.694(56)	-

калибровочной звезды использовалась С1. Ее блеск был принят равным $R_c = 11.854$. К сожалению, для других звезд сравнения, определения блеска в этой фотометрической системе отсутствуют. Поэтому определение коэффициентов связи между стандартной и инструментальной системами на данном этапе невозможно. Хотя наблюдения проводились в двух фильтрах, и кривые блеска были построены в инструментальных системах V , R_c , приведение показателей к стандартной системе невозможно на данном этапе, однако наши наблюдения могут быть использованы в дальнейших работах после проведения калибровок.

3. *Фотометрические наблюдения.* В журнале наблюдений приведены все ночи. Пример кривой блеска, полученной для одной из ночей, показан на рис.2. Для сглаживания была выбрана двухпериодическая модель переменности

$$m(t) = m_0 - r_1 \cos(\omega_1(t - T_{01})) - r_2 \cos(\omega_2(t - T_{02})), \quad (1)$$

где $m(t)$ - сглаженное значение блеска в момент t , m_0 - средний по теоретической кривой блеск (в общем случае, отличается от выборочного среднего, см. напр., обзоры [14,15]), $\omega_j = 2\pi/P_j$, r_j - полуамплитуда, T_{0j} - начальная эпоха для максимума блеска (минимума звездной величины) фотометрической волны с номером j и периодом P_j . Такая аппроксимация использовалась нами при исследовании других промежуточных полярных, напр., BG CMi [16], MU Cam [17]. У MU Cam нами было открыто [17] явление переменности фазы максимума фотометрической волны, связанной с вращением белого карлика, от орбитальной фазы. С теоретической точки

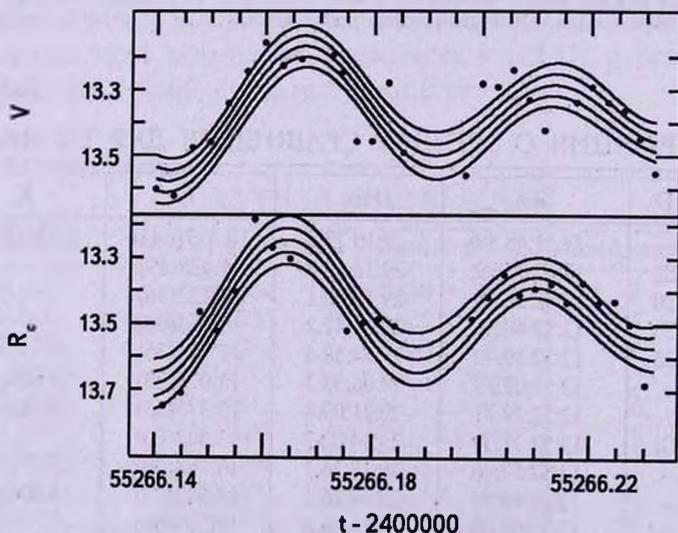


Рис.2. Кривая блеска ЕХ Нуа по данным одной ночи (JD 2455266) наших наблюдений в фильтрах V и R_c . Приведена двухпериодическая аппроксимация тригонометрическим полиномом, а также коридоры ошибок $\pm 1\sigma$, $\pm 2\sigma$.

зрения это может быть интерпретировано модуляцией структуры аккреционного потока магнитным полем быстро вращающегося белого карлика. С наблюдательной точки зрения это свидетельствует о необходимости использования (для исследования медленных изменений фазы) "средних максимумов" (усредненных по орбитальному периоду значений). Таким образом, формула (1) является оптимальной для аппроксимации наблюдений промежуточных полярных, хотя для некоторых из них (напр., V405 Aur) необходим учет гармоник первого и/или второго периодов.

Поскольку для сглаживания выбирались краткие интервалы времени наблюдений, то использовались ранее опубликованные значения периодов $P_1 = P_{orb} = 0^d.068233846$ (орбитальный период), $P_2 = P_{spin} = 0^d.046546504$ (период вращения белого карлика). Ниже мы исследуем изменение периода.

Для определения периода по собственным наблюдениям, нами был проведен периодограммный анализ с использованием синусоидальной аппроксимации [18,14]. Тест-функция $S(f)$, где пробная частота $f = 1/P$, показана на рис.3. Наиболее высокий пик соответствует периоду, равному $0^d.046546$. Остальные высокие пики сдвинуты по частоте на $\pm k$ циклов в сутки, где k - целое.

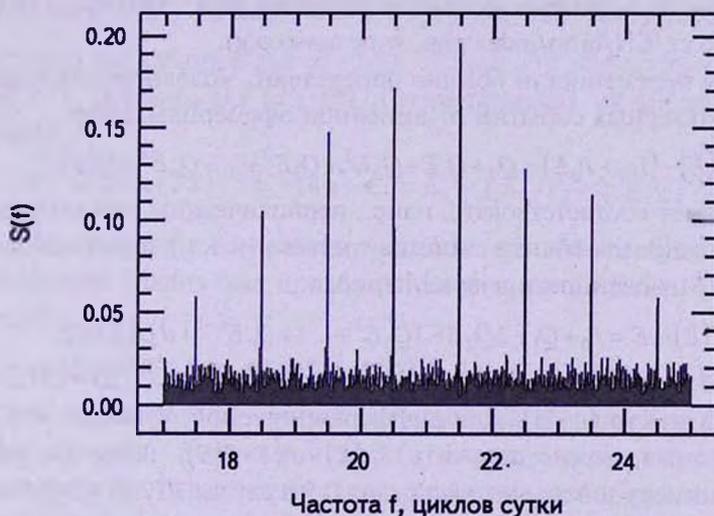


Рис.3. Периодограмма EX Нуа вблизи периода вращения белого карлика. Максимальный пик соответствует периоду, равному $0^d.046546$.

Кроме того, были проанализированы наблюдения из баз данных проектов AAVSO (31908 наблюдений JD 2434847-2455769), ASAS (688 наблюдений JD 2451870-2455057), WASP (77 наблюдений, JD 2453922-2454307).

Периодограммы по этим данным показывают множество низких пиков, а фазовые кривые блеска не показывают явно выраженной кривой, что косвенно подтверждает предположение о переменности периода.

4. *Вычисление фаз в случае переменного периода.* В простейшем случае постоянного периода P , каждому моменту времени t соответствуют целый номер цикла j и фаза ϕ , которые могут быть рассчитаны по формуле $E = j + \phi = (t - T_0)/P$, где T_0 - начальная эпоха, и P - период (напр., [19]), т.е. $t = T_0 + PE$. Хотя изменения периодов исследуются многие десятилетия, для построения фазовых кривых обычно используются значения периода и начальной эпохи для короткого интервала наблюдений. В конкретном случае ЕХ Нуа, а также в общем случае использования наблюдений из обзоров неба, становится актуальной тема вычисления фазы при переменности периода и исследования фазовых кривых по продолжительному интервалу времени. Поэтому приводим в явном виде формулы, которые были использованы нами ранее в [12,16] без подробного описания.

В случае переменного периода, одним из наиболее распространенных методов исследования, является метод "O-C" диаграмм, когда используются только моменты характерных событий (минимумов затменных звезд, максимумов пульсирующих звезд и т.д.). Моменты публикуются в отдельных статьях. Скомпилированная база данных для сотен затменных звезд представлена в шеститомной монографии [20]. В последние годы международные базы данных моментов доступны через Интернет (напр., <http://var2.astro.cz/EN/brno/index.php>, www.aavso.org).

Параметры переменности обычно определяют, моделируя отклонения моментов характерных событий от линейной эфемериды, напр.,

$$O-C = T(E) - (T_{00} + P_0 E) = Q_0 + Q_1 E + Q_2 E^2 + Q_3 E^3 + \dots + Q_n E^n + U(E). \quad (2)$$

Здесь $U(E)$ может соответствовать, напр., периодическим составляющим, связанным с наличием вблизи системы третьего (и т.д.) тела типа звезды или планеты. Мгновенное значение периода

$$P(E) = dT(E)/dE = P_0 + Q_1 + 2Q_2 E + 3Q_3 E^2 + \dots + nQ_n E^{n-1} + dU(E)/dE. \quad (3)$$

Это несколько отличается от "разностного" определения $P_K(E) = (T(E+1) - T(E))$ Копала и Курца [21]. Для дифференцируемой функции $P(E)$, по формуле Лагранжа, можно получить $P_K(E) = P(E + \delta(E))$. Здесь $0 \leq \delta(E) \leq 1$ - поправка к номеру цикла, которая равна 0.5 в случае $dP/dE = 2Q_2 = \text{const}$. В произвольном случае медленных изменений периода $|dP/dE| \ll P$, $P(E) \approx P_K(E - 0.5)$, и функции практически совпадают. Мы используем для анализа "мгновенный" период.

Используя значения коэффициентов уравнения (3), полученных при моделировании моментов "особых точек", можно определить значение E для произвольного момента времени. Теоретически это означает решение уравнения $T(E) = t$, однако, на практике, обратную функцию $E(t)$ возможно найти аналитически только для простейших случаев. Поэтому предпочтителен численный метод итераций: $E_0 = (t - T_0)/P_0$,

$$E_{k+1} = E_k - (t - T(E_k)) / P(E_k). \quad (4)$$

Очевидно, что при правой части, равной нулю, достаточно только одного начального приближения, при котором получаем классическую формулу для постоянного периода. Для полиномиальных моделей степени выше 2, мы использовали этот метод при исследовании других промежуточных поляров BG CMi [16] и др.

При равномерном (по номеру цикла E) изменении периода $dP/dE = 2Q_2$,

$$t(E) = T_0 + P_0 E + Q_2 E^2, \quad (5)$$

и обратную функцию $E(t)$ можно получить, как решение квадратного уравнения $T(E) = t$.

$$E = \frac{P_0}{2Q_2} \left(-1 + \sqrt{1 + \frac{4Q_2(t - T_0)}{P_0^2}} \right) = \\ = \left(-1 + \left(1 + 4Q_2(t - T_0) / P_0^2 \right)^{1/2} \right) P_0 / (2Q_2) = V(\varepsilon E_0) / \varepsilon, \quad (6)$$

где $\varepsilon = Q_2 / P_0$, $V(x) = ((1 + 4x)^{1/2} - 1) / 2$. Можно воспользоваться разложением в ряд

$$V(x) = x - x^2 + 2x^3 - 5x^4 + 14x^5 - 42x^6 + 132x^7 - 429x^8 + 1480x^9 - 4862x^{10} + \dots \quad (7)$$

Формально ряд сходится для $|x| < 0.25$, однако, его эффективно использовать для $|x| \ll 1$, реально, для $|x| < 0.01$. Соответственно, из формул (6,7) можно получить:

$$E = E_0 (1 - x + 2x^2 - 5x^3 + 14x^4 - \dots) = E_0 - Q_2 E_0^2 / P_0 + 2Q_2^2 E_0^3 / P_0^2 - \dots \quad (8)$$

5. *Анализ переменности периода вращения белого карлика.* Предыдущий анализ был проведен Моше и др. [23]. Они опубликовали эфемериду:

$$T(E) = 24376998917(6) + 0.046546484(9)E - 7.3(4) \cdot 10^{-13} E^2 + 2.2(6) \cdot 10^{-19} E^3, \quad (9)$$

в которой предполагается наличие статистически значимого коэффициента Q_2 .

Для анализа переменности по большему объему данных, мы использовали как определенные нами моменты максимумов по собственным и опубликованным патрульным наблюдениям, так и опубликованные моменты наблюдений. Всего использовано 452 момента максимумов, которые, из-за ограничения статьи по объему, опубликованы отдельно [24].

В качестве начальной эпохи использовался наиболее ранний момент из нашего списка $T_0 = 2437699.8920$ (Фогт и др. [25]). Начальное значение периода $P_0 = 0^d.046546484$ (Моше и др. [23]).

Поскольку изменение периода существенное, то нумерация циклов должна быть исправлена на один или даже два цикла, что отмечено в соответствующей колонке табл.1 [24]. С использованием программы MCV

[12], определено значение статистически оптимальной степени полинома для описания $O-C$. Она оказалась равной двум. Параметр Q , не является статистически значимым, т.е. существенно большее количество данных не подтвердило предположение Моше и др. [23]. По указанным данным получена эфемериды

$$T_{max} = 2437699.89079(59) + 0.046546480(69) \cdot E - 6.3(2) \cdot 10^{-13} E^2. \quad (10)$$

Таким образом, на указанном интервале времени продолжительностью 49 лет отклонения от модели равномерного изменения периода не являются статистически значимыми.

Диаграмма $O-C$ показана на рис.4, а также ее параболическая аппроксимация с коридорами ошибок $\pm 1\sigma$, $\pm 2\sigma$. Отметим, что погрешности сглаживающей кривой рассчитаны по корректным формулам с учетом ковариационной матрицы погрешностей коэффициентов, а не сокращенным, учитывающим только погрешности коэффициентов (см. [18,15]).

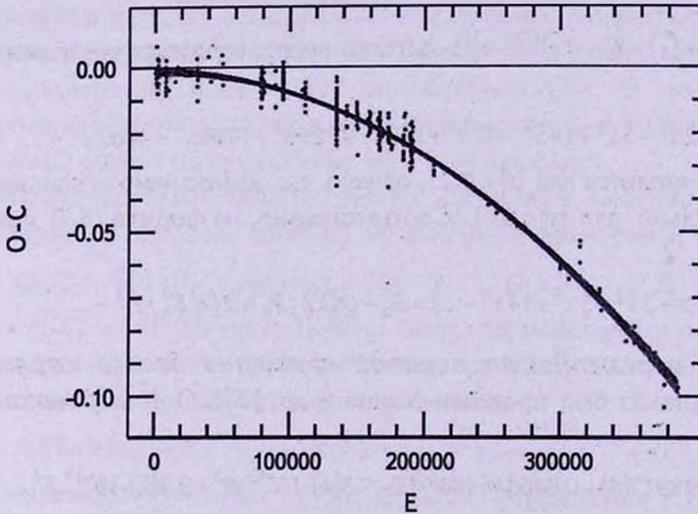


Рис.4. $O-C$ диаграмма для максимумов вращательной переменности EX Нуа, рассчитанная для значений начальной эпохи $T_0 = 2437699.8920$ (Фогт и др. [25]) и периода $P_0 = 0^d.046546484$ (Моше и др. [23]) по данным табл.1 [24].

Используя коэффициенты полученного соотношения (10), были рассчитаны фазы по формулам (6,8). Полученные фазовые кривые по данным ASAS, TzecMaun V и R и AAVSO показаны на рис.5. Первые 3 кривые соответствуют минимальному состоянию блеска $m \sim 13^m.5$, и показывают практически синусоидальную форму. Значительный разброс на фазовой кривой блеска связан не только с погрешностями наблюдений, но и, в значительной мере, с орбитальной переменностью, сравнимой по амплитуде с вращательной. Отдельные наблюдения AAVSO показывают, что иногда происходят вспышки до $9^m.3$, однако, ряды наблюдений в

течение ночи соответствуют уровню $10^m.5$.

Амплитуда синусоидальных изменений в ярком состоянии (во вспышке) такая же ($\sim 0^m.3$), как и в слабом состоянии. Это согласуется с предположением, что поярчание аккреционного кольца и аккреционной колонны происходит примерно пропорционально.

Обращает на себя внимание существенный сдвиг максимума по фазе на фазу -0.2 во время вспышки. Аналогичный эффект отрицательного сдвига фазы с увеличением светимости наблюдается у затменного полюра OT J071126.0 + 440405 = CSS 081231 : 071126 + 440405 [26,27] и объясняется

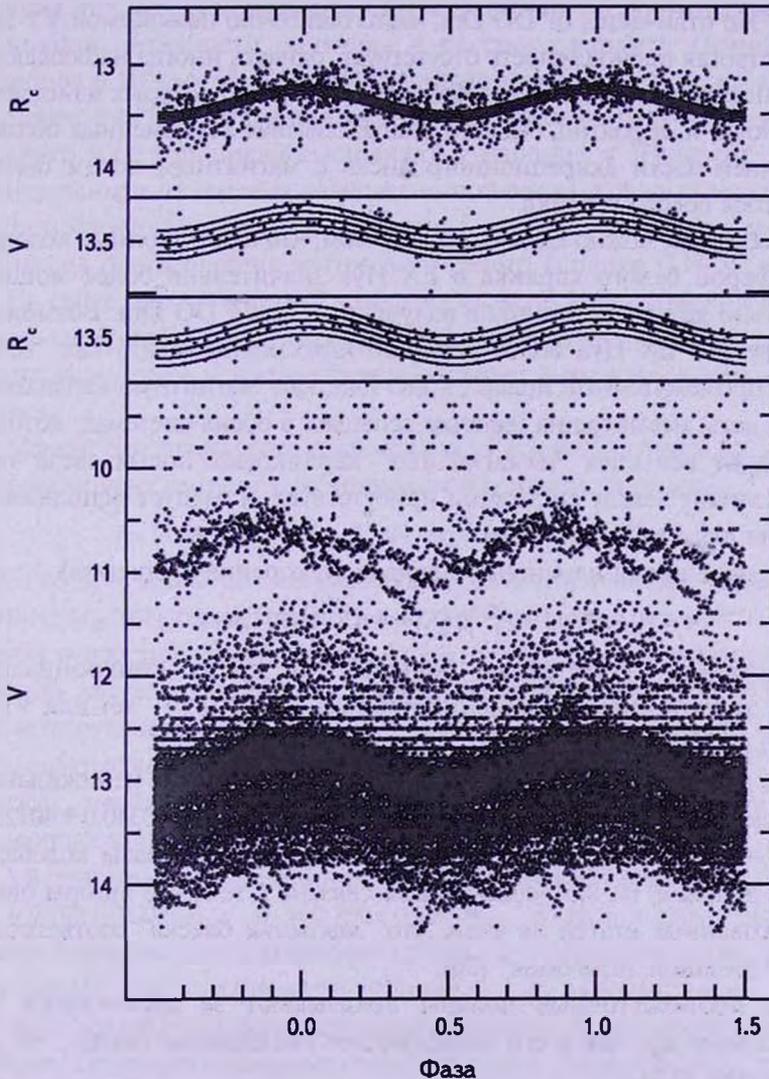


Рис.5. Фазовые кривые EX Нуа, рассчитанные для параболической эфемериды (10) по данным ASAS (1), ТзесМаун V (2), ТзесМаун R (3), AAVSO (4). Цифры соответствуют номеру рисунка сверху.

меньшим расстоянием, на котором плазма захватывается магнитным полем при увеличении потока вещества.

Имеющиеся два кривых блеска во время вспышки несколько различаются, как видно на рис.5. К сожалению, из-за такого различия детальное сравнение характеристик кривых блеска в минимуме и максимуме невозможно, и в дальнейшем необходимы наблюдения во время редких вспышек. Теоретические модели вспышек рассмотрены Мхахло и др. [28].

6. *Обсуждение.* EX Нуа относится к вспыхивающим промежуточным полярам, и периодичность, связанная с вращением белого карлика, хорошо выражена. Это отличается от DO Dга, часто ошибочно называемой YY Dга, в которой строгая периодичность отсутствует, однако, иногда наблюдаются "транзистентные периодические колебания" [4], "период" которых изменяется от ночи к ночи, и, вероятно, связан с взаимодействием плазменных облаков на внутренней части аккреционного диска с магнитным полем быстро вращающегося белого карлика.

Таким образом, можно сделать вывод о том, что аккреционные колонны над атмосферой белого карлика в EX Нуа значительно более мощные (относительно других источников излучения), чем в DO Dга. Возможно, поэтому следует EX Нуа более детально классифицировать как "вспыхивающий промежуточный поляр", а DO Dга, как "магнитную карликовую новую". То есть, несмотря на наличие вспышек в обеих системах, которые отличаются от вспышек "немагнитных" карликовых новых звезд типа U Gem, различие между системами присутствует, и следует использовать оба подтипа для классификации.

Характерное время изменения периода (ускорения вращения)

$$\tau = P_0 / |dP/dt| = P_0^2 / |2Q_2| = 4.67(14) \cdot 10^6 \text{ лет.} \quad (11)$$

Это значение существенно больше, чем время синхронизации $\tau_s = 96.7 \pm 1.5$ лет и время изменения периода $\tau = 3.5(1) \cdot 10^4$ лет для V1432 Aql [29], и в 5 раз больше, чем τ для BG CMi [16].

Следует отметить, что некоторые системы за десятилетия не показывают статистически значимое изменение периода (напр., 1RXS J180340.0 + 401214 = RXJ 1803 = V1323 Her), а неразрешимая загадка о сбое фазы колебания (по чужим данным) на 0.5 периода была связана с тем, что авторы одной из опубликованных статей не учли, что "максимум блеска" соответствует "минимуму звездной величины" [30].

Другие промежуточные поляры показывают за десятилетия как увеличение периода, так и его последующее уменьшение (напр., FO Aqr [31], V405 Aur [32]).

В соответствии с современными теоретическими моделями (напр., [33]), изменение равновесного периода вращения происходит с существенно

большим характерным временем - миллиарды лет. Таким образом, наблюдаемое ускорение вращения является кратковременным явлением. Если бы оно было связано с внезапно увеличившимся потоком вещества, то это должно было бы быть связано с увеличением потока излучения. На кривой блеска присутствуют вспышки, однако, они многочисленны, и, вследствие инерционности белого карлика, временное увеличение потока во вспышках приводит к кратковременному увеличению светимости, но на долговременные изменения периода влияет лишь средний уровень аккреции.

Изменения равновесного периода с характерным временем в десятки и сотни лет может объясняться флуктуациями скорости аккреции из-за магнитной активности спутника - красного карлика (Бьянкини [34], Андронов и Шакун [35]) или небольшими изменениями расстояния между компонентами вследствие притяжения маломассивного третьего тела (напр. красного или коричневого карлика) (Андронов и Чинарова [36]). Еще один механизм изменения равновесного периода, который может работать и при постоянной скорости аккреции в катаклизмических переменных - прецессия оси вращения магнитного белого карлика ([37-39]).

На сайте <http://www.ukaff.ac.uk/movies.shtml> приведена анимированная модель системы EX Нуа. Аккреционный диск отсутствует, поток отклоняется магнитным полем и впоследствии выпадает попеременно на магнитные полюса.

Момент сил, приводящих к наблюдаемому ускорению, равен $dJ/dt = Id\omega/dt$. Оценим момент импульса по аппроксимирующей формуле

$$I = (4.095 - 2.795M - 3.207 \cdot \exp(-2.455M)) \cdot 10^{50} \text{ г см}^2$$

[40], где M - масса белого карлика в солнечных массах. Оценке массы $M = 0.42 M_{\odot}$ [41] соответствует $I = 1.777 \cdot 10^{50} \text{ г см}^2$ и $dJ/dt = 1.87 \cdot 10^{33} \text{ г см}^2/\text{с}$. Оценка скорости аккреции $dM/dt = 1.36 \cdot 10^{15} \text{ г/с}$ в предположении эволюции двойной системы вследствие гравитационного излучения [33]. Оценка соответствующего радиуса захвата аккреционного потока $R_c = 3.4 \cdot 10^{10} \text{ см}$ превышает оценку расстояния между компонентами $a = 3.0 \cdot 10^{10} \text{ см}$. Таким образом, необходимо уточнение параметров системы для построения самосогласованной модели.

Альтернативные определения масс представили Баурман и Рейнш [42]: $M_2 = 0.108 \pm 0.008 M_{\odot}$, $M_1 = 0.790 \pm 0.026 M_{\odot}$. В этом случае, по третьему закону Кеплера, $a = (3.66 \pm 0.004) \cdot 10^{10} \text{ см}$, и соответствующие параметры $I = 1.426 \cdot 10^{50} \text{ г см}^2$, $dJ/dt = 1.50 \cdot 10^{33} \text{ г см}^2/\text{с}$, $R_c = 1.16 \cdot 10^{10} \text{ см} = 0.318a$. Это близко к радиусу полости Роша в направлении, перпендикулярном линии центров, для данного значения отношения масс. Таким образом, полученное нами значение ускорения вращения белого карлика находится в лучшем согласии с параметрами [42], чем [41].

По имеющимся за десятилетия наблюдениям, график $O - C$ хорошо

описывается квадратичной параболой, и пока нет оснований предполагать, что темп ускорения вращения белого карлика замедляется, и возможны циклические колебания. При отсутствии замедления ускорения, более вероятно предположение, что период вращения белого карлика уменьшится существенно до "основной группы" на диаграмме " $P_{spin} - P_{orb}$ " в широкой области $P_{spin} \sim 0.1 P_{orb}$ [1].

Нортон и др. [33] выделяют группу звезд типа EX Hya, как соответствующую слабому магнитному полю заполняющего полость Роша спутника.

Для выбора между этими моделями, необходимо продолжение регулярных наблюдений EX Hya.

Собственные наблюдения получены с использованием удаленного доступа на обсерватории Tzec Maun. В работе использованы наблюдения из опубликованных баз данных проектов AAVSO, ASAS, SuperWASP. Авторы благодарят В.П.Гринина и А.В.Бакланова за полезное обсуждение.

Одесский Национальный Морской университет, Одесса,
Украина, e-mail: ilandronov@gmail.com bvv_2004@ua.fm

VARIABILITY OF THE PERIOD OF THE WHITE DWARF IN MAGNETIC CATAclySMIC BINARY SYSTEM EX Hya

I.L.ANDRONOV, V.V.BREUS

The observations of the two-periodic magnetic cataclysmic system EX Hya have been carried out, using the telescopes RC16 and TOA-150 of the Tzec Maun observatory. 6 nights of observations were obtained in 2010-2011 (alternatively changing filters VR). Also the databases of WASP, ASAS and AAVSO have been analyzed. Processing time series was carried out using the program MCV. We analyzed changes in the rotation period of the white dwarf, and based on our own and previously published moments of maximum. The ephemeris was determined for the maxima of the radiation flux associated with the rotation of the magnetic white dwarf: $T_{max} = 2437699.89079(59) + 0.0465464808(69) \cdot E - 6.3(2) \cdot 10^{-13} E^2$, which corresponds to the characteristic timescale of the rotation spin-up of $4.67(14) \cdot 10^6$ years. This contradicts the estimated value of the mass of the white dwarf of $0.42 M_{\odot}$, based on X-ray observations made by Yuasa et al, however, is consistent with estimates of the masses of $0.79 M_{\odot}$ (white dwarf) and $0.108 M_{\odot}$ (red dwarf) previously published Beuermann and Reinsch and the assumption that the capture of accreted plasma by magnetic field of the white dwarf is near the

border of the Roche lobe. Analyzed moments do not support the assumption of Mauche et al for a statistically significant cubic term in the ephemeris. Despite the presence of outbursts in EX Hya, there are significant differences from the DO Dra, which support the introduction to a detailed classification of the intermediate polars the groups of "outbursting intermediate polars" and "magnetic dwarf novae."

Key words: *white dwarf: binary system EX Hya*

ЛИТЕРАТУРА

1. *J.Patterson*, Publ. Astron. Soc. Pacif., **106**, No.697, 209, 1994.
2. *B.Warner*, Cataclysmic Variables Stars, Cambridge University Press, 1995, c.562.
3. *C.Hellier*, Cataclysmic Variable Stars, How and why they vary? Springer, 2001, c.210.
4. *I.L.Andronov, L.L.Chinarova, W.Han, Y.Kim, J.-N.Yoon*, Astron. Astrophys., **486**, 855, 2008.
5. *A.Brun, M.Petit*, Perem. Zv., **12**, 18, 1957.
6. *G.S.Mumford*, Astrophys. J. Suppl., **15**, 1, 1967.
7. *J.Papaloizou, J.E.Pringle*, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., **190**, 13, 1980.
8. *B.Warner, J.T.McGraw*, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., **196**, 59P, 1981.
9. *F.Jablonski, I.C.Busko*, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., **214**, 219, 1985.
10. *I.L.Andronov, K.A.Antoniuk, A.V.Baklanov et al.*, Odessa Astron. Publ., **23**, 8, 2010.
11. *I.B.Vavilova, L.K.Pakulyak, A.A.Shtyapnikov et al.*, Kinem. Phys. Celest. Bodies, **28**, 85, 2012.
12. *I.L.Andronov, A.V.Baklanov*, Astron. School Reports, **5**, 264, 2004.
13. *Y.G.Kim, I.L.Andronov, Y.B.Jeon*, JASS, **21**, 191, 2004.
14. *I.L.Andronov*, Astron. Soc. Pacif. Conf. Ser., **292**, 391, 2003.
15. *I.L.Andronov, V.I.Marsakova*, Astrophysics, **49**, 370, 2006.
16. *Y.G.Kim, I.L.Andronov, S.S.Park, Y.-B.Jeon*, Astron. Astrophys., **441**, 663, 2005.
17. *Y.G.Kim, I.L.Andronov, S.S.Park et al.*, JASS, **22**, 197, 2005.
18. *I.L.Andronov*, Odessa Astron. Publ., **7**, 49, 1994.
19. *V.P.Tsesevich*, Eclipsing variable stars. New York, J. Wiley, 1973.
20. *J.M.Kreiner, Chun-Hwey Kim, Il-Seong Nha*. An Atlas of O-C Diagrams of Eclipsing Binary Stars. Cracow, Poland: Wydawnictwo Naukowe Akademii Pedagogicznej, 2001.
21. *Z.Kopal, R.Kurth*, Zeitschrift für Astrophysik, **42**, 90, 1957.
22. *G.A.Korn, Th.M.Korn*, Mathematical Handbook for Scientists and Engineers, McGraw-Hill Book Company, N.Y., 1968.
23. *C.W.Mauche, N.S.Brickhouse, R.Hoogerwerf et al.*, Information Bulletin on

- Variable Stars, 5876, 1, 2009.
24. *V.V.Breus, I.L.Andronov*, *Odessa Astron. Publ.*, 26, 38, 2013.
 25. *N.Vogt, W.Krzeminski, C.Sterken*, *Astron. Astrophys.*, 85, 106, 1980.
 26. *I.L.Andronov*, "Astrophysics and Cosmology After Gamow: Recent Progress and New Horizons", Program and Abstracts, Odessa, 22, 2009.
 27. *Yong-Gi Kim, Joh-Na Yoon, I.L.Andronov et al.*, *The Bulletin of the Korean astronomical society*, 37, 59, 2012.
 28. *N.Mhlahlo et al.*, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, 380, 353, 2007.
 29. *I.L.Andronov, A.V.Baklanov*, *Astrophysics*, 50, 105, 2007.
 30. *I.L.Andronov, V.V.Breus, S.Zola*, *Odessa Astron. Publ.*, 25, 150, 2012.
 31. *V.V.Breus, I.L.Andronov, T.Hegedus, P.A.Dubovsky, I.Kudzej*, *Advances in Astronomy and Space Physics*, 2, 9, 2012.
 32. *V.V.Breus, I.L.Andronov, P.Dubovsky et al.*, *Journal of Phys. Studies*, 2013arXiv1306.4665B.
 33. *A.J.Norton, G.A.Wynn, R.V.Somerscales*, *Astrophys. J.*, 614, 349, 2004.
 34. *A.Bianchini*, *Societa Astronomica Italiana, Memorie*, 58, 245, 1987.
 35. *I.L.Andronov, L.I.Shakun*, *Astrophys. and Space Science*, 169, 237, 1990.
 36. *I.L.Andronov, L.L.Chinarova*, *ASP Conference Ser.*, 261, 47, 2002.
 37. *I.L.Andronov*, *ASP Conference Ser.*, 334, 447, 2005.
 38. *G.H.Tovmassian, S.V.Zharikov, V.V.Neustroev*, *ASP Conference Ser.*, 372, 541, 2007.
 39. *M.Leins, M.H.Soffel, W.Lay, H.Ruder*, *Astron. Astrophys.*, 261, 658, 1992.
 40. *I.L.Andronov, Yu.B.Yavorskij*, *Contr. Astron. Obs. Skalnat Pleso*, 20, 155, 1990.
 41. *T.Yuasa et al.*, *Astron. Astrophys.*, 520, A25, 2010.
 42. *K.Beuermann, K.Reinsch*, *Astron. Astrophys.*, 480, 199, 2008.

UNSTABLE OBJECTS IN MOLECULAR CLOUD LDN 133

A.L.GYULBUDAGHIAN¹, R.A.MENDEZ²

Received 26 June 2013

Accepted 14 August 2013

The results of investigation of molecular cloud LDN133 and connected with it unstable objects HHL59, HHL59A, HHL59B and HHL59C are given. IR nebula and IR stars cluster are also connected with LDN133. It is shown that two different molecular outflows are present: 1. A red shifted molecular outflow from IR nebula, connected with HHL59, and 2. A bipolar molecular outflow from the object HHL59A. An IRAS point source IRAS 17554-2606 is connected with IR nebula. Observations with narrow band filters revealed existence of HH objects and jets from several unstable stars of this region. There are three filaments, ejected from IR nebula with condensation at their ends. Two 8-type cometary nebulae, connected with unstable stars were also discovered.

Key words: *molecular cloud: HH objects: ejections: IR nebula*

1. *Introduction.* This paper is one in the series of papers devoted to the observations of Southern molecular clouds and also of YSOs and star forming regions, connected with them [1-3]. V.A.Ambartsumian was the first, who discovered, that OB-stars are originated in OB-associations [4] and often as Trapezium-type systems [5]. The same is so on T Tauri type and Herbig Ae/Be stars, which are originated in T-associations [6]. In several clouds we observed molecular outflows (red shifted or blue shifted or both blue shifted and red shifted).

The molecular outflows can be divided in two types. 1. Outflows connected with massive stars (or protostars) in large star forming regions (e.g. core of the Orion molecular cloud). 2. Outflows associated with stars of low and intermediate masses (e.g. T Tauri or Herbig A_c/B_c - type stars). In this paper we present results of observations of molecular cloud LDN 133 and several YSOs and HH objects, connected with that cloud. The star forming region in that cloud is of type 2, that is the stars are mainly of middle masses (Herbig A_c/B_c, T Tauri type et al.).

2. *CO(1-0) observations of LDN133.* The ¹²CO(1-0) observations of the region in the direction of LDN 133 were carried out with the 15-m SEST (Swedish-ESO Submillimetre Telescope) telescope at Cerro la Silla, Chile. The telescope beam size at 115 GHz is 45" and the beam efficiency is 0.70. The positions toward the source were observed with a spacing of 40" in frequency-switched mode, with a frequency throw of 10 MHz. The telescope was equipped

with a SIS detector and a high-resolution acousto-optical spectrometer with 1000 channels and a velocity resolution of 0.112 km/s. These observations were done with late Prof. Jorge May. Observations were done at 30 of August, 2003.

Fig.1 shows the $^{12}\text{CO}(1-0)$ spectra observed toward LDN 133 arranged in a map-like distribution. As we can see from Fig.1 the mean velocity of LDN 133 is about 10 km/s. From Fig.1 we can also conclude that there are two molecular outflows. 1. Red shifted molecular outflow. The velocity of that outflow is in the range (19.17 - 20.83) km/s or in respect of the velocity of molecular cloud LDN 133 is in the range (9.17 - 10.83) km/s (this outflow is from IR nebula, see below). 2. Bipolar outflow from the object HHL 59A (see below). Red shifted outflow is in the range (12.077 - 14.996) km/s or in respect of the velocity of outflow

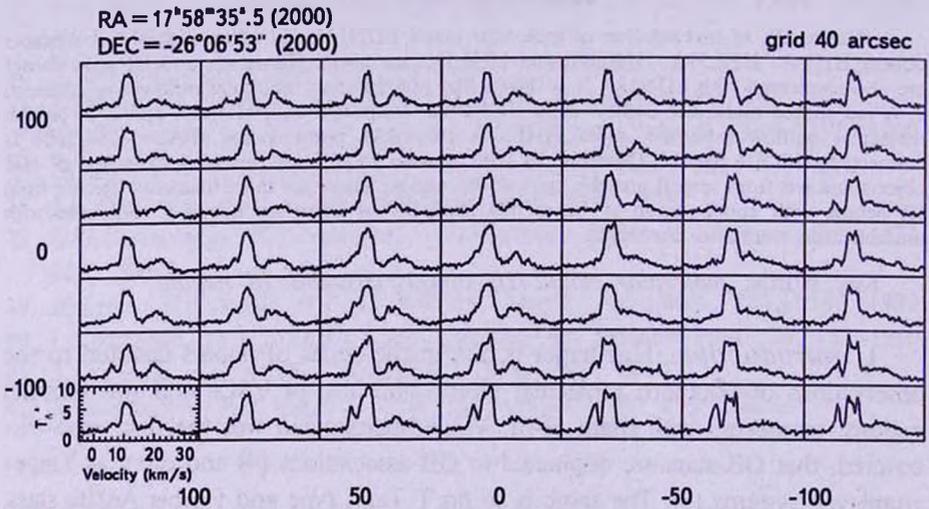


Fig.1. $^{12}\text{CO}(1-0)$ spectra toward LDN 133 cloud, arranged in a map-like distribution.

molecular cloud LDN 133 is in the range (2.077 - 4.996) km/s, and blue shifted outflow in the range (2.916 - 7.915) km/s or in respect of the velocity of LDN 133 is in the range (-7.084 ÷ -2.085) km/s. As is well known the bipolar outflow is due to the existence of thick dust ring around the source of outflow.

We can calculate the time, necessary for red outflow from IR nebula to reach the present dimensions of that outflow. From Table 1 these dimensions are 340" or 6×10^{13} km. The velocity of outflow is 10 km/s (see above) and for the time we will receive 2×10^5 year.

In Table 1 the data on radiation from molecular cloud LDN 133 and on molecular outflows are presented, where the antenna temperature is expressed in the units of 0.28 K. The cells in Table 1 are the same as in Fig.1. In each cell the antenna temperatures from Fig.1 are given. In the upper row to the left is antenna temperature of $^{12}\text{CO}(1-0)$ radiation from main cloud, to the right is antenna temperature of $^{12}\text{CO}(1-0)$ radiation of red shifted outflow

Table 1

DISTRIBUTION OF ANTENNA TEMPERATURE OF CO EMISSION FROM THE CLOUD LDN 133 AND OF MOLECULAR OUTFLOWS INSIDE THE CLOUD

25	8	27	12	26	13	26	11	28	12	25	16	25	13
5	3	5	4	6	5	4	2	2	4	4	2	6	5
24	8	28	8	26	9	27	9	25	11	25	12	24	10
5	4	3	3	6	5	4	2	5	4	5	5	10	4
26	9	30	6	28	7	27	11	29	13	26	7	25	7
3	2	3	2	6	5	7	6	3	5	5	6	10	6
25	10	29	8	27	9	30	13	30	8	27	6	27	6
3	4	6	2	7	6	8	5	6	8	7	6	7	9
25	12	27	10	27	14	31	12	28	8	28	6	27	7
6	2	10	3	7	7	9	5	6	8	7	5	8	6
25	14	25	11	25	11	26	12	28	7	26	5	27	7
9	2	10	6	9	10	10	9	11	8	10	5	14	8
22	11	25	12	25	12	27	11	28	7	26	7	29	9
7	2	9	6	12	10	15	9	17	8	20	12	19	14

from IR nebula (see above). In the low row to the left is antenna temperature of $^{12}\text{CO}(1-0)$ radiation of blue shifted outflow from HHL 59A (see above), to the right is antenna temperature of $^{12}\text{CO}(1-0)$ radiation of red shifted outflow from HHL 59A (see above).

As we can see from Table 1, the densest part of the molecular cloud is in the central part of the Table, which corresponds to the place of IR nebula and an object HHL 59, it means that IR nebula and cluster of IR stars are situated in the densest part of the cloud. It is obvious that the first red outflow comes from the IR nebula and has NW - SE elongation, the second outflow (both red shifted and blue shifted) comes from SW part of the Table, which corresponds to the place of HHL 59A.

3. *Optical observations of LDN 133 region.* These observations were done on 5th of June, 2002 on Danish 1.54-m telescope. That telescope is situated at La Silla, Chile, altitude is 2340 m, the optics is of a Ritchey-Chretien design. The observations were done with several narrow-band filters. With R filter (ESO 452, $\lambda(\text{nm})=648.87$, $\Delta\lambda(\text{nm})=164.7$), exposure 200' (see Fig.2, 3a, 4b). 2. With SII filter (ESO 701, $\lambda(\text{nm})=672.72$, $\Delta\lambda(\text{nm})=6.31$), exposure 500' (see Fig.3b). With OIII filter (ESO 690, $\lambda(\text{nm})=500.99$, $\Delta\lambda=5.66$), exposure 600'. We also give here DSS1 B, DSS2 R and 2MASS K images of the region.

There are several nebular objects connected with dark nebula LDN 133 (see Fig.2). The most interesting is the object HHL 59 [7] (G1-19 [8], see Fig.3

a and b). In [9] is given that HHL 59 is connected with OB-association Sco OB 4, which is situated at the distance 1180 pc [10]. HHL 59 in optical region consists of two stars (stars 1 and 2 from Table 2) and several bright patches,

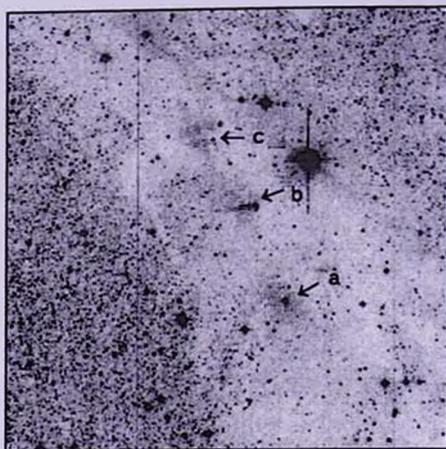


Fig.2. Dark nebula LDN 133. Image, obtained with *R* filter. N is to the top, E to the left. The sizes of image are 13' x 13'. a - object HHL 59A, b - object HHL 59, c - object HHL 59B.

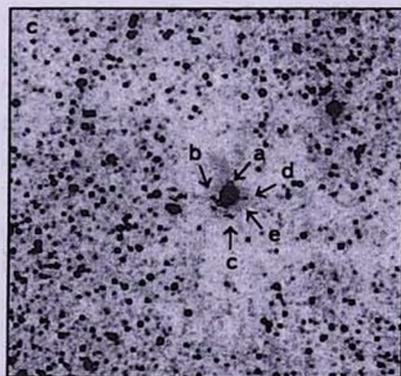
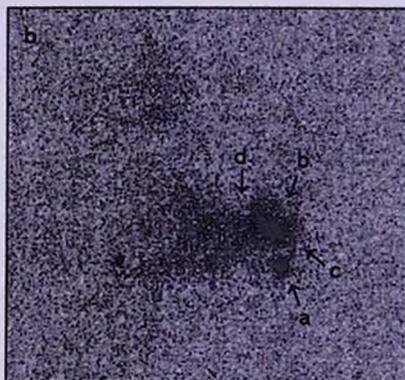
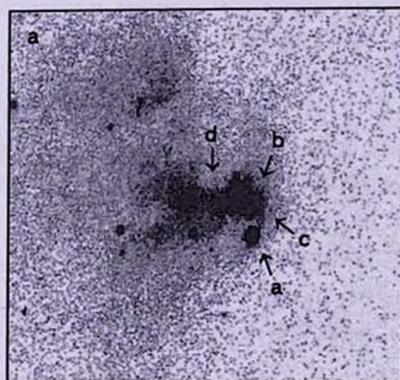


Fig.3. a. Image of HHL 59 obtained with *R* filter. N is to the top, E to the left. The sizes of image are 1'.2 x 1'.2. a - star 1 from Table 2, b - star 2 from Table 2, c - cometary nebula, d - HH objects. b. Image of HHL 59 obtained with *SII* filter. N is to the top, E to the left. The sizes of image are 1'.2x1'.2. a - star 1 from Table 2, b - star 2 from Table 2, c - cometary nebula, d - HH objects. c. 2MASS *K* image of HHL 59. N is to the top, E to the left. The sizes of image are 6' x 6'. a - IR nebula, b, c, d, e - correspondingly condensations 5, 6, 7 and 8 from Table 2.

Table 2

DATA ON OBJECTS CONNECTED WITH LDN 133

N	$\alpha(2000)$	$\delta(2000)$	V	$B - V$	J	$J - H$	$H - K$
1	17 ^h 58 ^m 34 ^s .055	-26°06'57".53	17.170	2.47	10.048	2.264	1.817
2	17 58 34.151	-26 06 51.11	16.910	-0.54	11.476	1.942	1.439
3	17 58 34.778	-26 07 00.24			15.321	1.801	1.062
4	17 58 34.973	-26 07 06.91			15.627	1.557	1.677
5	17 58 35.078	-26 06 56.55			14.170	1.495	0.761
6	17 58 33.858	-26 07 14.48			17.399	3.206	2.086
7	17 58 32.96	-26 06 54.80					
8	17 58 33.41	-26 07 08.00					
9	17 58 30.647	-26 09 49.09	13.050	0.02	10.688	2.264	1.817
10	17 58 48.238	-26 01 22.58	12.570	-0.3	10.726	0.198	0.081
11	17 58 31.165	-26 08 58.81			13.528	2.445	1.150
12	17 58 31.514	-26 08 56.11			13.640	2.459	1.038
13	17 58 31.388	-26 09 03.35			15.067	2.885	1.132

scarcely visible on DSS1B image and rather bright on DSS2 R image and on the images obtained with SII and OIII narrow band filters. Such characteristics have HH objects. Besides HH objects there are also narrow arcs, which are seen most sharply with SII filter. These arcs are connected with stars 1 and 2, there is also a patch directing in opposite side (see Fig.3). It is not excluded, that this nebula is a cometary 8-like nebula, but very red. 2MASS K image of HHL 59 shows that there is a bright IR nebula, connected with IR stars, embedded in very dense part of nebula, as was concluded above from Table 1 (see Fig.3c). From Table 1 we can see that there is a red shifted molecular outflow with the center on IR nebula and elongated in NW-SE direction. We can suppose that from IR nebula there is no blue shifted outflow, and hence HH objects are due to outflow from stars 1 and/or 2 from Table 2, but not from IR nebula itself. There are several condensations connected with IR nebula by filaments. Perhaps these filaments are jets, which have condensations on their ends. The data on these condensations are given in Table 2. In Table 2 the data on IR stars, connected with IR nebula (objects 1 - 4), on condensations at the ends of filaments (objects 5 - 8) and on nebular stars in LDN 133 (objects 9, 10) are given. In first column of Table 2 the number of objects is given, in columns 2 and 3 - the coordinates of objects, in columns 4 - 8 correspondingly the V , $B - V$ values and IR colours of objects are given (data are taken from Vizier).

In the literature there are also other objects, which have filaments with condensations on their ends. In Table 3 data on several such objects are given. In column 1 are the numbers of objects, in column 2 the names of condensations, in columns 3 and 4 IR colours of condensations are given and

in column 5 are the references of papers in which these objects are included (the data are taken from Vizier).

For the condensations from Table 3 we will have the following mean values: $J-H=1.586$, $H-K=0.89$. Condensation 5 from Table 2 has IR colours, rather close to these mean values. Condensation 6 has IR colours much higher, which means that condensation 6 has a thick dust envelope.

Table 3

DATA ON CONDENSATIONS AT THE ENDS OF FILAMENTS

Number	Name	$J-H$	$H-K$	Ref.
1	"a"	1.762	1.181	[2]
2	"d"	1.68	1.00	[3]
3	"a"	1.37	0.75	[11]
4	"e"	1.29	0.74	[11]
5	12	1.83	0.78	[12]

There are several other nebular objects connected with LDN 133.

1. HHL 59A. This object is a star with a semi ring nebula (or perhaps an 8-like nebula, because there is a part of second ring), better seen on DSS1 B image (see Fig.4). As we can see from Table 1, there are both red shifted and blue shifted outflows in SW part of that Table (see above). This bipolar outflow can be due to the ejections from the object HHL 59A. Red shifted and blue shifted outflows almost coincide with each other, it means that the outflows are oriented in opposite directions parallel to the line of sight. The object HHL 59A is connected with the star 9 from Table 2. As we can see from Table 2, this star is not of late type, because its IR colours are close to 0. If we assume that distance is 1180 pc, we will receive $M_v=2^m.70$. With $B-V=0.02$ we will receive for that star spectral type $\sim A0V$ (see [13]). As this star is connected with a cometary nebula, it can be a Herbig A_v/B_c star. Not far from HHL 59A is situated a group of three IR stars, which has a Trapezium type configuration (objects 11 - 13 from Table 2). As we can see from Table 2, these stars have very close values of IR magnitudes and colours, which are in favor of their similar spectral types and close physical relations. The IR colours are typical for late type stars with dense circumstellar disks. The distance between the stars in this configuration is ~ 0.02 pc. In [14] the tight Trapezium type configurations are considered, their dimensions are in the range 0.01 - 0.1 pc, so that this system is a tight Trapezium type system, which is in early stage of evolution of such systems.

2. HHL 59B. A group of HH objects, which are well seen with R and SII filters (see Fig.4b).

3. HHL59C. A star with a nebula and jet, which is seen on both DSS1 B

image (see Fig.4c) and DSS1 R image (see Fig.4d), but the direction of outflow is different on these images and the blue jet is much brighter. It is interesting, that this jet is not seen on DSS2 R image, maybe it is because of bad quality of that image. Blue jets are very scarce in our Galaxy. The place of HHL 59C is out of the region of our $^{12}\text{CO}(1-0)$ observations, so we cannot say anything definite about the existence of molecular outflow from this object. The star with jet is the star 10 from Table 2. It has $B-V = -0.3$ and IR colours very close to 0. If the distance is 1180 pc, we will have $M_V = 2.22$. From [10] these values are typical for late B stars. As this star has a jet, it can be Herbig A_e/B_e star.

IR nebula is associated with an IRAS point source IRAS 17554-2606. In [15] a rather successful attempt was done for classification of IR sources on the basis of their IR colours. Three quantities are involved: $R(1, 2) = \log((F(25) \times$

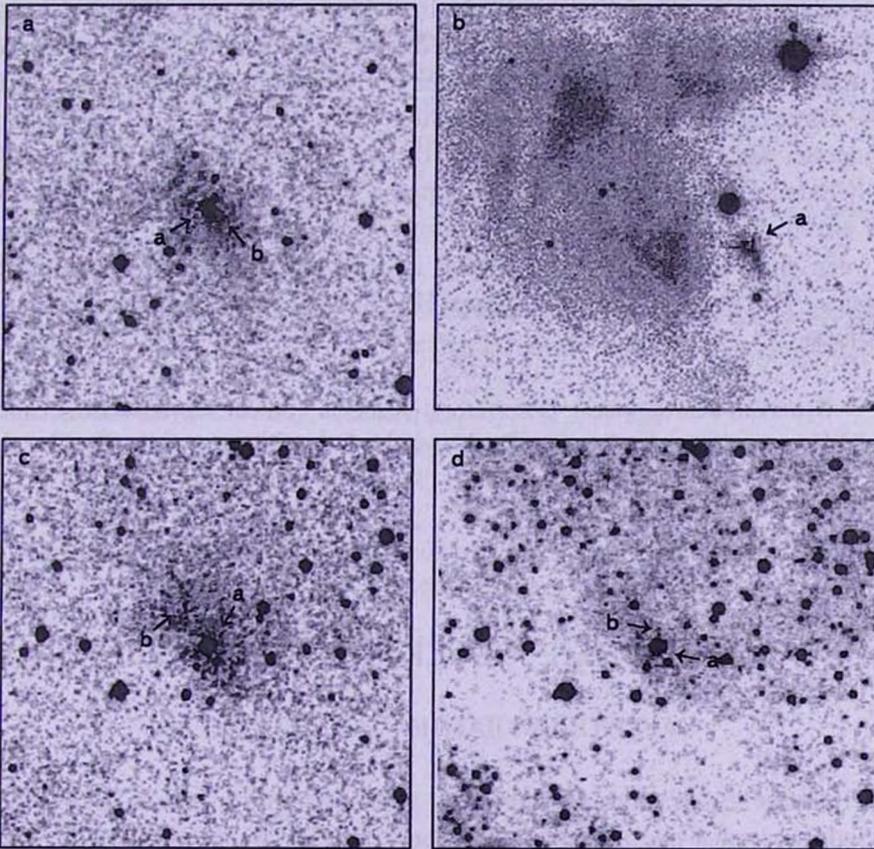


Fig.4. a. DSS2 B image of HHL 59A. N is to the top, E is to the left. The sizes of image are $6' \times 6'$. a - star 9 from Table 2, b - cometary nebula. b. Image of HHL 59B obtained with R filter. N to the top, E to the left. The sizes of image are $1'.2 \times 1'.2$. a - HH object. c. DSS1 B image of HHL 59C. N to the top, E to the left. The sizes of image are $6' \times 6'$. a - star 10 from Table 2, b - blue jet. d. DSS1 R image of HHL 59C. N to the top, E to the left. The sizes of object are $6' \times 6'$. a - star 10 from Table 2, b - red jet.

12)/ $F(12) \times 25$); $R(2, 3) = \log((F(60) \times 25)/(F(25) \times 60))$; $R(3, 4) = \log((F(100) \times 60)/(F(60) \times 100))$. For different kinds of IR sources these parameters have been computed and for three types of young objects these parameters are within definite ranges. 1. Objects associated with water masers. 2. T Tauri type stars. 3. Cold non evolved sources embedded in dark clouds. For the source IRAS 17554-2606 we obtain from [16]: $R(1, 2) = -0.062$; $R(2, 3) = -0.097$; $R(3, 4) = 0.20$; we can conclude that this source is a type 2 source, that is its IR colours are typical for a T Tauri type star. For such objects IR colours are in the following ranges [15]: $R(1,2) = (-0.25 \pm -0.2)$, $R(2,3) = (-0.5 \pm -0.1)$, $R(3,4) = (-0.25 \pm -0.2)$.

4. *Conclusions.* Molecular cloud LDN 133 is situated in OB-association Sco OB4 at the distance 1180 pc. The cloud is connected with star formation region embedded in it - an IR nebula and cluster of IR stars, connected with that nebula. The cloud is connected also with several unstable nebular stars. $^{12}\text{CO}(1-0)$ observations show existence of red shifted molecular outflow from IR nebula and of bipolar (both red shifted and blue shifted) outflow from HHL 59A. Observations with narrow band filters revealed existence of HH objects, connected with unstable stars and also of two 8-type cometary nebulae. With IR nebula is connected also an IRAS point source. Near to HHL 59A there is a group of three stars, having Trapezium type configuration. The distances between the stars are ~ 0.02 pc, which is common for tight Trapezium type systems. The stars in the group have IR colours, typical for stars with dust envelopes.

¹ Byurakan Astrophysical Observatory, Armenia, e-mail: agyulb@bao.sci.am

² Departamento de Astronomia, Universidad de Chile, Chile, e-mail: rmendez@u.uchile.cl

НЕСТАЦИОНАРНЫЕ ОБЪЕКТЫ В ОБЛАКЕ LDN 133

А.Л.ГЮЛЬБУДАГЯН¹, Р.А.МЕНДЕС²

Приводятся результаты изучения молекулярного облака LDN 133 и связанных с ним нестационарных объектов HHL 59, HHL 59A, HHL 59B и HHL 59C. Показано, что имеет место красное молекулярное истечение из связанной с HHL 59 ИК туманности, погруженной в LDN 133, а также биполярное молекулярное истечение из объекта HHL 59A. Точечный источник IRAS. IRAS 17554-2606, связан с ИК туманностью. Наблюдения с узкополосными фильтрами выявили наличие объектов X-A и струй из

нескольких нестационарных звезд в этой области. Из ИК туманности выходят четыре волокна, заканчивающихся сгущениями. Обнаружены также две 8-образные кометарные туманности, связанные с нестационарными звездами.

Ключевые слова: молекулярное облако: объекты X-A: выбросы: ИК туманность

REFERENCES

1. *A.L.Gyulbudaghian, J.May, L.Gonzalez, R.A.Mendez*, Rev. Mex. Astron. Astrofis., **40**, 137, 2004.
2. *A.L.Gyulbudaghian, J.May*, Astrofizika, **51**, 469, 2008.
3. *A.L.Gyulbudaghian, J.May*, Astrofizika, **50**, 5, 2007.
4. *V.A.Ambartsumian*, DAN SSSR, **68**, 21 1949.
5. *V.A.Ambartsumian*, Soobshch. Byurakanskoy obs., **15**, 3, 1954.
6. *V.A.Ambartsumian*, Observatory, **75**, 72, 1955.
7. *A.L.Gyulbudaghian, R.Schwartz, F.S.Nazaretian*, Soobshch. Byurakanskoy obs., **63**, 1, 1990.
8. *A.L.Gyulbudaghian*, Pis'ma Astron. J., **8**, 232, 1982.
9. *A.L.Gyulbudaghian, G.B.Ohanian, L.G.Hakhverdian*, Astrofizika, **37**, 577, 1994.
10. *I.Ruprecht, B.Balazs, R.E.White*, Catalogue of star clusters and associations, Suppl.I, Budapest, 1970.
11. *A.L.Gyulbudaghian, J.May*, Astrofizika, **49**, 622, 2006.
12. *A.L.Gyulbudaghian, J.May*, Astrofizika, **48**, 101, 2005.
13. *C.W.Allen*, Astrophysical Quantities, Athlone, London, 1973.
14. *A.L.Gyulbudaghian*, Astrofizika, **19**, 747, 1983.
15. *J.Wouterloot, C.Walmsley*, Astron. Astrophys., **168**, 237, 1986.
16. IRAS Point Source Catalog, Version 2, Washington, D.C., 1988.

ОСОБЕННОСТИ ПОВЕДЕНИЯ АКТИВНОЙ КАРЛИКОВОЙ НОВОЙ ТИПА SU UMa V1504 Cyg В 1994-2012гг.

О.И.АНТОНЮК, Е.П.ПАВЛЕНКО

Поступила 3 июля 2013

Принята к печати 14 августа 2013

Для карликовой новой типа SU UMa V1504 Cyg по данным КрАО (1998 - 2009), космического телескопа "Кеплер" (2009-2011), а также архивов AAVSO и VSNET (1994-2012) обнаружено следующее: 1) длительность сверхяркого всплеска колеблется в среднем от 100 до 140 суток с характерным временем около 6 лет; 2) нормальные всплески показывают бимодальное распределение их длительностей с центрами на 8-9 и 11 сутках внутри 5-22 суток; 3) для данных спокойного состояния JD 2451737-2451745 зарегистрированы периодические изменения блеска с периодом 0.06673(3) сут., вероятно, имеющего отношение к отрицательным сверхгорбам, а для JD=245497-2454974 - переменность блеска, соответствующая либо одновременному существованию положительных и отрицательных сверхгорбов, либо одному из этих периодов.

Ключевые слова: *звезды: карликовые: активность*

1. *Введение.* Карликовые новые - это тесные двойные системы, которые состоят из звезды позднего спектрального класса, заполнившей свою полость Роша и теряющей вещество на белый карлик через внутреннюю точку Лагранжа. Теряемое вещество образует вокруг белого карлика аккреционный диск. Аккреция на белый карлик приводит к регулярным вспышкам, возникающим вследствие тепловой нестабильности в аккреционном диске [1,2].

Звезды типа SU UMa являются карликовыми новыми с орбитальными периодами менее 3 часов [3]. Они характеризуются двумя типами вспышек: нормальными вспышками, длящимися, как правило, 2-3 суток и сверхвспышками длительностью около 2 недель. Амплитуда нормальных вспышек меньше амплитуды сверхвспышек на 1 и более звездных величин.

Аккреционный диск в таких системах может принимать как круговую форму, так и эллиптическую. В свою очередь, круговой диск может лежать в плоскости орбиты либо быть слегка наклоненным к ней. Эллиптическую форму круговой диск, лежащий в плоскости орбиты, принимает во время сверхвспышек, что проявляется в возникновении периодических колебаний яркости - так называемых "положительных сверхгорбов". Это название было введено для того, чтобы подчеркнуть их отличие от обычных "горбов" - колебаний яркости с орбитальным периодом. Период положительных

сверхгорбов на несколько процентов больше орбитального периода. Их происхождение объясняется в рамках теории приливной неустойчивости [4-7], где сверхгорбы образуются путем периодических приливных возмущений эксцентричного прещессирующего аккреционного диска. Это происходит вследствие приливного 3:1 резонанса между аккреционным диском и вторичным компонентом. Такую прещессию диска, лежащего в плоскости орбиты, называют "апсидальной" из-за прещессии линии апсид. Другой тип прещессии - это предполагаемая прещессия наклоненного диска [8-11], называемой "нодальной" из-за предположения, что прещессирует линия узлов диска, удалось зарегистрировать у нескольких звезд типа SU UMa в спокойном состоянии - например, ER UMa [12], V503 Cyg [8], MN Dra [13], V1159 Ori [14], V344 Lyr [15], SDSS J210014.12+004446.0 [16], BF Ara [17]. Однако исследования последних лет показали, что это явление может наблюдаться и в обычных вспышках и, гораздо реже, во сверхвспышках [18], вызывая появление "отрицательных сверхгорбов", период которых несколько меньше орбитального. Период как положительных так и отрицательных сверхгорбов P_{sh} можно рассматривать как период биений орбитального P_{orb} и прещессионного P_{pr} периодов: $1/P_{sh} = |1/P_{orb} - 1/P_{pr}|$.

Карликовые новые типа SU UMa обладают различной повторяемостью сверхвспышек - 19-60 суток (так называемые звезды типа ER UMa) до нескольких лет - десятков лет (звезды типа WZ Sge) [19]. Длительность сверхцикла (интервала между соседними сверхвспышками) есть одно из фундаментальных свойств этих систем и для каждой конкретной системы - величина более стабильная, чем нормальный цикл (интервал между нормальными вспышками).

Недавно Земко и др. [20], Отулаковска-Гипка и Олех [21] выявили, что некоторые активные звезды типа SU UMa (т.е., системы с наиболее короткими сверхциклами - звезды типа ER UMa и прилегающие к ним системы со сверхциклами менее 120 сут.) показывают вековое увеличение длительности сверхцикла. Согласно модели приливно-тепловой неустойчивости [7], длина сверхцикла обратно пропорциональна темпу потери вещества вторичным компонентом. С этой точки зрения обнаруженные вековые тренды могут указывать на вековое уменьшение темпа потери вещества. Авторы интерпретировали этот факт как свидетельство постепенного перехода таких систем к "обычным" карликовым новым типа SU UMa с гораздо меньшей частотой сверхциклов (около 300 суток).

Активные звезды типа SU UMa имеют самые короткие нормальные циклы среди катаклизмических переменных - вплоть до пяти суток. Внутри сверхцикла длительность нормального цикла может несколько изменяться относительно средней величины. Как правило, интервал между нормальными вспышками возрастает от начала сверхцикла к его концу, или возрастает

до середины сверхцикла (или чуть позже), а затем уменьшается, что хорошо объясняется в рамках теории приливно-тепловой нестабильности [7]. Со временем оказалось возможным выделить небольшую группу активных карликовых новых, в которых наблюдается смена "частых" вспышек на "нечастые" и, наоборот. Взяв за основу разделение сверхциклов на два типа L и S, предложенное Смаком [22] для карликовой новой VW Нуа, Осаки и Като [23], анализируя данные наблюдений V1504 Суг, полученные космическим телескопом "Кеплер", выделили у системы эти два типа сверхвспышек. Они, похоже, нашли объяснение феномену смены циклической активности внутри сверхцикла: если диск в силу каких-то причин становится наклонным (о чем должно свидетельствовать появление отрицательных сверхгорбов), то это будет подавлять возникновение очередной вспышки и, следовательно, способствовать удлинению интервала между ними. Подобная зависимость между частотой нормальных вспышек и появлением/исчезновением отрицательных сверхгорбов найдена у ER UMa [18], V503 Суг [24,25], MN Dra [13], V433 Lyr [26].

V1504 Суг. Впервые наше внимание на V1504 Суг (открытую как переменную звезду Белявским [27]) обратил Цесевич [28] на конференции по переменным звездам в Черноморке (Одесса) в 1981г. Позже Райков и Ющенко [29] классифицировали объект как карликовую новую типа SU UMa, Ногами и Масуда [30] первые обнаружили положительные сверхгорбы во время сверхвспышки, а Антонюк и Павленко [31] установили их величину 0.0724 сут. и нашли, что этот период практически не изменяется во время большей части плато сверхвспышки, что хорошо согласуется с зависимостью производной изменения периода положительных сверхгорбов от орбитального периода [32]. Торстенсен и др. [33] нашли орбитальный период системы V1504 Суг. Еще Курочкин [34], анализируя архивные фотопластинки ГАИШ 1898-1926гг., пришел к заключению об очень коротком среднем цикле между нормальными вспышками - около 6 суток. Райков и Ющенко [29], Ульянихина и Шугаров [35] показали, что интервал между вспышками может изменяться от 6 до 11 суток.

Анализ данных V1504 Суг телескопа "Кеплер", выполненный Каннизо и др. [26], Осаки и Като [23,36], выявил много интересных особенностей звезды: смену цикличности вспышек на непрерывной шкале около 3-х лет, транзитный характер орбитального периода, периодов положительных и отрицательных сверхгорбов и диапазон их изменений. В итоге известно, что во время плато сверхвспышки средний период сверхгорбов составлял 0.0724 сут. [31,32], а в начальной ее стадии и во время нормальной вспышки он был равен 0.0739 сут. [23]. Диапазон изменений периода отрицательных сверхгорбов в течение сверхцикла составлял 0.0677-0.0684 сут. Орбитальный период равен 0.069549 сут. [23].

Более или менее регулярное изучение вспышечной активности V1504 Суг и поведения системы на разных ее стадиях проводилось нами, начиная с

1988г. [37,38] и закончилось за 5 дней до начала интенсивных наблюдений космическим телескопом "Кеплер" в 2009г. Целью данной работы является исследование особенностей звезды на разных стадиях вспышечной активности и самой вспышечной активности на почти 20-летней шкале как по нашим данным, так и с привлечением данных AAVSO, VSNET и литературных источников [23,26,36].

2. *Сверхциклы*. В табл.1 приведены сведения о наблюдениях V1504 Cyg, которые мы использовали в данном анализе. Кривые блеска некоторых сверхциклов 2000-2003гг. по данным наблюдений в Крымской астрофизической обсерватории показаны на рис.1.

Таблица 1

СВОДКА НАБЛЮДЕНИЙ V1504 Cyg

Е	JD начало	N n	База данных	Е	JD начало	N n	База данных
0	2449509 ±2	>2	AAVSO, VSNET	29	53104 ≤1	>4	AAVSO, VSNET
1	49653 ±2	>1	AAVSO, VSNET	30	53216 ±2	>10	AAVSO, VSNET
2	49780 ≤(-13)	>2	AAVSO, VSNET	31	53338 ±2	-	AAVSO, VSNET
3	49900 ±2	>4	AAVSO, VSNET	32	53450 ≤(-13)	>5	AAVSO, VSNET
4	50015 ±2	>2	AAVSO, VSNET	33	53558 ±2	>4	AAVSO, VSNET
5	-	>6	AAVSO, VSNET	34	53670 ±2	-	AAVSO, VSNET
6	-	≤1	AAVSO, VSNET	35	53778 ≤(-13)	>2	AAVSO, VSNET
7	50397 ±2	>2	AAVSO, VSNET	36	53883 ±2	>9	AAVSO, VSNET
8	50526 ≤(-13)	>6	AAVSO, VSNET	37	54023 ≤1	>6	AAVSO, VSNET, CrAO
9	50662 ±2	>7	AAVSO, VSNET				
10	50771 ≤(-13)	≤1	AAVSO, VSNET	38	54181 ±2	>4	AAVSO, VSNET, CrAO
11	50894 ±2	>5	AAVSO, VSNET				
12	51027 ±2	>4	AAVSO, VSNET, CrAO	39	54323 ≤1	>3	AAVSO, VSNET, CrAO
13	-	>3	AAVSO, VSNET	40	54421 ≤(-13)	-	AAVSO, VSNET
14	-	>3	AAVSO, VSNET	41	54534 ≤(-13)	>7	AAVSO, VSNET
15	51354 ≤1	>9	AAVSO, VSNET	42	54706 ±2	>4	AAVSO, VSNET
16	51479 ≤1	>1	AAVSO, VSNET	43	-	>3	AAVSO, VSNET
17	51610 ≤(-13)	>9	AAVSO, VSNET	44	54942 ≤1	>9	AAVSO, VSNET, CrAO, Kepler
18	51722 ≤1	12	AAVSO, VSNET, CrAO	45	55074 ≤1	10	Kepler
19	51860 ≤(-13)	>1	AAVSO, VSNET	46	55201 ≤1	10	Kepler
20	51995 ±2	>6	AAVSO, VSNET	47	55312 ≤1	6	Kepler
21	52110 ≤1	10	AAVSO, VSNET, CrAO	48	55406 ≤1	5	Kepler
				49	55516 ≤1	10	Kepler
22	52240 ≤(-13)	>3	AAVSO, VSNET	50	55639 ≤1	12	AAVSO, VSNET, Kepler
23	-	>7	AAVSO, VSNET				
24	52490 ±2	>8	AAVSO, VSNET	51	55750 ≤1	>7	AAVSO, VSNET, Kepler
25	52600 ±2	>1	AAVSO, VSNET				
26	52737 ±2	>9	AAVSO, VSNET, CrAO	52	55880 ≤(-13)	>7	AAVSO, VSNET
				53	55998 ≤(-13)	>2	AAVSO, VSNET
27	52857 ≤1	>6	AAVSO, VSNET, CrAO	54	56115 ≤1	>7	AAVSO, VSNET, Kepler
28	52974 ≤1	>1	AAVSO, VSNET				

* E - номер эпохи для данного сверхцикла.

JD начало - юлианская дата начала сверхвысши.

N n₀ - количество обычных вспышек, наблюдаемых в данном сверхцикле.

База данных-на основе которых получены результаты для данного сверхцикла.

** Погрешность типа " $\leq(-13)$ " указывает на неопределенность определения фазы сверхвысши из-за малого количества данных, когда мы не можем определить, относятся ли они к началу или концу сверхвысши.

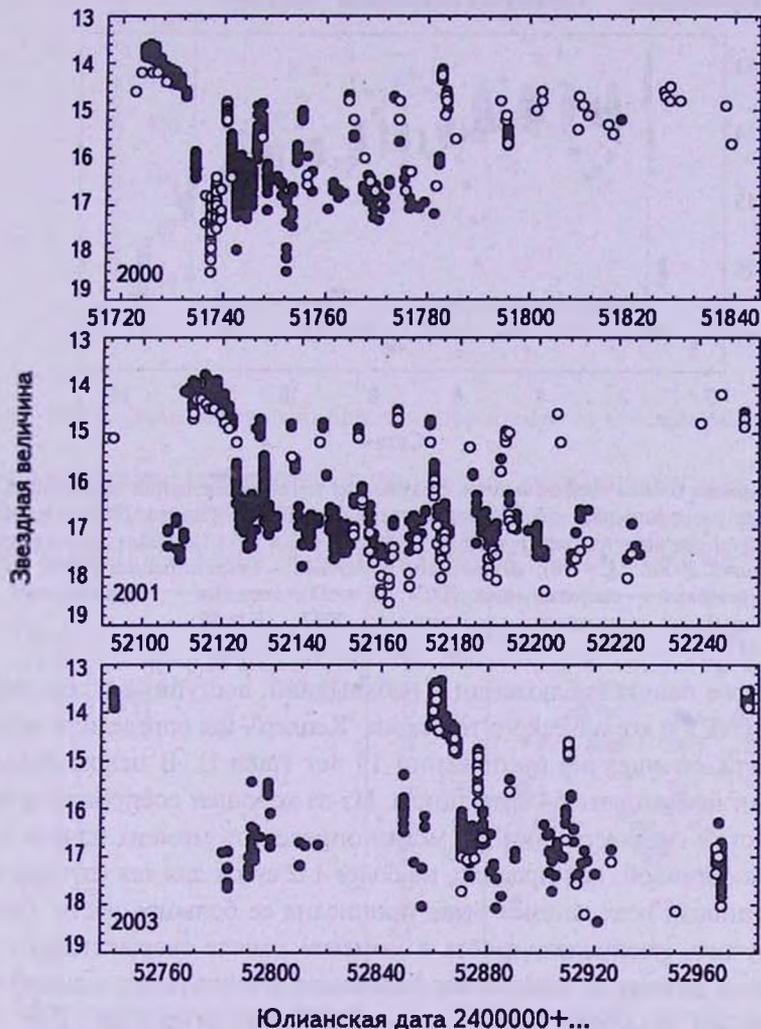


Рис.1. Кривые блеска, охватывающие сверхциклы 2000-2003гг. Черными значками показаны наблюдения в полосе R, открытыми - наблюдения в полосе V.

По нашим наблюдениям блеск системы изменяется от 17^m.5 в минимуме до 13^m.5 в максимуме сверхвысши в полосе R. Сверхвысши в среднем длится около 13 суток (рис.2) и имеет амплитуду в 4^m в полосе R. Плато вспышки нелинейно, его можно разделить на относительно постоянный максимум в начале сверхвысши и длительное ослабление блеска во

второй части сверхвспышки. Резкое падение блеска длится 2 суток. Обычные вспышки длятся 3-4 суток и имеют амплитуду около 2^m , для них характерен асимметричный профиль с резким подъемом и плавным спадом. Иногда наблюдаются обычные вспышки с симметричным профилем. Эти характеристики сверхвспышек и нормальных вспышек соответствуют характеристикам, полученным с помощью телескопа "Кеплер".

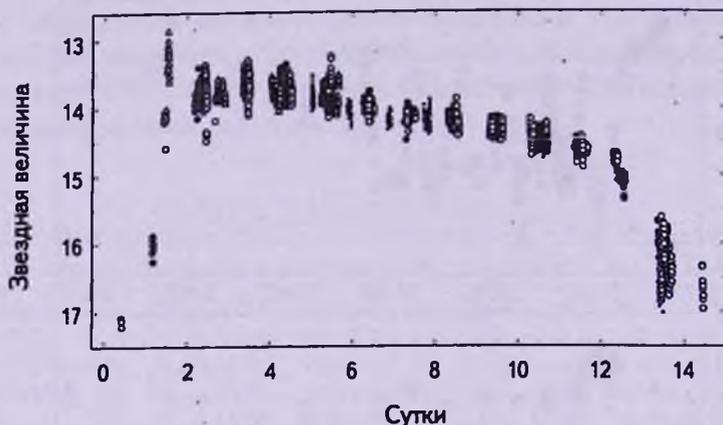


Рис.2. Кривая блеска сверхвспышки, полученная путем совмещения нисходящей ветви для 6 разных сверхвспышек по наблюдениям в КраО с 1989г. по 2007г. Открытыми треугольниками обозначена сверхвспышка 1989г. ($E = 12$ в табл.1), закрытыми квадратами - сверхвспышка 2000г. ($E = 18$), открытыми кружками - сверхвспышка 2001г. ($E = 21$), открытыми ромбами - сверхвспышка 2003г. ($E = 27$), точками - сверхвспышка 2006г. ($E = 37$), закрытыми кружками - сверхвспышка 2007г. ($E = 39$).

На основе наших наблюдений и наблюдений, доступных из баз данных AAVSO, VSNET и космического телескопа "Кеплер", мы определили моменты начала сверхвспышек на протяжении 19 лет (табл.1). В целом оказалось возможным исследовать 54 сверхцикла. Из-за хорошей воспроизводимости характеристик сверхвспышки мы могли определить момент начала сверхвспышки с ошибкой, как правило, не более 1-2 суток для тех случаев, когда по совокупности всех данных была прописана ее большая часть. Однако, в ряде случаев, неопределенность в моменте начала сверхвспышки была больше, если данных не хватало для надежного установления, к какой части сверхвспышки (к концу или к ее началу) они относятся. Для таких сверхциклов в табл.1 дана верхняя граница неопределенности в моменте начала сверхвспышки $< (-13)$ сут. Используя наши моменты начала сверхвспышки, мы уточнили среднюю величину сверхцикла по всем доступным данным, используя метод О-С, которая оказалась равна 122.18 сут. На рис.3 приведена длина сверхцикла в зависимости от его номера. На данном интервале мы не нашли векового увеличения длительности сверхцикла, что совпадает с выводом Отулаковской-Гипка и Олеха [21] для

этой звезды. Большинство сверхциклов колеблется между 100 и 145 сутками, однако изредка наблюдаются как экстремально короткие (64 сут.), так и экстремально длинные (164 сут.) сверхциклы. Оказалось, что изменения длительностей сверхциклов носят квазипериодический характер.

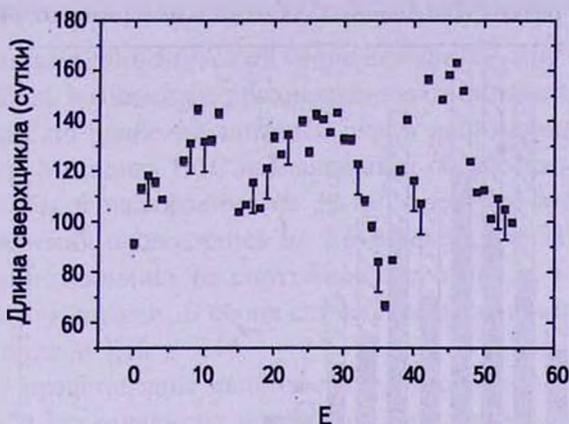


Рис.3. Длительность сверхцикла в зависимости от его номера E.

На рис.4 (слева) приведена периодограмма, указывающая, что сверхцикл в среднем колеблется с характерным временем 5.93г. (рис.4, справа). Свертка данных (справа) строилась согласно эфемериде: $JD_{min} = 2449509 + 2164.45 E$.

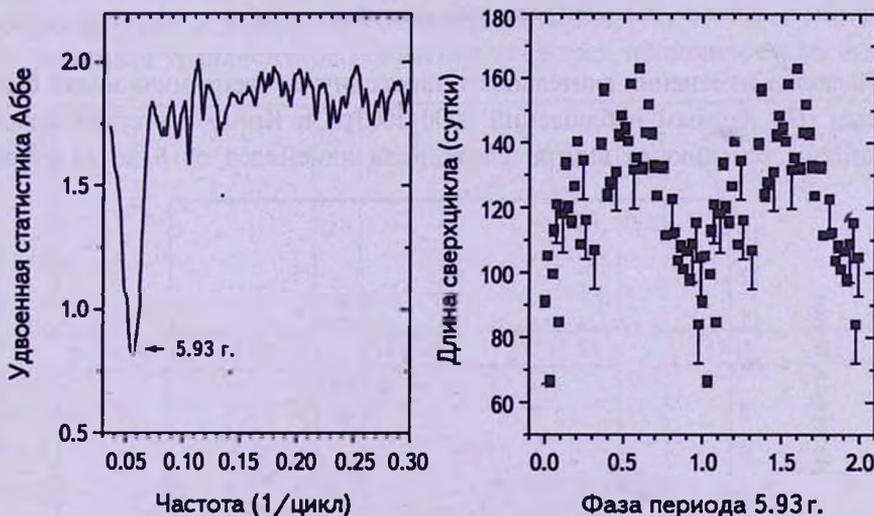


Рис.4. Слева: периодограмма в окрестности длительности сверхцикла. Справа: свертка данных изменений сверхцикла с периодом 5.93 г. Для ясности данные воспроизведены дважды.

3. *Нормальные циклы.* Используя доступные данные, мы построили гистограммы распределения длительностей нормальных циклов отдельно -

по нашим данным с привлечением данных AAVSO и VSNET и по данным телескопа "Кеплер" [23,36] (рис.5). Оба распределения подобны и имеют бимодальный характер с максимумами на 8-9-е и 11-е сутки. Распределение, с одной стороны, ограничено 5-ю сутками, а с другой - резкой границы нет, но имеется "хвост" редких вспышечных событий в интервале от 14 до 22 суток.

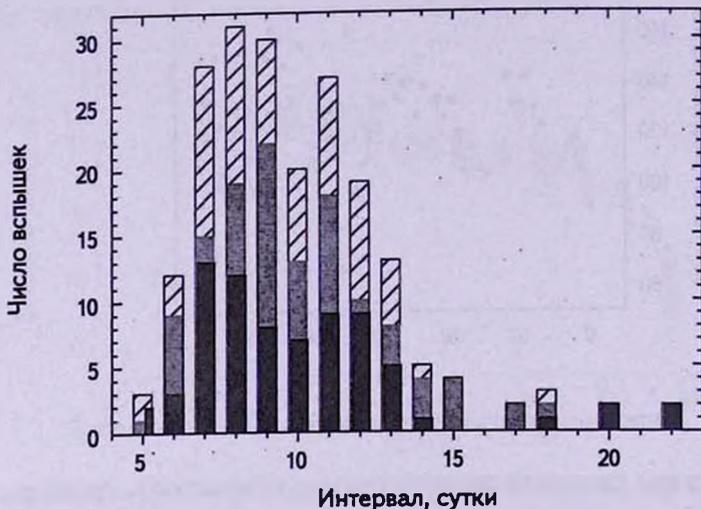


Рис.5. Гистограммы распределения длительностей нормальных циклов. Серым цветом показаны данные AAVSO, VSNET и КрАО, черным - данные телескопа "Кеплер". Штриховыми линиями показана суммарная гистограмма.

Характер изменения длительности цикла внутри сверхцикла может быть разным. По данным наблюдений 2000-2003гг. в КрАО, интервал между обычными вспышками внутри сверхцикла изменялся от 6 до 13 суток.

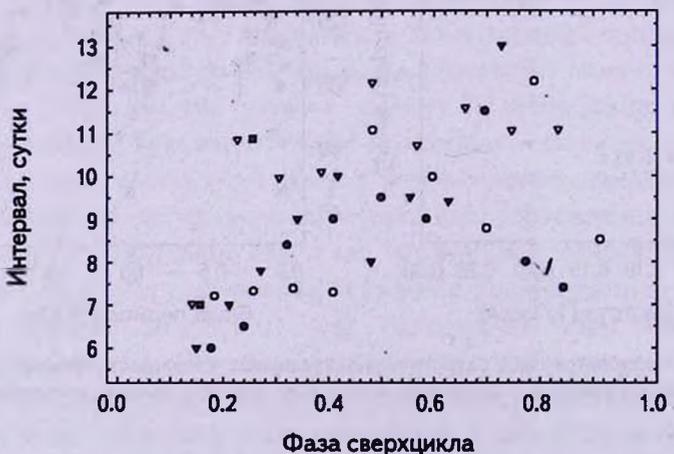


Рис.6. Изменение интервала между обычными вспышками в зависимости от фазы данного сверхцикла. Заполненными значками обозначены данные КрАО 2000-2003гг. ($E = 18, 21, 27$). Открытыми значками - данные телескопа "Кеплер" 2009г. ($E = 44, 45$).

Похожее поведение показали и наблюдения на "Кеплере". Этот интервал мог постепенно увеличиваться в течение сверхцикла, но в некоторых случаях мог уменьшаться во второй половине сверхцикла. Пример такого изменения длительности нормального цикла по нашим данным 2000-2003гг. и данным телескопа "Кеплер" в 2009-2011гг. приведен на рис.6.

4. *Короткопериодическая переменность вне сверхвысвешек.* У нас оказалось возможным проанализировать поведение V1504 Cyg вне сверхвысвешек по наиболее длинным рядам наблюдений, полученным в 2000 и 2009гг. Методика ПЗС наблюдений и обработки описана в [39,40]. В 2000г. это были наблюдения на 38-см телескопе в полосах V и R. В 2009г. наблюдения проводились на 2.6-м телескопе ЗТШ в полосе R. В мае 2009г. они пришлись на спокойное состояние, а в июне - на выход из нормальной вспышки. В обоих случаях наблюдения попали на первую треть сверхциклов E18 и E44.

На рис.7 представлены наиболее продолжительные кривые блеска в полосах V и R для отдельных ночей по наблюдениям 2000г., полученные вскоре после окончания сверхвысвешки. Видно, что все кривые показывают изменения блеска с характерным временем около 100 мин. Для выяснения характера этих колебаний и их синфазности, мы объединили данные в один массив, предварительно убрав тренд, соответствующий долговременным изменениям. Для анализа переменности использовался метод Стеллингверфа, реализованный в рамках пакета программ ISDA [41].

Учитывая транзитное появление всех трех периодов согласно [23,

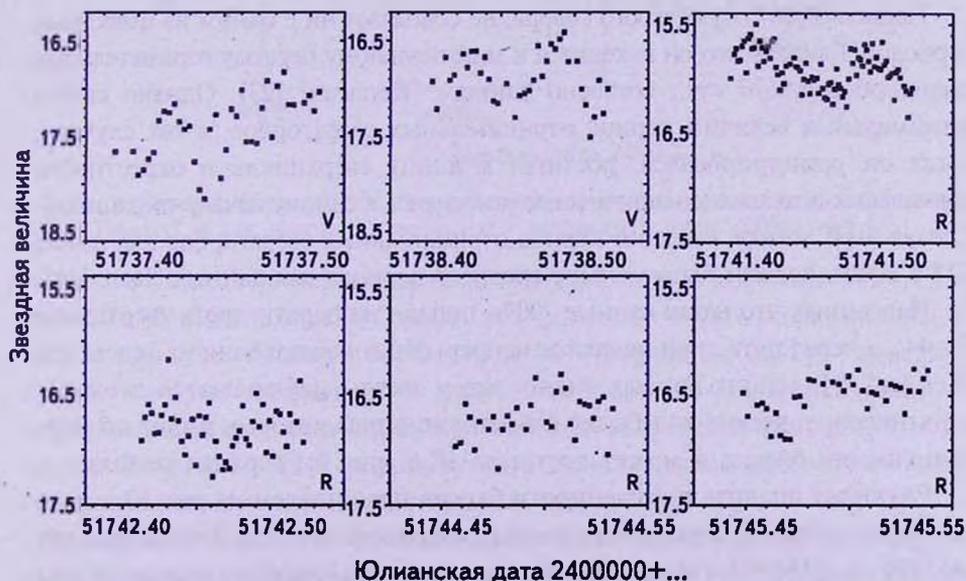


Рис.7. Кривые блеска V1504 Cyg в спокойном состоянии 2000г.

26], мы акцентировали внимание на поиске периодичности в их окрестности. Результат для приведенных 6-ти ночей представлен на рис.8.

Наиболее значимый пик на периодограмме указывает на период 0.06673(3) сут. Свертки данных с этим периодом указывают на неплохую синфазность кривых в интервале Юлианских дат 2451737-2451745. Средняя амплитуда колебаний в полосе V оказалась равна $0^m.45$, а в полосе R - $0^m.3$.

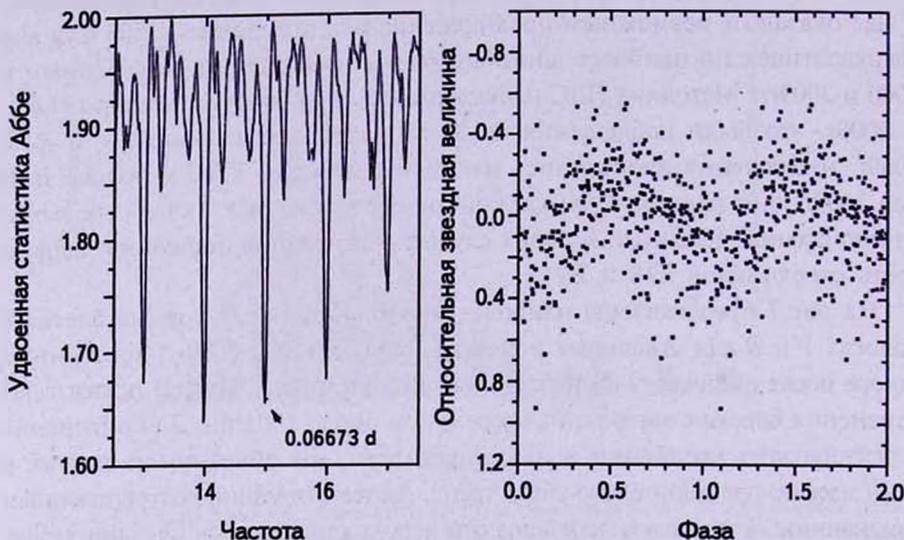


Рис.8. Периодограмма (слева) и свертки данных в полосе V (справа сверху) и в полосе R (справа внизу) для периода 0.06673 сут.

Период 0.06673 сут., строго говоря, не совпадает ни с одним из известных периодов. Ближе всего он находится к минимальному периоду отрицательных сверхгорбов 0.0677 сут., согласно данным "Кеплера" [23]. Однако самых минимальных величин период отрицательных сверхгорбов, в тех случаях, когда он регистрировался, достигал к концу сверхцикла в окрестности нормальных вспышек (а наши данные относились к самому началу сверхцикла). Следуя этой логике, средний период отрицательных сверхгорбов для цикла E18 в 2000г. должен быть меньше среднего периода для данных "Кеплера".

Напомним, что наши данные 2009г. попали на первую треть сверхцикла $E = 44$, а через пять дней начались непрерывные наблюдения на телескопе "Кеплер". Из наших кривых видно, что у звезды наблюдаются сложные мультипериодические колебания блеска, амплитуда которых растет по мере уменьшения блеска и может достигать $0^m.6$ (рис.9с, верхняя панель).

Результат анализа переменности блеска представлен на рис.10 в виде трех периодограмм. Верхняя периодограмма построена для Юлианских дат 2454996 и 2454997 (выход из нормальной вспышки), средняя - для Юлианских дат 2454972, 2454973 и 2454974 (спокойное состояние), а

нижняя представляет периодограмму для спокойного состояния более подробно. Ни один из указанных периодов напрямую не совпадает с самыми значимыми пиками на наших периодограммах. Частота наиболее

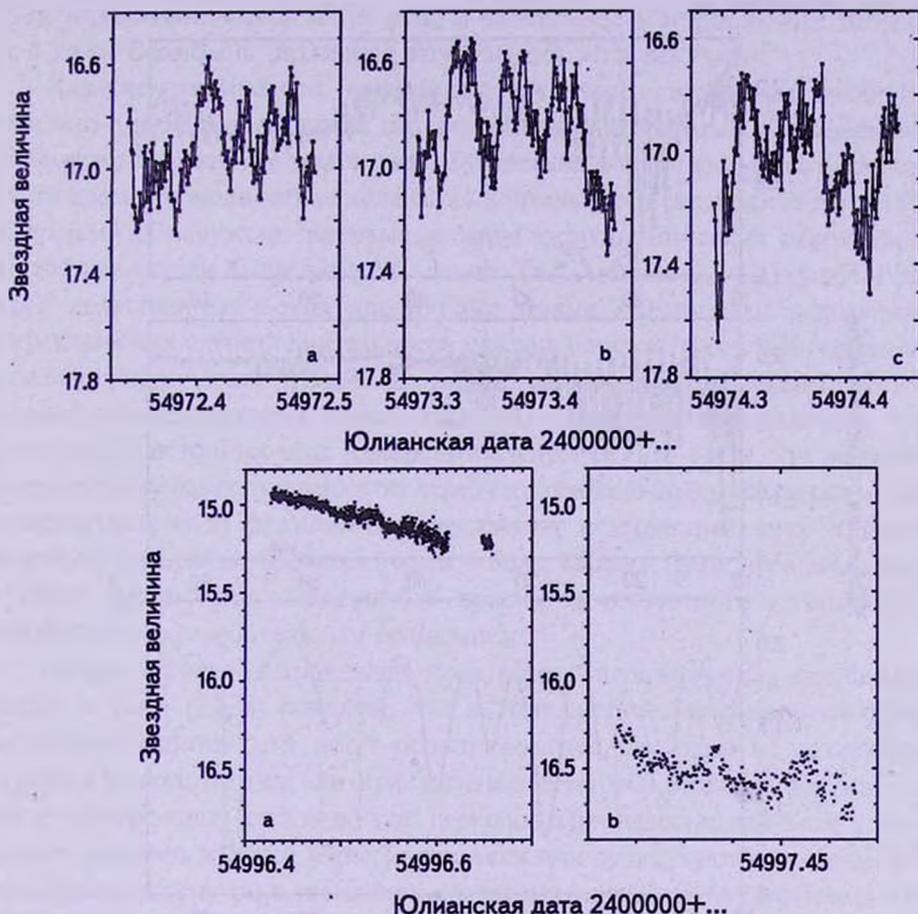


Рис.9. Кривые блеска V1504 Суг для трех ночей неактивного состояния в мае 2009г. (вверху) и для выхода из нормальной вспышки в июне 2009г. (внизу).

сильного пика F на периодограмме для спокойного состояния системы равна 11.80 циклов/сутки. Однако два менее значимых пика указывают на частоты 13.8 (период = 0.072 сут.) и 14.7 (период = 0.068 сут.) циклов/сутки, которые совпадают с частотами периода положительных и отрицательных сверхгорбов, соответственно, в пределах изменений этих частот. Частота $F = 11.8$ циклов/сутки в данном случае является суточно сопряженной частотой положительных сверхгорбов $F_{sh}^{(+)}$: $F = F_{sh}^{(+)} - 2$.

Еще следует учитывать то обстоятельство, что ближайшая суточная гармоника частоты отрицательных сверхгорбов совпадает в пределах значимости с частотой положительных сверхгорбов при недостаточно плотных рядах

наблюдений. Поэтому в данном случае мы не можем утверждать, наблюдали ли мы одновременное сосуществование положительных и отрицательных сверхгорбов, либо какого-то одного из этих периодов в начальной части данного сверхцикла.

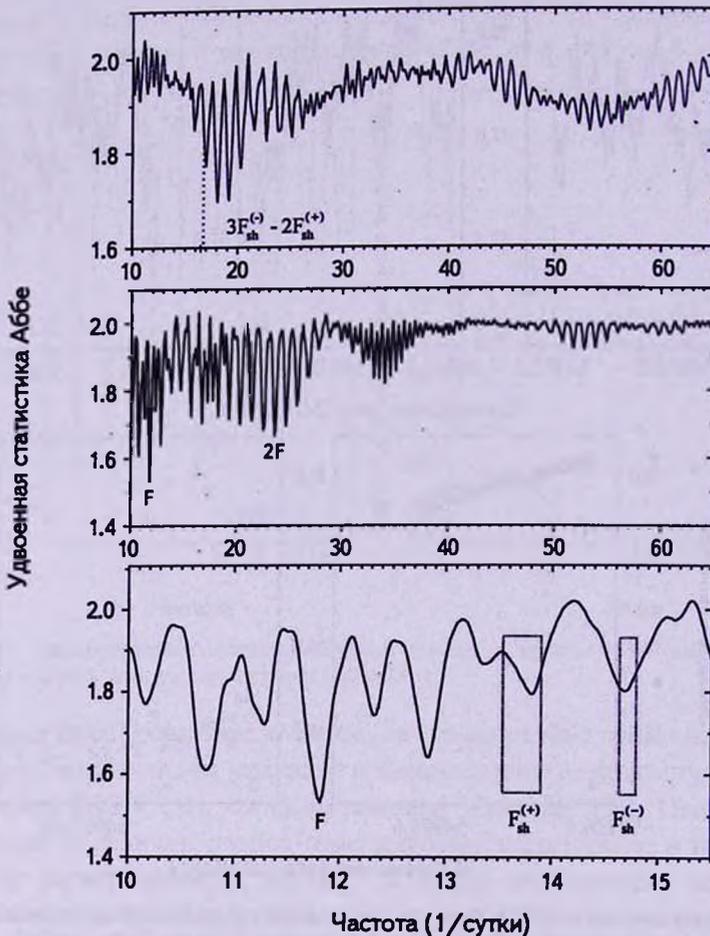


Рис.10. Верхняя панель: Периодограмма для дат JD 2454996 и 2454997 (выход из нормальной вспышки). Средняя панель: Периодограмма для дат JD 2454972, 2454973 и 2454974 (неактивное состояние). Нижняя панель: более детальное представление периодограммы для данных неактивного состояния. Прямоугольниками выделены диапазоны изменения частот положительных и отрицательных сверхгорбов, соответственно.

По данным телескопа "Кеплер" [23, 36], вторая половина этого сверхцикла характеризовалась частыми нормальными вспышками и не содержала значимых частот в пределах 12.5-15.7 циклов/сут.

Колебания блеска во время выхода из нормальной вспышки также не соответствуют ни одному из периодов. Наиболее значимый пик является суточно сопряженным одного из менее значимых пиков, который, в

пределах полуширины совпадает с линейной комбинацией частот отрицательных и положительных сверхгорбов $3F_{sh}^{(-)} - 2F_{sh}^{(+)}$.

5. *Обсуждение.* По нашим данным длительность сверхцикла V1504 Cyg может изменяться в 2.5 раза, а длительность нормального цикла - в 4 раза. Возможна различная комбинация этих величин.

Как уже упоминалось, изменение длительности сверхцикла, очевидно, связано с изменением темпа потери вещества вторичным компонентом. Возникает вопрос, чем может быть обусловлена цикличность этого явления. Хотя квази-периодические колебания длительности сверхцикла для V1504 Cyg нами обнаружены впервые, в мире катаклизмических переменных подобные случаи были известны давно. Так, Андронов и Шакурн [42] для трех долгопериодических карликовых новых обнаружили регулярные переключения с одной длительности цикла на другой. Фогт [43] определил квази-периодическое изменение интервала между сверхмаксимумами у нескольких карликовых новых типа SU UMa. Он предположил, что возможный источник этих изменений следует искать в том, что во время сверхмаксимумов поток вещества через внутреннюю точку Лагранжа может усиливаться из-за временного совпадения осцилляций двух и более колебаний вторичного компонента в g -моду. Однако такое предположение требует чрезвычайно медленного вращения вторичного компонента, асинхронного с орбитальным вращением.

Какова природа наблюдаемых нами короткопериодических колебаний? Осаки и Като [23,36] показали, что в этой системе на различных фазах вспышечной активности могут регистрироваться как один из возможных периодов (положительные или отрицательные сверхгорбы, орбитальный период), так и одновременно несколько этих периодов. При недостаточной статистике трудно выделить каждый из периодов, если они существуют одновременно. Мы предполагаем, что в спокойном состоянии первой трети сверхцикла E44 (2009г.) короткопериодические колебания могли представлять собой либо суперпозицию отрицательных и положительных сверхгорбов, либо один из этих периодов. Сразу же после сверхвспышки 2000г. (сверхцикл E18), скорее всего, наблюдались отрицательные сверхгорбы с периодом 0.06673 сут.

Осаки и Като [23,36] по данным "Кеплера" показали, что появление отрицательных сверхгорбов не связано с длиной нормального цикла, а зависит от частоты нормальных вспышек - т.е., отрицательные сверхгорбы регистрировались при величинах сверхцикла, близких к среднему и для длительностей нормальных циклов от 8 суток и более. Учитывая это, наши предположения не противоречат выводам, полученным Осаки и Като. Очевидно, что детальные исследования других карликовых новых, демонстрирующих смену вспышечной активности, необходимы для проверки связи этой смены с изменением состояния аккреционного диска - от лежащего в плоскости

орбиты до наклоненного к ней. Кроме того, необходимо изучение частоты этой смены и причин, заставляющих аккреционный диск наклоняться над орбитальной плоскостью.

Авторы благодарны Т.Като за предоставление результатов наблюдений V1504 Cyg из базы данных VSNET, И.Л.Андронову за полезное обсуждение работы и рецензенту за ценные замечания.

НИИ "Крымская Астрофизическая Обсерватория", Киевский
Национальный Университет им. Тараса Шевченко,
e-mail: epavlenko@gmail.com

PECULIARITIES OF THE SU UMa-TYPE DWARF NOVA V1504 Cyg BEHAVIOR IN 1994-2012

O.I.ANTONYUK, E.P.PAVLENKO

For the SU UMa-type dwarf nova V1504 Cyg on the data base of the CrAO (1998-2009), space telescope "Kepler" (2009-2011), AAVSO and VSNET (1994-2012) we found as follows: 1) the supercycle length varying in average from 100 to 140 days with typical time ~ 6 years; 2) the normal outbursts show a bimodal cycles lengths distributions with centers 8-9 days and 11 days within the range of 5-22 days; 3) for the quiescent data JD 2451737-2451745 we have detected the 0.0677-day periodicity that probably connected to the negative superhumps, and for the JD 245497-2454974 - these consisting either with simultaneous existing of positive and negative superhumps or with one of these periods.

Key words: *stars: dwarfs: activity*

ЛИТЕРАТУРА

1. *J.K.Cannizzo*, in *Accretion Disks In Compact Stellar Systems*, ed. C.Wheeler (Singapore: World Scientific), 6, 1993.
2. *J.-P.Lasota*, *New Astron. Rev.*, 45, 449, 2001.
3. *B.Warner*, *Cataclymic Variable Stars* (Cambridge: Cambridge University Press), 1995.
4. *R.Whitehurst*, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, 232, 35, 1988.
5. *M.Hirose, Y.Osaki*, *Publ. Astron. Soc. Pacif.*, 42, 135, 1990.
6. *S.H.Lubow*, *Astrophys. J.*, 381, 259, 1981.
7. *Y.Osaki*, *Publ. Astron. Soc. Pacif.*, 108, 39, 1996.

8. *D.Harvey, D.R.Skillman, J.Patterson, F.A.Ringwald*, Publ. Astron. Soc. Pacif., **107**, 551, 1995.
9. *M.M.Montgomery, E.L.Martin*, Astrophys. J., **722**, 989, 2010.
10. *M.M.Montgomery, D.V.Bisikalo*, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., **405**, 1397, 2010.
11. *M.A.Wood, M.D.Still, S.B.Howell et al.*, Astrophys. J., **741**, 105, 2011
12. *W.Gao, Z.Li, X.Wu et al.*, Astrophys. J., **527**, L55, 1999.
13. *Е.П.Павленко, И.Б.Волошина, М.В.Андреев и др.*, Астрон. ж., **87**, 8, 2010.
14. *J.Patterson, F.Jablonski, C.Koen et al.*, Publ. Astron. Soc. Pacif., **107**, 1183, 1995.
15. *M.Still, S.B.Howell, M.A.Wood et al.*, Astrophys. J., **717**, L113, 2010.
16. *A.Olech, A.Rutkowski, A.Schwarzenberg-Czerny*, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., **399**, 465, 2009.
17. *A.Olech, A.Rutkowski, A.Schwarzenberg-Czerny*, Acta Astronomica, **57**, 331, 2007.
18. *T.Oshima, T.Kato, E.Pavlenko et al.*, Publ. Astron. Soc. of Jap., **64L**, 2012.
19. *C.Hellier*, Cataclysmic variable Stars: How and Why They Vary (London, Springer), 2001.
20. *P.Zemko, T.Kato, S.Shugarov*, Publ. Astron. Soc. of Jap., in press, arXiv:1212.5940, 2013.
21. *M.Otulakowska-Hypka, A.Olech*, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., in press; arXiv:1303.6248, 2013.
22. *J.Smak*, Acta Astronomica, **35**, 357, 1985.
23. *Y.Osaki, T.Kato*, Publ. Astron. Soc. of Jap., in press, arXiv 1305.58770, 2013.
24. *Е.Павленко, Д.Самсонов, О.Антонюк и др.*, Астрофизика, **55**, 494, 2012.
25. *T.Kato et al.*, Publ. Astron. Soc. of Jap., **65**, 23, 2013.
26. *J.K.Cannizzo, A.P.Smale, M.A.Wood et al.*, **747**, 117, 2012.
27. *С.Белявский*, Перемен. звезды, **5**, 36, 1936.
28. *В.П.Цесевич, Б.А.Драгомирецкая*, "Звезды типа RW Возничего", Наукова думка, Киев, 1973.
29. *А.А.Райков, А.В.Ющенко*, Перемен. Звезды, **22**, 853, 1988.
30. *D.Nogami, S.Masuda*, IBVS, **4532**, 1997.
31. *O.I.Antonjuk, E.P.Pavlenko*, in J.-M.Nameury, J.-P.Lasota, eds., The Astrophysics of Cataclysmic Variables and Related Objects. Vol. **330** of Astronomical Society of the Pacific Conference Series, SU UMa-type dwarf nova V1504 Cygni during several supercycles, 379, 2005.
32. *T.Kato et al.*, Publ. Astron. Soc. of Jap., **61S**, 395, 2009.
33. *J.R.Thorstensen, C.J.Taylor*, Publ. Astron. Soc. Pacif., **109**, 1359, 1997.
34. *Н.Е.Курочкин*, Астрон. Циркуляр, **1169**, 3, 1981.
35. *О.А.Улжанikhina, S.Yu.Shugarov*, Astron. Astrophys. Trans., **9**, 43, 1995.
36. *Y.Osaki, T.Kato*, Publ. Astron. Soc. of Jap., **65**, 50, 2013.
37. *E.Pavlenko*, JAAVSO, **35**, 227, 2006.
38. *Е.П.Павленко, О.И.Дудка*, Астрофизика, **45**, 5, 2001.
39. *Е.П.Павленко, С.Ю.Шугаров, Н.А.Катышева*, Астрофизика, **43**, 567, 2000.
40. *Е.П.Павленко, Т.Като, О.И.Антонюк и др.*, Астрофизика, **54**, 545, 2011.
41. *Ja.Pelt*, Irregularity Spaced Data Analysis, User Manual, Helsinki, 1992.
42. *I.L.Andronov, L.I.Shakun*, Ap&SS., **169**, 237, 1990.
43. *N.Vogt*, Astron. Astrophys., **68**, 66, 1980.

О РОЛИ ФУНКЦИИ ОТРАЖЕНИЯ ПРИ ОПИСАНИИ ДИФФУЗИИ ИЗЛУЧЕНИЯ В ПЛОСКОПАРАЛЛЕЛЬНОЙ НЕОДНОРОДНОЙ АТМОСФЕРЕ

А.Г.НИКОГОСЯН

Поступила 31 июля 2013

В работе дается анализ последних результатов, полученных автором при рассмотрении задач переноса излучения в неоднородной атмосфере. На примере трех наиболее часто встречающихся в астрофизике задач демонстрируются преимущества подхода, основанного на идее инвариантного погружения. Особое внимание уделяется той важной роли, которую играет функция отражения при определении поля излучения в среде и ряда характеристик, описывающих процесс диффузии излучения в ней.

Ключевые слова: перенос излучения; неоднородные атмосферы; функция отражения; уравнения с начальными условиями

1. *Введение.* Трудности, связанные с решением прикладных астрофизических задач при определении поля излучения в рассеивающих и поглощающих атмосферах, хорошо известны. Вследствие многократного рассеяния поле излучения в любой точке такой среды оказывается связанным с состоянием указанного поля во всех других ее частях. Обычно физические задачи данного типа формулируются как задачи с условиями, заданными на границах среды. Такой подход, уходящий своими корнями к первым работам основателей теории переноса и ставший классическим, обладает двумя характерными особенностями: во-первых, получаемое численное решение относится обычно к одной конкретной, наперед заданной задаче, и, во-вторых, наблюдаемые характеристики излучаемого объема находятся лишь в результате определения поля излучения внутри всей среды. В развитии аналитических методов решения важную роль играет то обстоятельство, что приходится иметь дело с линейными уравнениями, которым удовлетворяют функции источников. Особенно большой прогресс в линейной теории был достигнут в случаях, когда атмосферу можно считать бесконечной или полубесконечной. Вместе с тем, если она обладает конечной оптической толщиной, или является неоднородной, то речь в этих случаях в основном идет о разработке эффективных численных методов решения.

В некотором смысле поворотным пунктом в развитии теории переноса можно считать предложенный Амбарцумяном принцип инвариантности,

позволяющий определить наблюдаемые интенсивности без знания поля излучения внутри всей среды [1-4]. Не останавливаясь на физических предпосылках о возможности применения такого принципа, отметим, что здесь впервые приходится иметь дело с коэффициентом (или функцией) отражения, которая определяется из *отдельного* (но нелинейного) уравнения, что, на наш взгляд, весьма существенно. С появлением метода сложения слоев [5,2,6] и основанного на нем подхода, называемого инвариантным погружением (см., например, [7,8]), роль этой функции в решении задач теории переноса излучения значительно возрастает, что связано с двумя обстоятельствами. Во-первых, вопрос о нахождении отражательной способности атмосферы конечной толщины сводится к легко разрешимой задаче с начальными условиями. При этом нет принципиальной разницы, является ли среда однородной, или нет. Важно также, что получаемое численное решение относится к семейству атмосфер с различными оптическими толщинами. Во-вторых, знание функции отражения существенно облегчает решение целого ряда задач, важных с точки зрения астрофизических применений.

2. *Неоднородная среда конечной оптической толщины.* В качестве примера, начнем с простейшей скалярной задачи переноса в одномерной конечной среде (т.е. без учета перераспределения излучения по частотам), в которой знание коэффициента отражения является достаточным для определения всех основных представляющих интерес физических величин, явные выражения которых вытекают из результатов работ [9-11]. Для иллюстрации приведем здесь некоторые из них, относящиеся к коэффициенту пропускания $q(\tau_0)$ неоднородной среды конечной толщины τ_0 , вероятности выхода кванта из глубины τ через границу $\tau_0 - \rho(\tau, \tau_0)$ и средним числам рассеяния отраженных и пропущенных квантов $N_p(\tau_0)$, $N_q(\tau_0)$ при освещении со стороны границы τ_0 :

$$q(\tau_0) = \exp\left(-\int_0^{\tau_0} A(t) dt\right), \quad \rho(\tau, \tau_0) = \frac{\lambda(\tau)}{2} [1 + \rho(\tau)] \frac{q(\tau_0)}{q(\tau)}, \quad (1)$$

$$N_p(\tau_0) = \frac{q^2(\tau_0)}{2\rho(\tau_0)} \int_0^{\tau_0} \lambda(t) [1 + \rho^2(t)] \frac{dt}{q^2(t)}, \quad N_q(\tau_0) = \frac{1}{2} \int_0^{\tau_0} \lambda(t) \{1 + \rho(t) [1 + N_p(t)]\} dt,$$

где $A(\tau_0) = 1 - \frac{\lambda(\tau_0)}{2} [1 + \rho(\tau_0)]$ и λ - вероятность переизлучения кванта при элементарном акте рассеяния. Более простой формулой задается среднее число рассеяний $\langle N(\tau_0) \rangle$, относящееся ко всем квантам независимо от того, выходят они из среды, или гибнут в ней

$$\langle N(\tau_0) \rangle = q(\tau_0) \int_0^{\tau_0} [1 + \rho(t)] \frac{dt}{q(t)}. \quad (2)$$

В рассмотренном случае принимается, что неоднородность атмосферы

обусловлена изменением величины λ с глубиной. Можно привести целый ряд других простых формул для различных физических величин, описывающих процесс диффузии излучения в среде при освещении каждой из ее границ. Очевидно, что все эти формулы легко могут быть обобщены на более общий случай одномерной неоднородной атмосферы, если допустить, что рассеяние происходит в разные стороны с неодинаковой вероятностью, причем степень такой анизотропии может меняться с глубиной. Это относится и к распределению первичных источников энергии, если таковые содержатся в среде. Несложность получения значений необходимых физических величин в одномерном приближении может служить хорошим подспорьем при предварительном рассмотрении задач об образовании спектральных линий в более общих и реалистичных моделях.

Рассмотрим вновь одномерную задачу, однако в случае, когда приходится учитывать частотную зависимость поля излучения. Для простоты, рассмотрим неоднородную атмосферу оптической толщины τ_0 , рассчитанной в центре спектральной линии. Предположим при этом, что рассеяние излучения в ней происходит с полным перераспределением по частотам. Пусть на границу $\tau = \tau_0$ такой среды падает квант безразмерной частоты x , измеряемой расстоянием от центра спектральной линии в единицах доплеровской полуширины. В этом случае вероятность отражения от такой среды кванта в интервале частот $(x', x' + dx')$ задается функцией ρ , определяемой из следующего уравнения

$$\frac{d\rho}{d\tau_0} = -[\gamma(x) + \gamma(x')] \rho(x', x, \tau_0) + \frac{\tilde{\lambda}(\tau_0)}{2} \varphi(x, \tau_0) \varphi(x', \tau_0), \quad (3)$$

где

$$\varphi(x, \tau_0) = \alpha(x) + \int_{-\infty}^{\infty} \rho(x, x', \tau_0) \alpha(x') dx' \quad (4)$$

- функция Амбарцумяна, $\gamma(x) = \alpha(x) + \beta$, $\alpha(x)$ - коэффициент поглощения в частотах спектральной линии, β - отношение коэффициента поглощения в непрерывном спектре к коэффициенту поглощения в центре линии, $\tilde{\lambda}(\tau_0) = A\lambda(\tau_0)$ и A - нормировочный множитель коэффициента поглощения. В качестве начального условия имеем $\rho(x', x, 0) = 0$. Здесь для простоты, как и выше, предположим, что неоднородность атмосферы обусловлена изменением с глубиной коэффициента рассеяния, хотя приводимые рассуждения во многом остаются в силе, когда с глубиной меняются и другие характеристики элементарного акта рассеяния ($\alpha(x)$, β , закон перераспределения излучения по частотам и т.д.).

Как и в скалярном случае, знание одной лишь функции отражения позволяет определить целый ряд других важных величин, характеризующих процесс диффузии излучения в неоднородной рассеивающей и поглощающей

атмосфере. Среди них особое место занимает функция U , знание которой, как было показано нами в работах [9,11,12], позволяет определить поле излучения внутри среды. Физический смысл данной функции заключается в следующем: величина $U(x', \tau; x, \tau_0) dx'$ представляет собой вероятность пролета на глубине τ в сторону границы $\tau=0$ кванта с частотой, заключенной в интервале $(x', x'+dx')$. Диффузную составляющую этой величины обозначим через u , так что

$$U(x', \tau; x, \tau_0) = \delta(x-x') \exp[-\gamma(x)(\tau_0 - \tau)] + u(x', \tau; x, \tau_0). \quad (5)$$

Подход инвариантного погружения приводит к следующему уравнению для функции u

$$\frac{du}{d\tau_0} = -\gamma(x)u(x', \tau; x, \tau_0) + \frac{\tilde{\lambda}(\tau_0)}{2} \varphi(x, \tau_0) \Psi(x', \tau; \tau_0), \quad (6)$$

где

$$\Psi(x', \tau; \tau_0) = \exp[-\gamma(x)(\tau_0 - \tau)] + \int_{-\infty}^{\infty} u(x', \tau; x'', \tau_0) \alpha(x'') dx''. \quad (7)$$

Уравнение (6) удовлетворяет начальному условию $u(x', \tau; x, \tau) = 0$. В согласии с физическим смыслом функции U , величина $u(x', 0; x, \tau_0)$ представляет собой не что иное, как коэффициент пропускания конечной атмосферы. Здесь следует обратить внимание на тот факт, что уравнение (6) приходится решать для каждого значения оптической глубины, но для семейства атмосфер разных оптических толщин. Если при этом постановка рассматриваемой физической задачи такова, что представляет интерес атмосфера определенной оптической толщины, то знание функции отражения позволяет обратиться к обычному уравнению переноса при заданном начальном условии.

В работах [11,12] было показано, что знание функции ρ , а следовательно, и U позволяет легко определить все величины, описывающие поле излучения в неоднородной атмосфере как при наличии, так и при отсутствии первичных источников в ней. Здесь приведем лишь некоторые из этих результатов. Так, например, интенсивность излучения на глубине τ в направлении границы τ_0 задается величиной V , определяемой по формуле

$$V(x', \tau; x, \tau_0) = \int_{-\infty}^{\infty} \rho(x', x'', \tau) U(x'', \tau; x, \tau_0) dx''. \quad (8)$$

Для функции отражения от границы $\tau=0$, $\bar{\rho}$, имеем

$$\bar{\rho}(x', x, \tau_0) = \int_0^{\tau_0} \psi(x', t) \psi(x, t) dt, \quad (9)$$

где $\psi(x, t) = \Psi(x, 0, t)$.

Учитывая принцип обратимости оптических явлений, нетрудно понять,

что функциями U и V задаются интенсивности излучения, выходящего из атмосферы, содержащей источник энергии. Так, при внутренних источниках мощности $B(\tau, x)$ для интенсивности $I_1(x, \tau_0)$ излучения, выходящего через границу $\tau = \tau_0$ среды имеем

$$I_1(x, \tau_0) = \int_{-\infty}^{\infty} dx' \int_0^{\tau_0} B(\tau, x') W(x', \tau, x, \tau_0) d\tau, \quad (10)$$

где $W = U + V$. Аналогичным образом нетрудно найти интенсивность излучения, наблюдаемого с обратной стороны. После определения функции $I_1(x, \tau_0)$ нетрудно найти поле излучения внутри самой среды. Обозначая через $I^-(x, \tau, \tau_0)$, $I^+(x, \tau, \tau_0)$ интенсивности излучения на глубине τ в направлении грани соответственно $\tau = 0$ и $\tau = \tau_0$, нетрудно получить

$$I^-(x, \tau, \tau_0) = \int_{\tau}^{\tau_0} dt \left[B(t, x) \Psi(x, \tau, t) + \frac{\lambda(t)}{2} \alpha(x) \int_{-\infty}^{\infty} \alpha(x') U(x, \tau; x', t) I_1(x', t) dx' \right], \quad (11)$$

$$I^+(x, \tau, \tau_0) = I_1(x, \tau) + \int_{-\infty}^{\infty} \rho(x, x', \tau) I^-(x', \tau, \tau_0) dx'. \quad (12)$$

Таким образом, рассмотренные две наиболее часто встречающиеся в астрофизике задачи переноса излучения легко поддаются решению, если предварительно определена функция отражения.

3. *Статистическое описание поля излучения.* Хорошо известно, что при решении различных астрофизических задач, связанных с интерпретацией линейчатых спектров, приходится иметь дело с статистическими средними величинами, описывающими процесс диффузии излучения в поглощающей и рассеивающей атмосфере. Среди них важное место отводится среднему числу рассеяний и среднему времени, проводимому квантом в процессе блуждания в среде. В различных работах даются разные определения указанным величинам, позволяющие, однако, получить грубое в той или иной степени представление о них. Из множества таких работ мы здесь отметим лишь некоторые из них, которые имеют прямое отношение к данному обсуждению [13-17].

Весьма важные результаты, с точки зрения данной работы, были получены в [18]. Как оказалось, упомянутые нами средние статистические величины, относящиеся ко всем квантам независимо от того, покидают ли они среду в результате многократного рассеяния или гибнут в ней, целиком выражаются через функцию отражения. Здесь мы приведем лишь окончательные уравнения в применении к рассматриваемому простому случаю одномерной среды. Для среднего числа рассеяний $\langle N \rangle$ имеем

$$\frac{d\langle N \rangle}{d\tau_0} = -\gamma(x) \langle N(x, \tau_0) \rangle + \left[\frac{\tilde{\lambda}(\tau_0)}{2} \Phi(\tau_0) + 1 \right] \varphi(x, \tau_0) + \beta [1 + \tilde{\rho}(x, \tau_0)], \quad (13)$$

где

$$\Phi(\tau_0) = \int_{-\infty}^{\infty} \alpha(x) \langle N(x, \tau_0) \rangle dx. \quad (14)$$

Интегрально-дифференциальное уравнение (13) решается при начальном условии $\langle N(x, \xi, 0) \rangle = 0$. Функцию $\Phi(\tau_0)$ можно определить из самого уравнения (13), из которого следует

$$\Phi(\tau_0) = \frac{1}{2} \int_0^{\tau_0} \lambda(\tau) L(\tau_0 - \tau) \Phi(\tau) d\tau + G(\tau_0), \quad (15)$$

где ядро уравнения

$$L(\tau) = \int_{-\infty}^{\infty} \alpha(x) \varphi(x, \tau) \exp[-\gamma(x)\tau] dx, \quad (16)$$

хорошо известно в теории переноса излучения. Далее

$$G(\tau_0) = \int_0^{\tau_0} L(\tau) d\tau + \beta F(\tau_0), \quad (17)$$

$$F(\tau) = \int_{-\infty}^{\infty} \alpha(x) [1 + \bar{\rho}(x, \tau)] \exp[-\gamma(x)\tau] dx, \quad (18)$$

$$\bar{\rho}(\tau_0) = \int_0^{\tau_0} \rho(x', x, \tau_0) dx'. \quad (19)$$

Аналогичным образом определяется среднее время $\langle \Omega \rangle$, затрачиваемое квантом на блуждание в рассеивающей атмосфере прежде, чем покинуть ее или термализоваться. Считается, что при диффузии квант тратит время лишь на путь между двумя последовательными актами рассеяния. По аналогии с (13), в [18] получено

$$\frac{d\langle \Omega \rangle}{d\tau_0} = -\gamma(x) \langle \Omega(x, \tau_0) \rangle + \frac{\tilde{\lambda}(\tau_0)}{2} \Psi(\tau_0) \varphi(x, \tau_0) + 1 + \bar{\rho}(x, \tau_0), \quad (20)$$

в котором функция

$$\Psi(\tau_0) = \int_{-\infty}^{\infty} \alpha(x) \langle \Omega(x, \tau_0) \rangle dx \quad (21)$$

удовлетворяет уравнению (15) при свободном члене $G(\tau_0) = \beta F(\tau_0)$. В качестве начального условия имеем $\langle \Omega(x, \xi, 0) \rangle = 0$.

4. *Заключительные замечания.* Приведенные в работе результаты трех наиболее часто встречающихся в астрофизических приложениях задач наглядно демонстрируют, с одной стороны, преимущества используемого подхода инвариантного погружения и, с другой - важность той роли, которую играет коэффициент отражения при таком подходе. Как мы

убедились, данный подход позволяет свести вопрос о нахождении той или иной представляющей интерес физической величины к удобным для численной реализации задачам с начальными условиями. Важно также отметить, что получаемое в результате решение относится к семейству задач, относящихся к атмосферам с различными оптическими толщинами. Сам подход основан на ясных физических соображениях, прост в использовании и универсален, позволяя изучить эффект неоднородностей различного рода.

В каждой из рассмотренных задач, как мы видели, вначале определяется функция отражения, которая удовлетворяет отдельному нелинейному уравнению. Дальнейшие рассуждения показывают, что знание одной этой функции является достаточным для определения практически всех остальных физических величин, представляющих интерес для исследования процесса многократного рассеяния в поглощающей и рассеивающей атмосфере. Большая часть этих величин определяется явным образом путем вычисления обычных интегралов. И только в случае вычисления поля излучения внутри среды, а также статистических средних величин, приходится, вообще говоря, решать новые задачи с начальными условиями. Говоря о роли функции отражения, уместно провести параллель с функцией источников, которая также удовлетворяет отдельному уравнению и играет важную роль в классической теории переноса. Однако последняя вводится в результате рассмотрения сравнительно трудно разрешаемой задачи с граничными условиями и относится к среде фиксированной оптической толщины. Функция источников также несет в себе богатую информацию о физической картине переноса излучения, позволяя определить ряд других величин, характеризующих изучаемый процесс. Однако в отличие от функции отражения она не является наблюдаемой и непосредственно измеряемой величиной. Результаты работы можно считать обобщением идеи, лежащей в основе принципа инвариантности, в той ее части, что в обоих случаях наблюдаемые интенсивности используются для нахождения поля излучения внутри среды. В нашем случае это делается для конечной неоднородной атмосферы.

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

ON THE ROLE OF THE REFLECTION FUNCTION IN DESCRIBING THE RADIATION DIFFUSION IN A PLANE-PARALLEL INHOMOGENEOUS ATMOSPHERE

A.G.NIKOGHOSSIAN

The paper analyzes the previous results obtained by the author in treating the problems of the radiative transfer in an inhomogeneous atmosphere. The advantages of the approach based on the invariant imbedding idea are exemplified in three problems frequently encountered in astrophysics. Special attention is paid to the important role which the reflection function plays in determining the field of radiation in the medium and a number of characteristics of the diffusion process in it.

Key words: *radiative transfer: inhomogeneous atmospheres: reflection function: initial-value problems*

ЛИТЕРАТУРА

1. В.А.Амбарцумян, ДАН СССР, 38, 257, 1943.
2. В.А.Амбарцумян, Научные труды, т.1, Изд. АН Арм. ССР, Ереван, 1960.
3. В.А.Амбарцумян, Тр. симпоз. "Принцип инвариантности и его приложения", Изд. АН Арм. ССР, Ереван, 1980.
4. V.A.Ambartsumian, App. Rev. Astron. Astrophys., 18, 1, 1980.
5. В.А.Амбарцумян, Изв. АН Арм. ССР, 1-2 1944.
6. В.В.Соболев, Перенос лучистой энергии в атмосферах звезд и планет, М., Гостехиздат, 1956.
7. R.Bellman, R.Kalaba, M.Wing, J. Math. Phys., 1, 280, 1960.
8. R.Bellman, R.Kalaba, M.Prestrud, Invariant Imbedding and Radiative Transfer in Slabs of Finite Thickness, American Elsevier, New York, 1963.
9. A.G.Nikoghossian, Astron. Astrophys., 422, 1059, 2004.
10. А.Г.Никогосян, Астрофизика, 47, 289, 2004.
11. А.Г.Никогосян, Астрофизика, 55, 293, 2012.
12. А.Г.Никогосян, Light Scat. Reviews, 8, 377, 2013.
13. В.В.Иванов, Перенос излучения и спектры небесных тел, М., Наука, 1969.
14. W.M.Irvine, Astrophys. J., 144, 1140, 1966.
15. В.В.Иванов, Астрофизика, 6, 643, 1970.
16. А.Г.Никогосян, Астрофизика, 21, 323, 1984.
17. А.Г.Никогосян, Астрофизика, 24, 149, 1986.
18. А.Г.Никогосян, Астрофизика, 56, 143, 2013.

МОДЕЛЬ ДЕ-СИТТЕРА В ПРИСУТСТВИИ
СКАЛЯРНЫХ ПОЛЕЙ. II

Р.М.АВАКЯН, Г.Г.АРУТЮНЯН, А.В.ОВСЕПЯН, А.С.КОТАНДЖЯН

Поступила 31 мая 2013

Принята к печати 14 августа 2013

Работа представляет собой продолжение одноименной статьи, в отличие от которой рассматривается космологическая задача в рамках собственного представления теории тяготения Йордана-Бранса-Дикке (ЙБД), модифицированной космологическим скаляром.

Ключевые слова: космология; скалярное поле; вакуум; космологический скаляр

1. *Введение.* В первой части этой работы [1] картина эволюции Вселенной строилась на основе конформных представлений теории ЙБД, которые по существу близки к теории Эйнштейна. Известно, что идея обобщения ОТО путем введения гравитационного скаляра, непосредственно не взаимодействующего с материей, самым естественным образом возникла при попытке объединить гравитацию и электромагнетизм [2]. Теоретико-групповой анализ позволил сделать заключение о свойствах симметрии инвариантности Эйнштейн-Максвелловской теории в пятимерной формулировке, где объединенная группа произвольных преобразований координат и калибровочных преобразований потенциала электромагнитного поля изоморфна группе преобразований однородных координат пятимерного риманова пространства, относительно которой инвариантны полевые уравнение [3]. В этой изоморфной группе координаты преобразуются как 5-векторы, что позволяет построить дополнительный инвариант $y = g_{\alpha\beta} x^\alpha x^\beta$. При редукции в четырехмерие с требованием $y = 1$, как известно, получается система уравнений Эйнштейна-Максвелла. Так, без дополнительных гипотез, в результате физического анализа возникла идея обобщения теории гравитации, в которой кроме тензорного и векторного полей фигурирует скалярное поле с потенциалом y [4]. В дальнейшем эта теория была модифицирована в связи с возникновением проблемы космологической постоянной Λ - был введен космологический скаляр [5]. Наличие в теории Йордана безразмерной константы взаимодействия тензорного и скалярного полей ς позволяет получить целый ряд различных картин космической эволюции. В статье рассмотрен один из возможных вариантов космологических скаляров $\varphi = \Lambda$.

2. Неминимально-связанное скалярное поле при наличии $\varphi = \Lambda$. Задача решается с использованием действия [6-8]

$$W = \int \left[-y(R+2\Lambda) + \zeta g^{\mu\nu} \frac{\nabla_\mu y \nabla_\nu y}{y} \right] \sqrt{-g} d^4 x \quad (1)$$

метрики ФРУ [9] и обозначениями:

$$H = \frac{\dot{a}}{a}, \quad \psi = \frac{\dot{y}}{y}, \quad q = \frac{a\ddot{a}}{\dot{a}^2}, \quad \Omega_\Lambda = \frac{\Lambda}{3H^2}.$$

Система уравнений в удобных комбинациях имеет вид

$$3H^2 - \frac{\zeta}{2}\psi^2 + 3H\psi = \Lambda, \quad (2)$$

$$3H\psi - \zeta\psi^2 - 3qH^2 = -\frac{2\Lambda\zeta}{3+2\zeta}, \quad (3)$$

$$\frac{d}{dt}(ya^3) = \frac{2\Lambda}{3+2\zeta} ya^3. \quad (4)$$

Для решения уравнения (4) имеет смысл посчитать производную выражения

$$\frac{d}{dt}(ya^3) = ya^3(\psi + 3H). \quad (5)$$

Учитывая (4)

$$\dot{\psi} + \psi^2 + 3H\psi = \frac{2\Lambda}{3+2\zeta},$$

а из (3) -2 (2)

$$3\dot{H} + 9H^2 + 3H\psi = 2\Lambda \frac{(3+4\zeta)}{3+2\zeta},$$

в итоге

$$\frac{d^2(ya^3)}{dt^2} - ya^3 \cdot \frac{2\Lambda(4+3\zeta)}{3+2\zeta} = 0. \quad (6)$$

Решение (6) можно записать в виде

$$ya^3 = c_1 \operatorname{ch} At + c_2 \operatorname{sh} At = c \operatorname{ch}(At + \alpha), \quad \text{если } c_1 > c_2, \quad (7)$$

$$ya^3 = c_1 \operatorname{ch} At + c_2 \operatorname{sh} At = c \operatorname{sh}(At + \alpha), \quad \text{если } c_1 < c_2, \quad (8)$$

где

$$A^2 = \frac{2\Lambda(4+3\zeta)}{3+2\zeta}.$$

В случае (8) $ya^3 = c \operatorname{sh}(At + \alpha)$ и константы интегрирования определяются из соотношений

$$\begin{aligned} \psi_0 + 3H_0 &= A c \operatorname{th} \alpha, \\ y_0 a_0^3 &= c \operatorname{sh} \alpha \end{aligned} \quad (9)$$

Из уравнения (4) имеем

$$\dot{y}a^3 = \dot{y}_0 a_0^3 + \frac{2\Lambda c}{A(3+2\zeta)} [ch(At+\alpha) - ch\alpha] \quad (10)$$

и в результате деления на ya^3

$$\begin{aligned} \psi = \frac{\dot{y}}{y} &= \frac{\psi_0 sh\alpha}{sh(At+\alpha)} + \frac{2\Lambda}{A(3+2\zeta)} \left[\frac{ch(At+\alpha) - ch\alpha}{sh(At+\alpha)} \right] = \\ &= \frac{\psi_0 + H_0 \sqrt{\frac{6\Omega_\Lambda}{(4+3\zeta)(3+2\zeta)}} [shAt + cth\alpha(chAt-1)]}{chAt + cth\alpha \cdot shAt} \end{aligned} \quad (11)$$

Из уравнения (5)

$$H = \frac{A}{3} cth(At+\alpha) - \frac{\psi}{3} = \frac{A}{3} \frac{(cthAt \cdot cth\alpha + 1)}{cth\alpha + chAt} - \frac{\psi}{3}, \quad (12)$$

или

$$\frac{H}{H_0} = \frac{\sqrt{\frac{6\Omega_\Lambda}{(3+2\zeta)(4+3\zeta)}} [(\zeta+1)(shAt + cth\alpha(chAt-1))] + 1}{chAt + cth\alpha \cdot shAt} \quad (13)$$

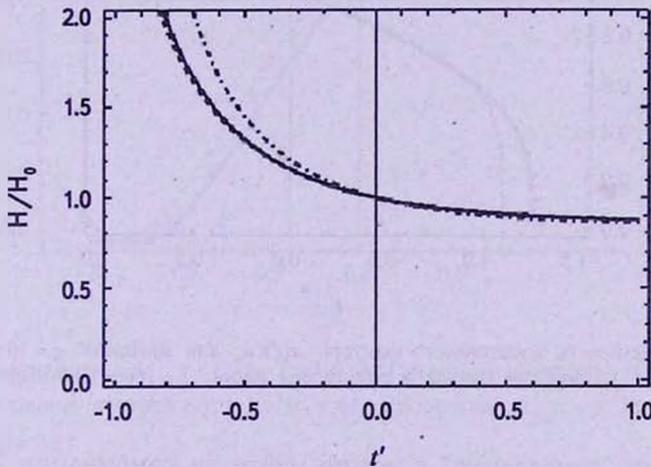


Рис.1. Зависимость $H(t')/H_0$ для значений $\zeta = 50$ (в левом секторе верхняя кривая), $\zeta = 500$ и $\zeta = 1000$ - соответственно верхняя и нижняя кривые в слившейся паре.

Из (2) в начальный момент $t=0$ определяется ψ_0/H_0

$$\frac{\zeta}{6} \left(\frac{\psi_0}{H_0} \right)^2 - \frac{\psi_0}{H_0} - (1 - \dot{\Omega}_\Lambda) = 0, \quad (14)$$

$$\frac{\psi_0}{H_0} = \frac{3}{\zeta} \left(1 \pm \sqrt{1 + \frac{2}{3}\zeta(1 - \dot{\Omega}_\Lambda)} \right), \quad (15)$$

которое совместно с $\psi_0 + 3H_0 = A \operatorname{ch} \alpha$ приводит к определению α

$$\operatorname{ch} \alpha = \frac{1}{\sqrt{2\overset{\circ}{\Omega}_\Lambda}} \sqrt{\frac{3(3+2\zeta)}{4+3\zeta}} \left[\frac{1 \pm \sqrt{1 + \frac{2}{3}\zeta(1-\overset{\circ}{\Omega}_\Lambda)}}{\zeta} + 1 \right]. \quad (16)$$

Интегрируя (13), можно получить выражение масштабного фактора $a(t)$

$$\frac{a}{a_0} = [\operatorname{ch} At + \operatorname{ch} \alpha \cdot \operatorname{sh} At]^{(1+\zeta)/(4+3\zeta)} \times \frac{1-(1+\zeta)\sqrt{\frac{6\overset{\circ}{\Omega}_\Lambda}{(3+2\zeta)(4+3\zeta)}} \operatorname{ch} \alpha}{\sqrt{\operatorname{ch}^2 \alpha - 1}} \times \left[\frac{\sqrt{\frac{\operatorname{ch} \alpha + 1}{\operatorname{ch} \alpha - 1}} e^{At} - 1}{\sqrt{\frac{\operatorname{ch} \alpha + 1}{\operatorname{ch} \alpha - 1}} - 1} \cdot \frac{\sqrt{\frac{\operatorname{ch} \alpha + 1}{\operatorname{ch} \alpha - 1}} + 1}{\sqrt{\frac{\operatorname{ch} \alpha + 1}{\operatorname{ch} \alpha - 1}} e^{At} + 1} \right]. \quad (17)$$

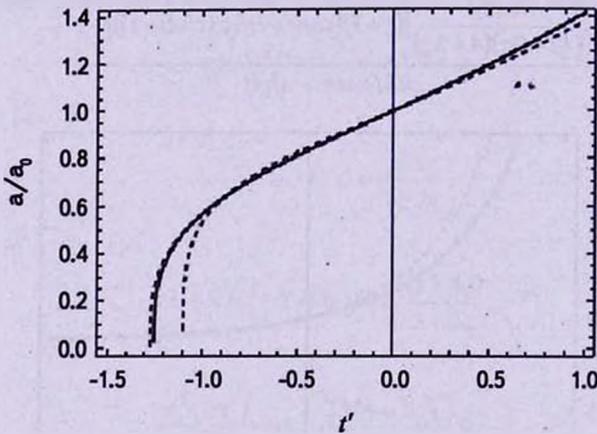


Рис.2. Зависимость масштабного фактора $a(t)/a_0$ для значений $\zeta = 50$ (пунктирная кривая), $\zeta = 500$ (сплошная кривая в слившейся паре), $\zeta = 1000$ (пунктирная кривая в слившейся паре).

Коэффициент "замедления" q можно найти из комбинации 2 (2)-(3)

$$q = 6\overset{\circ}{\Omega}_\Lambda \frac{1+\zeta}{3+2\zeta} \left(\frac{H_0}{H} \right)^2 - \frac{\Psi}{H} - 2. \quad (18)$$

Энергетический вклад скалярного поля Ω_ψ в произвольный момент времени определяется из (2)

$$\Omega_\psi = 1 - \overset{\circ}{\Omega}_\Lambda = 1 - \overset{\circ}{\Omega}_\Lambda \left(\frac{H_0}{H} \right)^2 = \frac{\zeta}{6} \left(\frac{\Psi}{H} \right)^2 - \left(\frac{\Psi}{H} \right). \quad (19)$$

Случай (7) $ya^3 = c \operatorname{ch}(At + \alpha)$ не рассматривается, поскольку $\operatorname{th} \alpha$ и $\operatorname{ch} \alpha$

в данной задаче равны одному и тому же численному значению (16), которое больше единицы.

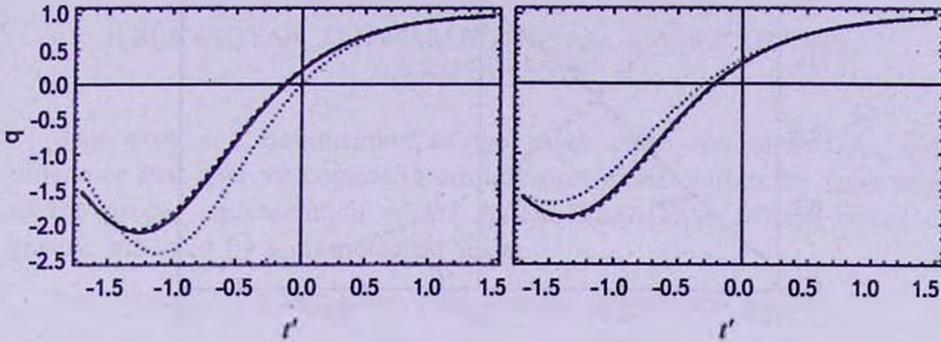


Рис.3. Зависимость $q(t')$ (единица измерения $5 \cdot 10^9$ лет) в случае $\zeta = 50$ (выделенная точками кривая), $\zeta = 500$ (сплошная кривая в слившейся паре), $\zeta = 1000$ (пунктирная кривая в слившейся паре). Левый рисунок соответствует формуле (16) со знаком плюс, правый - со знаком минус.

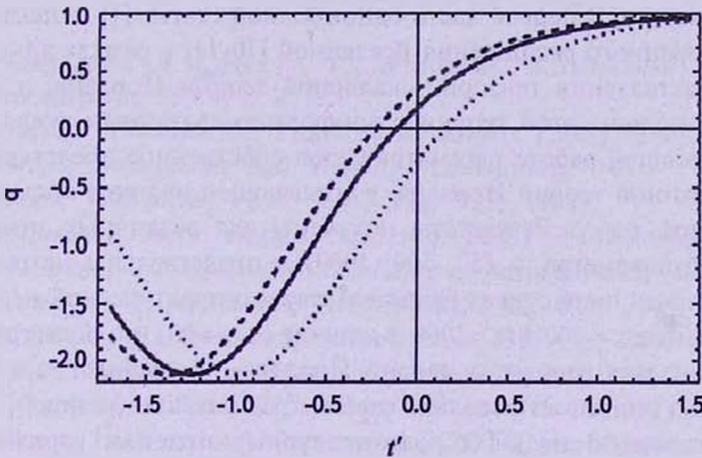


Рис.4. Зависимость $q(t')$ в случае $\zeta = 500$ для различных значений параметра $\Omega_\Lambda(t)$ (пунктирная кривая соответствует $\Omega_\Lambda(t) = 0.8$, сплошная $\Omega_\Lambda(t) = 0.75$, обозначенная точками $\Omega_\Lambda(t) = 0.6$).

На рис.1-5 изображены графики временных зависимостей величин $H(t)/H_0$, $q(t)$, $\Omega_y(t)$, $\Omega_\Lambda(t)$ и $a(t)/a_0$, причем единицей измерения времени, как и в предыдущих задачах, выбрано t'

$$At = H_0 \sqrt{\frac{6\dot{\Omega}_\Lambda(4+3\zeta)}{3+2\zeta}} = 3H_0 \sqrt{\dot{\Omega}_\Lambda} t \sqrt{\frac{2(4+3\zeta)}{3(3+2\zeta)}} = t' \sqrt{\frac{2(4+3\zeta)}{3(3+2\zeta)}} \quad (20)$$

(в эйнштейновском пределе $At = t'$).

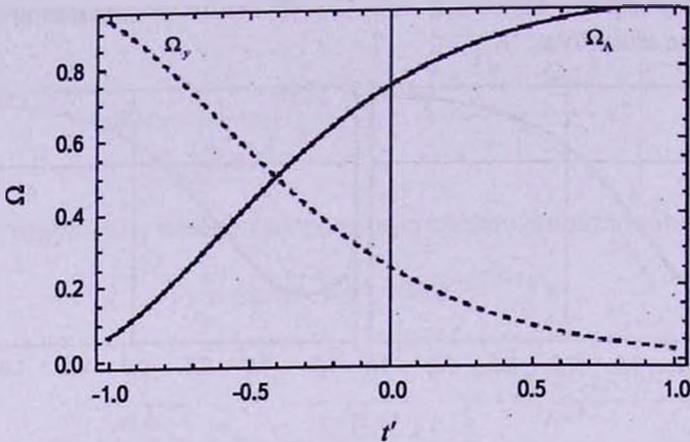


Рис.5. Зависимость энергетических вкладов $\Omega_\gamma(t')$ (пунктирная кривая) и $\Omega_\Lambda(t')$ (сплошная кривая) для варианта $\zeta = 500$.

3. *Заключение.* В первой части одноименной статьи [1] описывается сценарий ускоренного расширения Вселенной [10-11] в рамках эйнштейновского представления тензорно-скалярной теории Йордана, а также конформный вариант этой теории с конформно-связанным скалярным полем. В настоящей работе рассматривается собственное представление модифицированной теории Йордана, учитывающей наличие космологического скаляра $\phi = \Lambda$. Результаты получены для различных значений безразмерного параметра ζ (50, 500, 1000) и представлены на рис.1-5. Поведение кривых на рисунках свидетельствует о практической неразличимости вариантов $\zeta = 500$ и $\zeta = 1000$ в отличие от $\zeta = 50$, что подтверждает, во-первых, близость вариантов теории Йордана с большими ζ к ОТО, которая хорошо описывает довольно слабые гравитационные поля [12], и, во-вторых, отличную от ОТО роль скалярных полей в вариантах с малыми ζ , вследствие чего возникает возможность корректировки величины ускорения q при сравнении с экспериментальными данными. На рис.4 представлено изменение ускорения со временем для различных современных значений энергетического вклада космологического скаляра. На рис.5 изображено характерное для всех вариантов поведение энергетических вкладов скалярного поля и космологического скаляра. При сравнении полученных результатов с другими моделями, для плоской Вселенной в рамках тензорно-скалярной теории [13] прослеживается вполне определенная тенденция развития - энергетический вклад обычного вещества и скалярного поля неуклонно стремятся к нулю, а вклад, обусловленный наличием космологического параметра, наоборот растет.

De-SITTER'S MODEL IN THE PRESENCE OF
SCALAR FIELDS. IIR.M.AVAGYAN, G.H.HARUTYUNYAN, A.V.HOVSEPYAN,
A.S.KOTANJYAN

This work is a continuation of the paper under the same title, with difference that here we consider a cosmological model within the framework of the proper representation of the Jordan-Brans-Dicke (YBD) theory of gravity, modified by a cosmological scalar.

Key words: *cosmology: scalar field: vacuum: cosmological scalar*

ЛИТЕРАТУРА

1. Л.А.Амбарян, Р.М.Авакян, Г.Г.Арутюнян, А.В.Овсепян, Э.В.Чубарян, *Астрофизика*, 56, 471, 2013.
2. G.Ludwig, *Fortschritte der Projektive Relativitets Theory*, Braunschweig, 1951.
3. P.Jordan, *Schwerkraft und Weltall*, Braunschweig, 1951.
4. C.Brans, C.H.Dicke, *Phys. Rev.*, 124, 925, 1961.
5. В.В.Папоян, *Очерк теории тяготения ЙБД, ЭЧАЯ*, 34, 190, 2003.
6. Р.М.Авакян, Г.Г.Арутюнян, В.В.Папоян, *Астрофизика*, 48, 455, 2005.
7. Р.М.Авакян, Г.Г.Арутюнян, *Астрофизика*, 48, 633, 2005.
8. Р.М.Авакян, Г.Г.Арутюнян, *Астрофизика*, 51, 151, 2008.
9. Weinberg, *Gravitation and Cosmology*, John Wiley and Sons, New York, 1972.
10. E.T.Copeland, M.Sami, S.Tsujikawa, *Int. J. Mod. Phys.*, D15, 1753, 2006.
11. N.Brown, *High redshift Supernovae: Cosmological implications*, *Nuovo Cim. B* 120, 667, 2005.
12. S.M.Will, *Relativistic gravity in the solar system*, *Astrophys. J.*, '185, 31, 1973.
13. Р.М.Авакян, Г.Г.Арутюнян, А.В.Овсепян, *Астрофизика*, 53, 317, 2010.

ОБЗОРЫ

МОРФОЛОГИЯ И ЭВОЛЮЦИОННЫЙ СТАТУС АКТИВНЫХ ГАЛАКТИК ТИПА NLS

А.А.ЕРМАШ, Б.В.КОМБЕРГ

Поступила 21 мая 2013

Принята к печати 14 августа 2013

Данная работа представляет собой обзор публикаций, посвященных активным галактикам типа NLS. Объекты NLS рассмотрены как совокупность множества структур, процессов и факторов, таких как: место в крупномасштабной структуре, морфология родительской галактики как на большом масштабе, так и в околоядерной области, структура BLR (области образования широких линий) и NLR (области образования узких линий), аккреционный диск, джеты, околоядерные истечения, вращение сверхмассивной черной дыры и др. Отдельное внимание уделено текущим представлениям об эволюционном статусе объектов данного типа. Показано, что основное отличие NLS от классических Сейфертовских галактик первого типа заключается в морфологии центральной области и параметрах центральной машины. Для NLS характерны псевдобалджи, образовавшиеся вследствие секулярной эволюции, а также более регулярная морфология ядерных пылевых спиралей. Присутствие псевдобалджей объясняет отклонение NLS от масштабных соотношений, справедливых для галактик с классическими балджами. Черные дыры в данном типе объектов, по-видимому, обладают меньшими массами и высокими спинами, что влияет на эффективность запуска релятивистских джетов.

Ключевые слова: *галактики: активные ядра: Сейфертовские галактики с узкими линиями*

1. *Вопрос классификации.* Впервые термин "NLS" - Narrow Line Seyferts 1, что в переводе означает "Сейфертовские галактики первого типа с узкими линиями" был определен в работе [1]. Ширина разрешенных линий у данных объектов лишь немного шире запрещенных. В настоящий момент определяющей характеристикой в оптике принято считать полуширину разрешенной линии водорода $FWHM(H\beta) \leq 2000$ км/с.

Хотелось бы остановиться на имеющейся путанице в терминологии. Существуют два основных типа Сейфертовских галактик по Остерброку - Sy1 и Sy2. У первого типа в спектрах присутствуют как узкие разрешенные линии (например, $H\beta$), ширина которых такая же, как и у запрещенных линий (например, $[OIII] \lambda 5007 \text{ \AA}$), так и широкие разрешенные линии, полуширина которых достигает более 10000 км/с. У второго типа присутствуют только узкие разрешенные линии и запрещенные. Под промежуточными типами в этой классификации подразумеваются объекты с различной

выраженностью широких разрешенных линий. Узкие линии образуются в области образования узких линий (NLR), широкие разрешенные линии - в области образования широких линий (BLR). Это две пространственно разделенные области с резко различными физическими условиями. NLS - это Сейфертовские галактики первого типа, у которых, соответственно, присутствуют NLR и BLR, но широкие разрешенные линии аномально узкие (< 2000 км/с), что все же существенно больше, чем ширина запрещенных линий.

Многие авторы указывали на недостаточность критерия отделения NLS только по ширине линий. Например, в [2] было отмечено, что некоторые объекты со значительно большими ширинами линий демонстрируют характерные для NLS свойства в рентгене и сильные линии FeII. Там же предложено, что классификация по R_{4570} - отношению потоков FeII к H β может быть более достоверной. Более того, было отмечено, что эмиссионные характеристики NLS помещают их в обособленное положение на Eigenvector1 (EV1) [3] в выборке AGN на низких красных смещениях. Методика PCA¹ подтверждает, что сильное излучение FeII, слабое [OIII] $\lambda 5007 \text{ \AA}$ и узкая линия H β есть определяющие спектральные характеристики класса NLS [4]. Возможная причина в целом более высокого соотношения FeII/H β в NLS заключается в том, что при бóльших плотностях водородные линии термализованы, что снижает их светимость [2].

В недавней работе [5] были использованы методики PCA и кластерного анализа, что позволило в выборке AGN выделить 2 группы, которые авторы связывают с NLS и BLS. EV1 отличался от общепринятого, в него вошли такие параметры, как наклон рентгеновского спектра, наклон континуума в оптике, индекс α_{OX} . EV1 был интерпретирован как L/L_{edd} , EV2 как M_{BH} . В этой работе делается вывод, что FWHM(H β) - лишь формальный критерий, и нужно более комплексно подходить к этому вопросу. В ряде работ высказывалось предположение, что для корректного определения класса NLS нужно ввести в определение светимость. Например, в [6] было предложено ввести класс HERG², NLS же в таком случае являются его подклассом. В [7] было отмечено существование аналогов NLS на $z \sim 3$. Резкое изменение свойств происходит скорее на ширине H $\beta \sim 4000$ км/с, объекты с ширинами H $\beta \sim 2000 - 4000$ км/с зачастую продолжают демонстрировать свойства NLS. Вывод авторов работы [7] - для заданной светимости есть максимально возможная ширина линий (если исключить переход Эддингтоновского предела), следовательно, следует включить в определение класса NLS светимость. Возможность того, что максимальная ширина линии H β может увели-

¹ Principal Component Analysis - Анализ Базовых Компонент.

² High Eddington Ratio Galaxies - галактики с высокими Эддингтоновскими соотношениями.

чиваться со светимостью была отмечена еще в работе [2].

Был выдвинут также ряд гипотез насчет неоднородности самой популяции NLS. Так, было выдвинуто предположение, что NLS может быть композитной группой, состоящей как из объектов с малыми M_{BH} и высокими Эддингтоновскими соотношениями, так и ориентированных на наблюдателя [6]. Возможно, что многие NLS обладают высоким L/L_{edd} и ориентированы на наблюдателя. Что касается наблюдаемых свойств в УФ и ИК диапазонах, то NLS имеют тенденцию быть яркими в ИК, слабыми и красными в УФ [8] (см. также ссылки в этой работе).

Особого внимания заслуживают свойства NLS в рентгеновском диапазоне, так как они зачастую рассматриваются как один из определяющих критериев данного класса AGN. NLS обладают очень крутыми спектрами, имеется значительный избыток мягкого рентгена. Спектральные индексы находятся в пределах $\Gamma = 1-4$ и выше. Рентгеновская светимость находится в диапазоне от 10^{42} эрг/с до 10^{44} эрг/с [9]. Они обладают быстрой переменностью в мягком рентгеновском диапазоне с большой амплитудой [9], лишь некоторые NLS демонстрируют переменность в жестком [10].

Один из возможных механизмов, объясняющий избыток излучения в мягком рентгеновском диапазоне, следующий: Больше $L/L_{edd} \Rightarrow$ больше фотонов аккреционного диска \Rightarrow более эффективное охлаждение электронов короны \Rightarrow более крутой рентгеновский спектр [11]. NLS чаще находятся в состоянии со слабой рентгеновской эмиссией¹. В этом состоянии основной континуум подавлен, что позволяет изучить остальные компоненты. Наблюдаемая рентгеновская переменность связана с переменностью степенной компоненты спектра, а не с чернотельным излучением аккреционного диска. Что, в свою очередь, может быть вызвано как изменением физических условий в короне, так и геометрическими эффектами, например, отклонением света возле черной дыры.

Сам BBB² обычно интерпретируется как излучение оптически толстого, физически тонкого диска. BBB может доходить до мягкого рентгеновского диапазона, что вносит вклад в наблюдаемые свойства NLS [2]. Отсутствие в некоторых NLS избытка мягкого рентгена может быть связано с большим количеством нейтрального водорода, поглощающего рентген.

Однако, согласно [12], спектральный индекс мягкого рентгена Γ не может служить определяющим критерием NLS. Дисперсия данного параметра резко возрастает при переходе границы $FWHM(H\beta) \leq 2000$ км/с, поэтому то, что у NLS Γ ниже, не является достоверным результатом.

По спектральным индексам жесткого рентгена (20 - 100 кэВ) NLS являются очень неоднородной популяцией, демонстрируя как плоские (~ 1.3), так и

¹ X-ray weak state.

² Big Blue Bump - большой избыток в синей области спектра.

очень крутые (~ 3.6) спектральные уклоны, и различий в распределениях для NLS и BLS не наблюдается [13]. Авторы [13] подтвердили обнаруженную ранее корреляцию Γ с L/L_{edd} на энергиях от 2.4 кэВ до больших энергий (0.5 кэВ - 12 кэВ), исключив возможность того, что она является результатом наличия избытка мягкого рентгена.

В общем случае, выборки NLS по оптике и рентгену не являются тождественными. Так, в работе [14] говорится о существовании группы NELG¹, которые в оптическом диапазоне классифицируются как галактики с интенсивным звездообразованием, но у них слишком высока светимость в рентгене, и часть галактик этой популяции является NLS, а оптическая диагностика ошибается по отношению к 30-50% из рентгеновской выборки AGN.

2. Свойства родительских галактик NLS.

2.1. *Окружение NLS.* В работе [15] исследовался вопрос о различии в окружении объектов LINER², TO³ и Sy1. Было обнаружено, что локальное окружение не отличается. Тот же результат был получен в работе [16] касательно NLS и BLS. Таким образом, об окружении галактик типа NLS можно сказать только, что оно соответствует таковому для галактик с аналогичными светимостями и Хаббловскими типами.

2.2. *Крупномасштабные свойства.* Перейдем теперь к вопросу о родительских галактиках активных ядер типа NLS. Мысль о том, что феномен активности в ядре не взаимосвязан с крупномасштабной морфологией для AGN малой светимости в локальной вселенной (на малых z) высказывалась неоднократно. Например, в работе [15] утверждалось, что родительские галактики Sy1, Sy2, LINERs и TO не отличаются. Основное различие заключается в морфологии центральной области. Тем не менее, в [4] было отмечено, что усредненный Хаббловский тип родительских галактик BLS: $\langle HT \rangle = 1.0$, NLS: $\langle HT \rangle = 3.0$ (то есть Sa и Sb, соответственно). Также родительские галактики NLS слабее на $0^m.73$, но это находится в пределах стандартного отклонения. Если этот эффект действительно существует, то это может являться продолжением закономерности, заключающейся в том, что светимость родительских галактик уменьшается на последовательности RLQ - RQQ - Sy (радиогромкие квазары - радиотихие квазары - Сейфертовские галактики). Стоит отметить отдельно, что крупномасштабные свойства родительских галактик RL NLS

¹ *Narrow Emission Line Galaxies* - галактики с узкими эмиссионными линиями.

² *Low-Ionization Nuclei Emission Region galaxies* - галактики с низкой ионизацией в излучающей области.

³ *Transition Objects* - переходные объекты, содержащие как области интенсивного звездообразования, так и активное ядро.

(радиогромких NLS) и RQ NLS (радиотихих NLS) не отличаются [17].

Коснемся теперь крайне интересного, на наш взгляд, вопроса о шаровых звездных скоплениях (ШЗС). В [18] было обнаружено, что существует тесная корреляция между количеством шаровых скоплений и массой центральной сверхмассивной черной дыры (СМЧД) в галактиках ранних типов (в том числе для спиралей ранних типов). Интересно, что эта корреляция по меньшей мере такая же тесная, как и хорошо известная между дисперсией скоростей и массой СМЧД. Еще в работе [19] было выяснено, что число ШЗС пропорционально общей светимости сферического компонента галактик. Популяции ШЗС имеют схожие пространственные распределения, количества, химический состав и размеры в эллиптических и спиральных галактиках. Зависимость сохраняется даже для Млечного Пути - спиральной галактики позднего типа, если рассматривать только ШЗС сферической составляющей нашей галактики [18]. Вопрос о популяции ШЗС в Сейфертовских галактиках, и в том числе NLS, на настоящий момент не изучен, хотя это, на наш взгляд, весьма важный момент. Для многих из них, в силу их принадлежности к поздним морфологическим типам, задача видится непростой.

2.3. Свойства центральных областей. Масса газа, необходимая для питания AGN - лишь малая часть того, что присутствует в центральных областях галактик. Скорость аккреции у Сейфертовских галактик, выраженная в $M_{\odot}/\text{год}$, невелика, и за перенос газа может отвечать множество различных механизмов, в том числе ветер от вспышки звездообразования. Возможно поэтому связи с крупномасштабной структурой не обнаруживается [20].

Одно из первых предположений об отличных свойствах балджей в NLS было сделано в работе [21]. Было получено, что светимость балджей в NLS ниже. Однако для оценки светимостей балджей авторы использовали соотношение B/T^1 , получаемое из морфологического типа. Таким образом, данный результат свидетельствует лишь о различии в Хаббловском типе родительских галактик NLS и BLS, о чем речь уже шла выше.

В настоящий момент балджи в галактиках принято делить на 2 типа - классические и псевдобалджи [22]. Первые по характеристикам близки к сферическим системам эллиптических галактик, вторые по свойствам сходны с дисками, являясь более плоскими, обладая большими моментами вращения и меньшими дисперсиями скоростей звезд. Принятой границей разделения балдж/псевдобалдж является значение индекса Серсика $n=2$, псевдобалджи имеют $n < 2$, классические балджи $n > 2$, соответственно. Псевдобалджи также имеют меньшее соотношение B/T . Индекс Серсика псевдобалджей не коррелирует с B/T , в отличие от классических, где эта корреляция наблюдается. На родственные связи псевдобалджей с дисками указывает

¹ Отношение светимости балджа к общей светимости всей галактики.

также то, что их размеры коррелируют с размерами дисков галактик, в то время как у классических балджей такой корреляции не наблюдается [23].

Если судить по индексам Серсика, то родительские галактики NLS всегда имеют псевдобалджи, в то время как в родительских галактиках BLS присутствуют как классические, так и псевдобалджи (см. рис.1 взятый из работы [24]). Сравнение распределений по B/T для NLS и BLS дает тот же результат. Средние значения B/T таковы - у BLS $\langle B/T \rangle \sim 0.39$, у NLS $\langle B/T \rangle \sim 0.17$ [24]. Что интересно, на всей популяции Sy1 (NLS и BLS) прослеживается зависимость n_b от $\text{FWHM}(H\beta)$ [24]. В этой же работе говорится о том, что псевдобалджи есть результат внутренней секулярной эволюции, классические же, напротив, - результат внешней секулярной эволюции¹.

Численному моделированию малых мерджингов посвящена работа [25], где сделан вывод, что малые мерджинги приводят к росту индекса Серсика

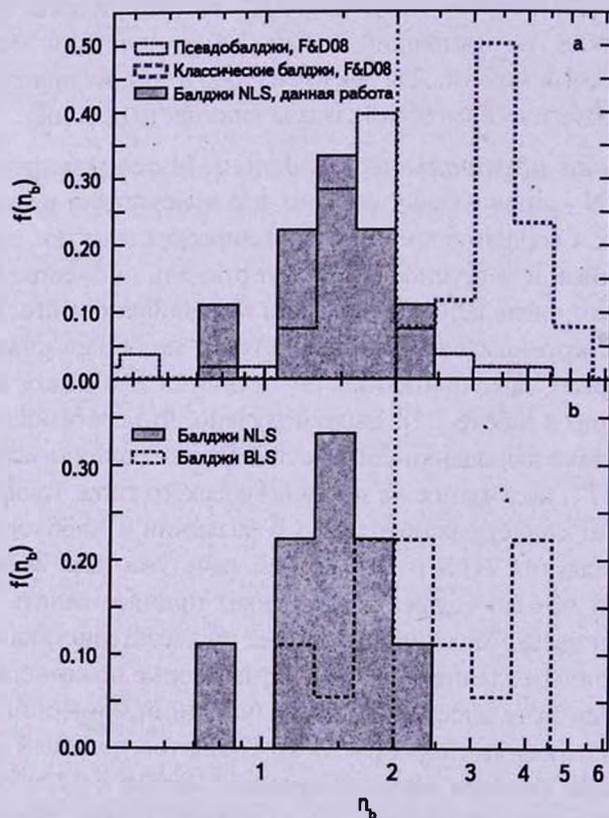


Рис.1. Гистограмма индексов Серсика балджа, $\log n_b$. а) Балджи NLS по сравнению с псевдобалджами и классическими балджами. б) Балджи NLS по сравнению с балджами BLS из работы [24].

¹ Под внешней секулярной эволюцией авторы подразумевают малые мерджинги(слияния), продолжительную аккрецию газа на галактику и т.п.

и отношения V/T , однако звезды, составляющие падающие галактики-спутники не достигают центральных областей и не попадают в растущий балдж. Балдж набирает массу за счет звезд диска, разогреваемого такими мерджингами. При наличии в системе бара балджи имеют тенденцию содержать более молодые звезды, что опять же свидетельствует о роли секулярной эволюции [26]. Однако, как это часто бывает, на эволюцию псевдобалджей тоже есть противоречивые точки зрения. Так, в работе [27] был предложен следующий механизм. Как известно, диски галактик на больших красных смещениях богаты газом и подвержены различного рода неустойчивостям. Это ведет к формированию "комковатых" (clumpy) структур, которые затем за счет динамического трения мигрируют к центру галактики, образуя балдж. Такой балдж будет обладать динамическими характеристиками, как у псевдобалджей, но его звездное население будет старым. Авторы назвали это "clump-origin bulge" - балдж, образующийся из "комков".

Авторы работы [28] предложили еще один механизм формирования псевдобалджей. В их модели они формируются как результат вспышек звездообразования на больших красных смещениях. Они образуются как диски с малыми размерами путем быстрой аккреции газа с малым угловым моментом. Тем не менее, секулярная эволюция в этой модели тоже вносит заметный вклад в образование псевдобалджей в более поздние эпохи.

Перейдем теперь к вопросу о барах. Их исследованию в последние годы было посвящено множество работ, в том числе и численному моделированию. Например, в [29] были получены результаты, что бары более устойчивы, чем ранее считалось. Центральная масса должна быть велика, порядка нескольких процентов массы диска, чтобы разрушить бар, а массы СМЧД даже вместе со звездным каспом, вероятно, слишком малы для того, чтобы разрушить бар. В работе [20], посвященной Сейфертовским галактикам, так же отмечалось, что бары могут быть более устойчивыми образованиями, чем принято считать. Более слабые бары Сейфертовских галактик объяснялись разрушением орбит из-за большей концентрации холодного газа в таких галактиках. Возможно, существует перенос углового момента от потока газа ("gas inflow") к бару.

Доля баров уменьшается с ростом $\text{FWHM}(H\beta)$ и выходит на плато для BLS, что подтверждается, например, в работе [24] (см. рис.2а). В работе [4] даже было сделано утверждение, что крупномасштабный бар является основным источником различий в Сейфертовских галактиках. Крупномасштабные звездные бары, как правило, имеют начало около 1 кпк от ядра и тянутся до 5 кпк - 10 кпк.

Коснемся теперь вопроса о ядерной морфологии. Так, в [4] было получено, что ядерные пылевые спирали присутствуют в 83% NLS и 63% BLS. 80% (8/10) из NLS с ядерными пылевыми спиралями имеют GD^1 ядерные

¹ Ядерная пылевая спираль называется GD (Grand Design - с глобальной морфологией), если есть два отдельных симметричных спиральных рукава.

спирали по сравнению с 32% (16/50) BLS. Остальные галактики имеют FL¹ ядерные спирали.

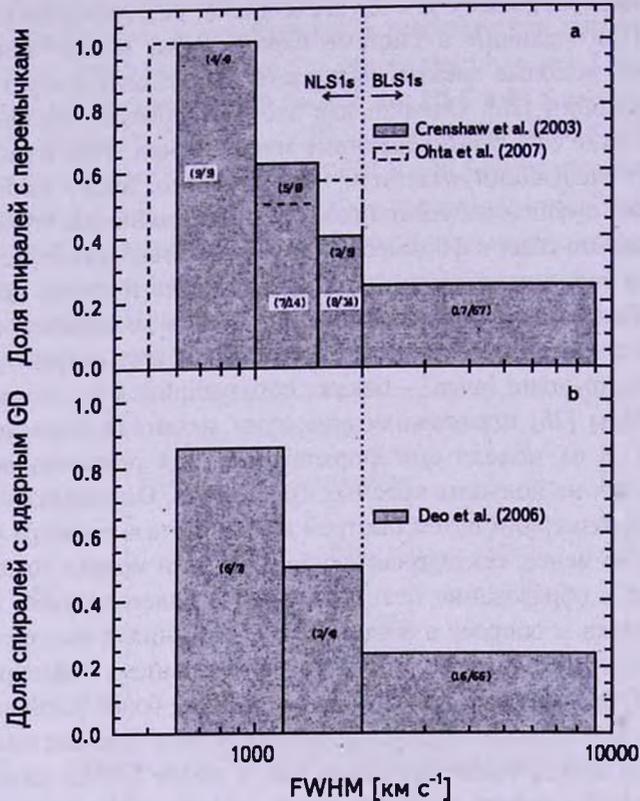


Рис.2. Гистограммы, представляющие долю спиральных галактик Sy1 а) с барами и б) с ядерными GD спиралями как функцию FWHM(Hz), из работы [24].

Тот же результат (родительские галактики NLS имеют бары, пылевые ядерные спирали GD морфологии) был получен и в более поздней работе [24].

Идея о том, что именно ядерная морфология ответственна за характер активности в ядре, отнюдь не нова. Например, в [30] выдвигалось предположение, что темп аккреции может обеспечиваться питанием через бар. Более глубоко эта гипотеза была проработана в [4]. Там обосновывается гипотеза, что крупномасштабные бары ответственны за образование GD ядерной пылевой структуры. Питание NLS происходит через крупномасштабный бар, переносящий газ к центральному килопарсеку, что в свою очередь формирует GD ядерную спираль. В этой же работе сделаны два следующих крайне интересных утверждения. Первое заключается в

¹ *Flocculent* - флоккулентная. У них присутствует число спиралей большее двух, а также облачка пыли и газа.

том, что потенциал бара превосходит потенциал центрального объекта, и GD форма ядерных спиралей поддерживается потенциалом бара. Второе - ядерные пылевые спирали - наиболее распространенная морфология в центральных областях всех Сейфертовских галактик. Однако, у большинства BLS - многорукавные, флоккулентные или хаотические ядерные спирали.

Помимо вышеупомянутого, в NLS выше, чем в BLS доля ядерных звездных колец [4]. Вообще в Сейфертовских галактиках довольно часты окооядерные кольца, что ставит вопрос, не являются ли они наследием баров [30].

Много исследовался также вопрос о звездообразовании в NLS. По-видимому, тут имеется связь с морфологией центральных областей, а не с феноменом AGN и возможным feedback¹ от него.

В двух работах [9] были проанализированы данные ИК спектроскопии Spitzer. Основные результаты этих двух работ заключаются в том, что темп звездообразования выше у NLS, чем у BLS при той же светимости AGN и он выше для меньших ЧД и больших Эддингтоновских соотношений, что свидетельствует в пользу того, что рост ЧД и звездообразование эволюционно связаны.

Очень малые темпы звездообразования наблюдаются в галактиках с флоккулентными ядерными спиралями без бара, в то время как GD спирали демонстрируют звездообразование на внешних границах спиральных рукавов и в звездных ядерных кольцах [4]. А, как уже упоминалось, FL морфология характерна для BLS, GD - для NLS.

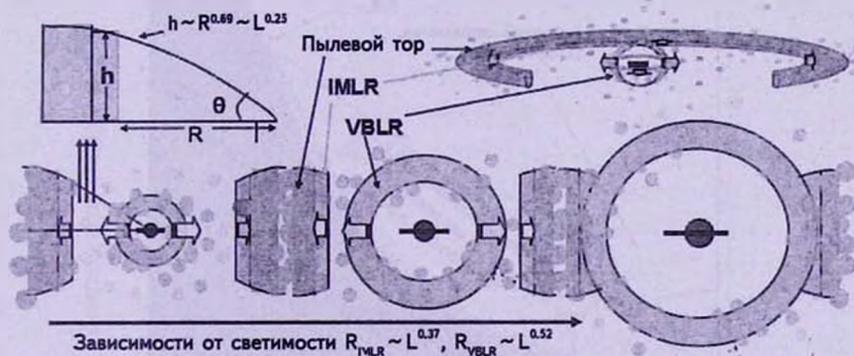


Рис.3. Схематическое изображение эволюции окрестности AGN. По мере увеличения массы СМЧД и светимости AGN, как VBLR, так и IMLR расширяются. Радиус VBLR растет быстрее, так что эти области имеют тенденцию к слиянию, изображение из работы [31]. Подробности в тексте.

3. Активное ядро.

3.1. NLR, BLR, тор и диск. Перейдем теперь к рассмотрению

¹ Feedback, в переводе с английского - обратная связь.

структуры центральных областей NLS. В настоящее время общепринятым является представление, что в центральных областях Сейфертовских галактик присутствуют следующие образования: тор, аккреционный диск, BLR, NLR. Рассмотрим их по порядку.

3.1.1. *Тор*. Работа [32] полностью посвящена моделированию пылевого тора. Авторы рассматривают модель "clumpy" тора. В этой работе был получен результат, что соотношение между размером и светимостью в среднем ИК диапазоне хорошо согласуется с другими масштабными соотношениями для AGN - для внутреннего радиуса тора $r_{in} \propto (L_{AGN})^{0.5}$. Радиус области образования широких линий меньше, чем радиус внутренней границы тора - $r_{BLR} < r_{in}$ (см. также ссылки в этой работе). Кроме того, отношение между размером тора, определяемым по среднему ИК диапазону, и радиусом его внутреннего края составляет ~ 30 .

Многие авторы, например [31] объясняют снижение доли AGN II с ростом светимости тем, что высота тора h растет медленнее, чем его диаметр по мере увеличения светимости активного ядра.

При рассмотрении вопроса о природе тора нельзя не упомянуть работу [33]. В модели авторов тор состоит из следующих компонент: 1) Тор, состоящий из отдельных облаков ("clumpy"); 2) Пылевые облака в области образования узких линий (NLR); 3) Очень горячие, состоящие из графита облака.

Горячая углеродная пыль находится на внутреннем крае тора, между

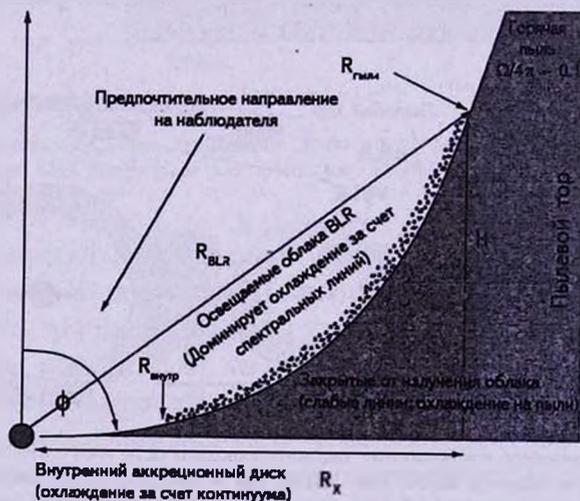


Рис.4. Схема геометрии тора по версии [34]. H - высота тора. $R_{горяч. пыли}$ - радиус горячей пыли. R_{BLR} - радиус области образования широких линий. R_{in} - внутренний радиус тора. $\Omega/4\pi \sim 0.1$ - covering factor (фактор покрытия).

¹Clumpy в переводе означает комковатый. В этой модели тор рассматривается как совокупность множества отдельных облаков газа.

радиусами сублимации графита и кремния (температура сублимации кремния ниже и, следовательно, радиус сублимации выше). Химический состав основного тора: 53% - силикатная часть, 47% - графит. Любопытно, что, так как горячая пыль оптически толстая в УФ и оптике, то ее светимость есть мера фактора покрытия ("covering factor"). У NLS он в целом ниже, чем у BLS.

Интересное предположение о геометрии тора было сделано в работе [34] (см. рис.4, взятый из этой работы). По словам авторов, именно такая, "чашеобразная"¹ форма объясняет многие наблюдаемые свойства.

Нельзя не упомянуть здесь работы [35] и [36]. Авторы считают, что структура, которая обычно описывается как пылевой тор, скорее является истечением, вызванным давлением излучения активного ядра, чем квазистатическим тором. Эта картина напоминает истечения в звездных атмосферах. Данный вывод был сделан на основе результатов численного моделирования.

3.1.2. *Аккреционный диск.* Во многих работах было указано на различие в физических свойствах аккреционных дисков NLS и BLS. Так, например, в [30] было отмечено, что температура аккреционных дисков выше у NLS.

При приближении к Эддингтоновскому пределу диск "раздувается" световым давлением, что приводит к тому, что больший объем нагревается рентгеновским излучением. Это является (а) причиной генерации

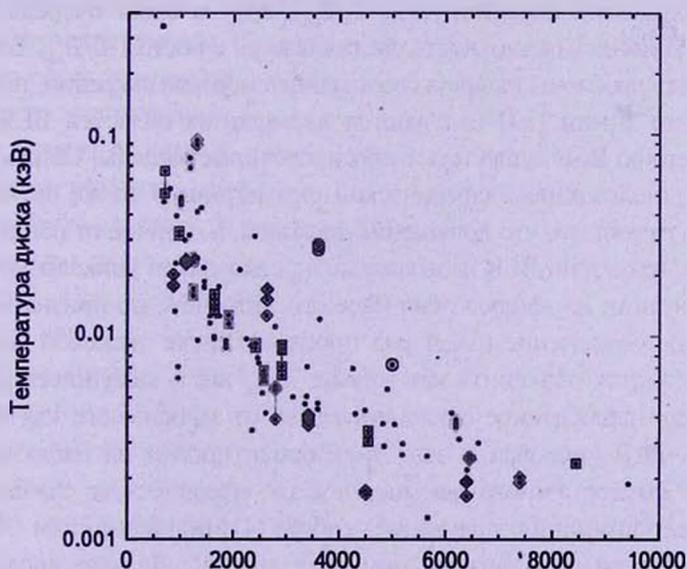


Рис.5. Максимальная температура аккреционного диска (кэВ), в зависимости от FWHM(H β) км/с. Рисунок из работы [37].

¹ Авторы называют это bowl-shaped.

наблюдаемой эмиссии FeII и (б) экранирует NLR от ионизирующего УФ излучения, что приводит к более слабой эмиссии в [OIII] [17]. Авторами работы [37] было обнаружено, что аккреционный диск является относительно спокойным, в то время как переменность в короне должна быть ответственна за широкополосную переменность спектра - α_{OX} ¹. На рис.5, взятом из этой работы, приведен график зависимости температуры диска от FWHM(H β). Наблюдается ярко выраженный тренд уменьшения температуры диска с ростом полуширины линии H β , таким образом, температура диска в NLS выше, чем в BLS. Причина может быть как в том, что масса ЧД с уменьшением FWHM(H β) уменьшается, так и в том, что внутренний край диска у NLS находится ближе к центральному объекту, что может быть вызвано вращением СМЧД (см. раздел 3.1.3.).

3.1.3. *BLR*. Как известно, структуры в активных ядрах галактик масштабируются со светимостью [32]. Так, $r_{BLR} \propto (L)^{0.5}$. Но, что интересно, светимости AGN в NLS и BLS одинаковые и схожими оказываются и R_{BLR} [21]. По словам авторов, ошибка в определении R_{BLR} составляет менее 40%, а $M_{BH} \sim 50\%$. Интересный результат был получен в [38]. NLS и BLS лежат на общем соотношении $R_{BLR} - \log \lambda L_{\lambda}(5100\text{\AA})$, что говорит в пользу того, что физика BLR у них одинакова.

Плотность облаков BLR в NLS выше, чем в BLS, что следует из того факта, что у них выше отношение потоков FeII в оптике к УФ [39], кроме того это отношение коррелирует с L/L_{edd} . Это, в свою очередь, ведет к выводу, что колонковая плотность увеличивается с ростом L/L_{edd} . Более того, чтобы избежать проблемы наличия сверхэддингтоновской аккреции, необходимо допустить, что линии FeII излучаются из внешних областей BLR.

На геометрию BLR существуют противоречивые взгляды. Общепринятым является предположение о сферической симметрии. В то же время авторы работы [40] утверждали, что допущение дисковой, в отличие от общепринятой сферической, геометрии BLR позволяет полностью свести уникальные свойства NLS к ориентации на наблюдателя (face-on). Впрочем, по признанию самих авторов, такое объяснение имеет ряд проблем. Также дисковой геометрией BLR они пытаются объяснить как низкие M_{BH} так и кажущиеся высокими L/L_{edd} , а также наблюдаемое отклонение NLS от зависимости $\log(M_{BH}) - \sigma_{*}$. Если форма BLR дисковая и этот диск ориентирован на наблюдателя, то масштабный фактор f много меньше, чем для сферического случая.

Отдельного внимания заслуживает работа [41] под названием "Динамика облаков в области образования широких линий". Данное исследование посвящено стабильности облаков в BLR и их орбит. При наличии сильного светового давления круговые орбиты становятся нестабильными, движение

¹ Спектральный индекс оптика-рентген в диапазоне 2500Å - 2кэВ.

облаков BLR происходит в таком случае по вытянутым эллипсам. На периферийных участках этих орбит облака излучают более узкие линии. Более того, вероятно, излучение от AGN анизотропно. В таком случае орбиты облаков BLR не могут лежать в экваториальной плоскости, а наклонены к ней. Суммарная сила, действующая на облака, тогда не является постоянной и орбиты представляют собой прецессирующие эллипсы. Авторами также рассмотрен механизм "pancake" (радиальное сжатие, азимутальное расширение плюс неустойчивость Кельвина-Гельмгольца) разрушения облаков. Однако разрушения облаков можно избежать путем включения в модель магнитного поля самих облаков.

NLS являются идеальным кандидатом для поиска эффекта запаздывания в рентгеновском диапазоне¹. Авторами [42] был обнаружен этот эффект между мягким и жестким рентгеном. В оптическом диапазоне рассматривают запаздывание эмиссии в линиях по отношению к континууму, но, к сожалению, в рентгеновском диапазоне на сегодняшний день поиск этого эффекта возможен только в широких полосах. Обнаружение этого эффекта означает, что на расстояниях от нескольких десятков до нескольких сотен гравитационных радиусов (R_g) присутствует рассеивающее и поглощающее вещество.

Существование IMLR² было обосновано в работе [31]. Спектры были аппроксимированы двумя Гауссианами: IMGС³ и VBGC⁴. Сначала при помощи метода эхо-картирования⁵ вычисляли R_{VBLR} , затем по отношению ширин линий получали отношение R_{VBLR}/R_{IMLR} , откуда, в свою очередь, R_{IMLR} . С ростом светимости R_{VBLR} растет быстро; R_{IMLR} же гораздо медленнее, поэтому имеется тенденция к их слиянию. Эквивалентная ширина IMGС уменьшается с ростом яркости AGN, в то время как эквивалентная ширина VBGC не зависит от яркости AGN. Эквивалентная ширина линий является мерой фактора покрытия. Авторами работы сделан вывод, что VBLR обладает сферической геометрией, а IMLR - дисковой. Так как высота тора растет медленнее, чем радиус с ростом светимости, то фактор покрытия IMLR уменьшается. При дальнейшем росте светимости активного ядра IMLR и BLR могут слиться воедино (см. рис.3). Схема центральной машины, изображенная на этом рисунке, само собой, не является единственной.

Коснемся теперь вопроса о металличности вещества, составляющего BLR. Работа [43] посвящена изучению металличности у различных типов AGN. По словам авторов, NLS демонстрируют такой же уровень активности, как и BLS, но без широких линий в спектре. Результат заключается в

¹ X-ray reverberation.

² InterMediate Line Region - области образования линий промежуточной ширины.

³ Intermedlate Gaussian Component - Гауссова компонента промежуточной ширины.

⁴ Very Broad Gaussian Component - очень широкая Гауссова компонента.

⁵ Reverberation Mapping.

том, что металличность коррелирует со светимостью в континууме, массой ЧД и Эддингтоновским соотношением. Причем из второй зависимости NLS выпадают, лежа значительно выше общего тренда.

3.1.4. *NLR*. Если построить распределение V_{opt} (по узким линиям в оптике) от V_{*} (скорость системы, определяемая по наблюдениям HI) получается, что среднее значение находится около нуля, но отрицательных значений больше. Объяснение этому - газ выдувается из системы [44]. Вывод данной работы был сделан по всей популяции Sy1, как NLS, так и BLS.

О наличии у линии [OIII] синих крыльев, свидетельствующих о истечении вещества из системы, говорилось еще в [2]. Если перенести отсчет скорости на линию [OIII] $\lambda 3727 \text{ \AA}$, то получится, что истечения в [OIII] $\lambda 5007 \text{ \AA}$ присутствуют, когда скорость, определяемая по линии FeII, принимает околонулевые значения. Это свидетельствует об ортогональности областей излучения этих линий. FeII излучается в диске, [OIII] в полярном коническом истечении. То есть некоторая доля NLS действительно наблюдается с полюса [3]. См. рис.10, взятый из [3].

По-видимому, свойства истечений, определяемые по поглощению в УФ диапазоне, схожи в NLS и BLS. Истечения в NLR также обладают сходными свойствами во всех типах Сейфертовских галактик (NLS, BLS, Seyfert 2) [45]. Форма линии [OIII] бывает двух типов: смещенное в синюю сторону основание, или смещенное в синюю сторону ядро. Интересно, что, если отбросить объекты со смещенным ядром линии, то NLS ложатся на зависимость $M_{BH} - \sigma$. [46]. В работе [47] была исследована большая выборка NLS. Впервые авторы включили в PCA плотность NLR. EV1 сильно коррелирует плотностью, помимо L/L_{edd} EV2 оказался связанным со светимостью и соответствует таковому из [48]. Плотность области образования узких линий у NLS ниже, чем у BLS.

Объекты со смещенными в коротковолновую сторону эмиссионными линиями ($V_{[OIII]} > 200 \text{ км/с}$) были обнаружены с частотой встречаемости 17% в радиогромких NLS [49], что в 2.4 раза выше, чем в выборке радиотихих NLS. Такая высокая частота встречаемости объектов со смещением линий в коротковолновую сторону среди RL NLS может говорить о том, что взаимодействие джета с облаками вносит вклад или является доминирующим фактором.

В работе [50] металличность NLR по запрещенным линиям выше у NLS, чем у BLS. В работе [51] для одного из представителей класса NLS - NGC 4056 было получено, что область образования узких линий имеет геометрию двойного конуса, наблюдается истечение газа. Скорость газа сначала увеличивается по мере удаления из центра, потом снова уменьшается. Видимо, подобной же геометрией NLR обладают как NLS, так и BLS.

3.1.5. *H₂O Мазеры*. Общеизвестно, что мегамазеры могут исполь-

зоваться для определения с высокой точностью масс центральных ЧД. Это довольно редкий объект, присутствующий в $\sim 10\%$ Sy1.8 - 2. Но данная методика неприменима к Sy1, так как в них мегамазеры наблюдаются не в дисках. Так, например, в работе [52] исследовался объект NGC5506. Ранее существовали проблемы с классификацией данного объекта, он предполагался относящимся к типу Sy2. Однако по данным спектроскопии в ближнем ИК диапазоне авторами был обнаружен BLR и оказалось, что это самая яркая NLS и первый обнаруженный объект такого типа с сильным поглощением. Более того, в нем был обнаружен мегамазер. На необычность наличия мегамазера у объекта типа Sy1 было указано авторами. Еще одна крайне интересная работа была посвящена исследованию мазеров в NLS [53]. Изучение архивов VLA дало следующие результаты: у NGC 4051 мегамазер наблюдается в 5 пк ($0''.1$) от ядра, он может находиться как в диске, так и в джете/ветре. Второй вариант, по утверждению авторов, предпочтительнее. У NGC 5506 положение мегамазера определено неточно, выводов сделать невозможно. Спектр мазера смещен в коротковолновую сторону, что говорит об истечении вещества. Диск наклонен под углом 40° , что не соответствует сценарию усиления мазера в диске. Видимо мазер связан с истечением вещества или джетом. Еще для трех объектов интерферометрические наблюдения отсутствуют.

Отметим, что в уже упоминавшейся работе [36] сделано предположение, что мазерное излучение может генерироваться в веществе, истекающем под действием инфракрасного излучения. Мазеры в NLS необходимо исследовать, на текущий момент нет даже окончательной ясности насчет областей их образования. Возможно, учитывая удивительно большую долю обнаружения мазеров в NLS, что эти явления каким-либо неизвестным на настоящий момент образом взаимосвязаны.

3.2. Центральная машина.

3.2.1. *Наблюдаемые проявления.* Как уже упоминалось, NLS и BLS обладают сравнимыми яркостями центрального источника.

Отдельного внимания заслуживает работа [54]. Авторами была принята успешная попытка масштабирования GBH¹ к черным дырам в AGN с целью изучения свойств последних. Неудачи предыдущих попыток масштабирования GBH к AGN объясняются неучетом значительного отличия в ширине распределения масс первых и вторых. Используя обоснованное наблюдениями логнормальное распределение масс ЧД для AGN, авторам удалось воспроизвести наблюдаемую зависимость α_{Ox} от $L_{2500\text{\AA}}$. Не вдаваясь в подробности, отметим, что в модели авторов

¹ *Galactic Black Holes - галактические чёрные дыры. Имеются в виду продукты звездной эволюции.*

LINERs соответствуют состоянию микроквazarов "hard-low", а NLS - состоянию "soft-high"¹ (см. рис.6, взятый из этой работы). Другими словами, это подтверждает, что NLS аккрецируют около Эддингтоновского предела.

Касательно Эддингтоновского соотношения следует сделать одно замечание. Когда говорят об Эддингтоновском пределе, подразумевают случай сферически-симметричной аккреции, Томпсоновское рассеяние и прозрачную среду. В плотной среде на внутренние области не влияет излучение, но действует гравитация [3].

При аккреции около Эддингтоновского предела велико время охлаждения $t_{cooling}$ и энергия может уходить под горизонт событий, не успевая высвечиваться. Таким образом, процесс аккреции в радиогромких NLS может резко отличаться от такового в RLQ/BLRGs² [49].

Доля радиогромких NLS (RL NLS) среди NLS в целом меньше, чем доля RL QSO среди квазаров [55], но при этом они могут быть ярче в радио, чем обычные Sy1 [17]. RL NLS чаще всего компактные объекты, с крутым спектром, обладают общими свойствами с ранее известным классом CSS³ и занимают верхнюю часть распределения M_{BH} для NLS. Также они находятся на ранее слабо заселенной области диаграммы $M_{BH} - R$, где R - параметр радиогромкости [8]. RL NLS являются самыми радиогромкими объектами в этом интервале масс ЧД и, по-видимому, представляют собой маломассивный хвост распределения по M_{BH} среди всех RL AGN [49].

RL NLS выделяются также своими свойствами в оптическом диапазоне. В [48] по выборке квазаров и Сейфертовских галактик, в том числе NLS, нашли, что радиогромкость статистически связана с "Eigenvector1" в том смысле, что квазары с сильной линией [OIII] и слабым излучением FeII чаще являются радиогромкими, в то время как объекты с сильной эмиссией в FeII и слабой в [OIII] имеют тенденцию быть радиотихими и иметь более узкую линию H β с асимметрией в синюю сторону. Также их континуум в оптике голубее, что, по-видимому, вызвано наличием нетепловой компоненты излучения от джета [49]. Отметим, что в [49] было получено, что RL NLS обладают большими отношениями FeII(4570)/H β , чем RQ NLS. Факты говорят о том, что RL NLS это просто NLS с релятивистскими джетами, во всех остальных смыслах они являются обычными NLS. Стоит здесь отметить также тот факт, что объекты с доплеровским усилением, т.е. ориентированные на наблюдателя, должны обладать самыми узкими линиями в случае принятия унифицированной схемы, что не наблюдается

¹ Hard-low - состояние с низкой светимостью в рентгеновском диапазоне и жестким спектром. Soft-high - состояние с высокой светимостью и мягким спектром. Считается, что у QSO первое соответствует низкому темпу аккреции, а второе - высокому.

² Broad Line Radio Galaxies - радиогалактики с широкими линиями.

³ Compact Steep Spectrum sources - компактные источники с крутыми спектрами.

[55]. Рассмотрим теперь по порядку имеющиеся на настоящий момент признаки существования джетов в RL NLS.

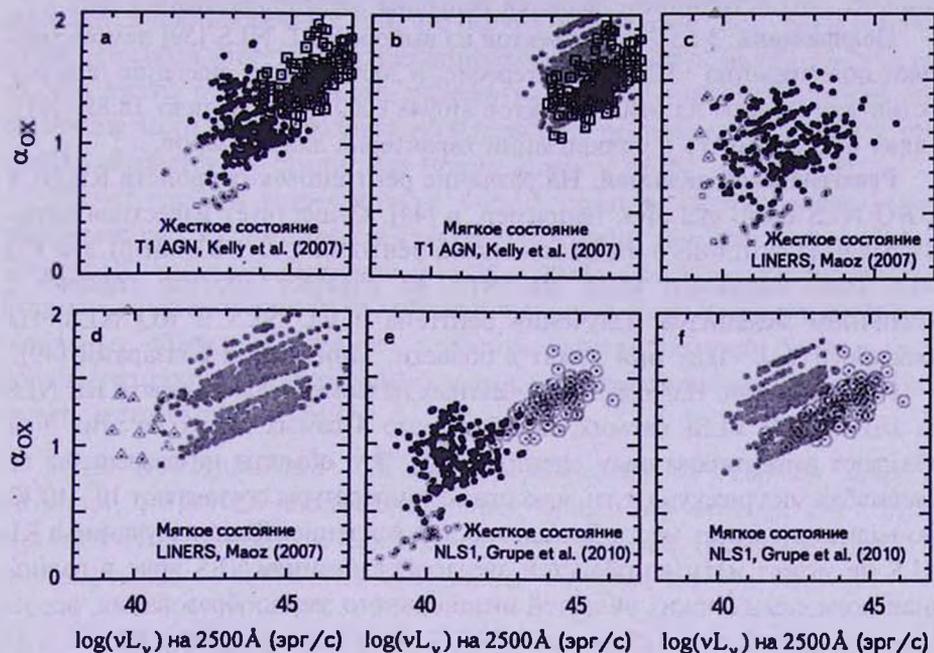


Рис.6. Сравнение свойств синтезированных спектров AGN с наблюдаемыми. Объекты в состоянии с жестким спектром обозначены черным цветом, с мягким - серым, с жестким рентгеновским спектром и пренебрежимо малым излучением от аккреционного диска обозначены пустыми кружками. (a-b) AGN 1-го типа, (c-d) LINERs, (e-f) NLS наложены на синтезированные состояния с жестким и мягким рентгеновскими спектрами AGN ($\log M_{BH}$ получены из распределения Гаусса). Наблюдаемые LINERs перекрываются с "жестким" состоянием, QSO 1-го типа и NLS перекрываются с "мягким" состоянием AGN. Взято из работы [54].

Быстрая оптическая переменность. Тот факт, что NLS демонстрируют оптическую переменность на масштабах дней, известно довольно давно [8]. Впервые быстрая переменность в течение ночи на масштабах часов была обнаружена в работе [56], по наблюдениям на 80 см телескопе в стандартных полосах *B* и *R* радиогромкой NLS. Поиску быстрой оптической переменности посвящена и работа [57] в которой авторы изучали выборку очень радиогромких галактик ($R > 100$). У двух из восьми исследовавшихся объектов микропеременность была обнаружена. Тот факт, что RL NLS более переменны в оптике, был отмечен также авторами работы [49].

γ -излучение. После запуска космического аппарата FERMI у многих NLS было обнаружено излучение в γ -диапазоне. До этого считалось, что только 2 класса объектов излучают в этом диапазоне, а именно, блазары и радиогалактики. Во время вспышки активности объект PMN J0948+0022 демонстрировал светимость 10^{48} эрг/с в диапазоне энергий 0.1 - 100 ГэВ,

что сравнимо с ярчайшими блазарами [58]. Более того, некоторые NLS демонстрируют переменность в γ -диапазоне [59], что полностью исключает вариант, что источником является вспышка звездообразования [60].

Поляризация. 3 из 7-ми объектов из выборки RL NLS [59] демонстрируют поляризацию $\sim 1\%$. Что интересно, в 2009-ом году значение поляризации для одного из этих объектов (J0948+0022) составляло 18.8% [61]. Такая переменность в поляризации характерна для блазаров.

Рентгеновский диапазон. На различие рентгеновских свойств RL NLS и RQ NLS было указано, например, в [49]. Существует известная антикорреляция фотонного индекса мягкого рентгена Γ с FWHM(H β) для RQ NLS (см., например [62]). RL NLS не следуют ей, что говорит о различном механизме излучения рентгена в RL NLS и RQ NLS. На плоскости $\alpha_{OX} - \alpha_{RO}$ они лежат в области, занимаемой блазарами [49].

Радиодиапазон. Наблюдения известных на момент 2007г. девяти RL NLS на JAPANESE VLBI network, показали, что 4 самых ярких из этих 9-ти обладают инвертированным спектром [63]. Эти объекты не разрешены на масштабах миллисекунд дуги, яркостные температуры составляют $10^7 - 10^9$ К. По-видимому, имеет место Доплеровское усиление. Радиоизлучение в RL NLS не может идти из областей звездообразования. NLS ярче в радиодиапазоне самых ярких областей интенсивного звездообразования, все из которых находятся в LIRG или ULIRG галактиках [55]. Все RL NLS из выборки [49] компактны, не разрешены в обзоре FIRST. Большинство объектов с известными спектральными параметрами имеют плоские спектры (1.4 - 5 ГГц). Несколько объектов демонстрируют инвертированные радиоспектры ($\alpha_r > 0$) около 5 ГГц и в сторону больших частот. Большая часть объектов с плоскими спектрами демонстрируют значительную переменность, яркостная температура достигает порядка $t_b > 10^{11}$ К. Видимо, наблюдаемое объясняется релятивистским усилением.

Непосредственные наблюдения. Совсем недавно появились свидетельства непосредственного обнаружения килопарсековых джетов в NLS. Так, авторы работы [64] обнаружили протяженные радиоструктуры в трех NLS, увеличив число таких объектов до шести. Четыре из них имеют двусторонние радиоструктуры на масштабах килопарсек, одностороннюю морфологию джета на масштабах парсек. Все объекты, кроме одного, обладают морфологией с доминированием ядра (core-dominated).

Вернемся теперь к рассмотрению свойств джетов в NLS. На плоскости $P_{jet} - L_{disk}/L_{Edd}$ (мощность джета отношение светимости аккреционного диска к Эддингтоновской светимости) объекты GRP¹ и RPD² занимают различные

¹ Gas Pressure Dominated- с доминированием газового давления. У таких объектов мощность джета зависит от темпа аккреции.

² Radiation Pressure Dominated - с доминированием давления излучения. У таких объектов мощность джета зависит от массы ЧД.

области. BL Лас являются GPD, FSRQ и γ -NLS - RPD¹ [65].

Отдельно стоит обратить внимание на то, что джет образуется в спиральных системах, в противоречии с тем, что было известно ранее (см. [66] и ссылки далее). Подводя итог, можно процитировать работу [65]: "Даже несмотря на то, что джеты в γ -NLS очень похожи на таковые в блазарах, почти все остальные части AGN и родительской галактики различны. Это означает, что γ -NLS являются на самом деле новым классом AGN".

Насчет частоты встречаемости γ -NLS стоит привести сказанное на конференции "Сейфертовские галактики с узкими линиями и их место во вселенной"² в Бонне, Германия, в ноябре 2012 года: "Когда были впервые открыты рентгеновские AGN, обсуждалась их уникальность и отличия от остальных объектов. Позднее, с ростом чувствительности приемников количество таких объектов сильно возросло. Сейчас аналогичная ситуация имеет место быть с γ -AGN".

3.2.2. Центральная СМЧД (Сверхмассивная Черная Дыра).

Результат, что в NLS массы центральных черных дыр меньше, чем в BLS, был получен во множестве независимых исследований, например [21,46]. В последней работе приведены следующие значения $\log M_{BH}$: NLS: 5.7 - 7.3 ($\langle \log M_{BH} \rangle = 6.5$); BLS: 6.5 - 8.4 ($\langle \log M_{BH} \rangle = 7.2$). График распределения по $\log M_{BH}$ и $\log L/L_{edd}$ для BLS и NLS из этой работы приведен на рис.7а и в. В недавней работе [67], посвященной объекту IRAS 01072+4954, делаются интересные выводы. Эта галактика демонстрирует рентгеновское излучение, характерное для Sy1, несмотря на отсутствие широких линий. Авторы

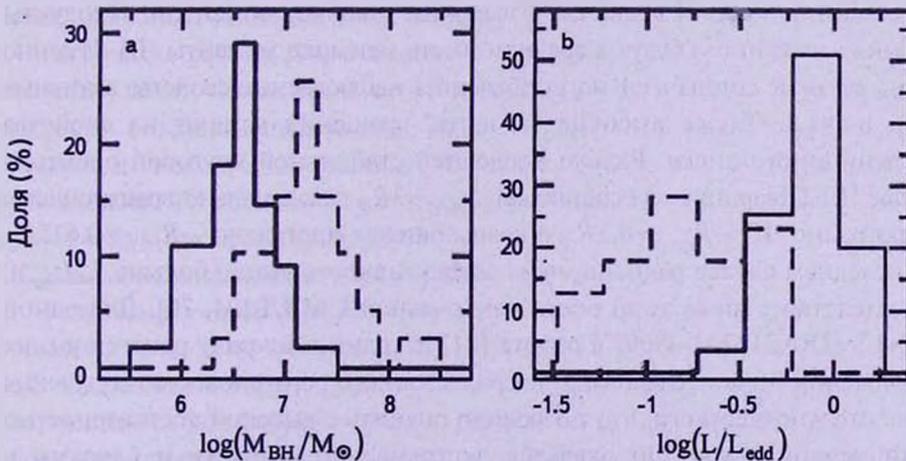


Рис.7. Гистограммы распределений масс СМЧД (слева) и Эддингтоновских соотношений (справа). NLS - сплошная линия, BLS - пунктирная. График взят из работы [46].

¹ Там же см. подробнее о свойствах этих режимов, особенно с.10, формулы (5) и (6).

² *Narrow-Line Seyfert 1 Galaxies and Their Place in the Universe.*

дают оценку массы СМЧД $M_{BH} \sim 10^5 M_{\odot}$, верхний предел составляет $2.5 \times 10^6 M_{\odot}$. При такой массе ЧД ширина линий будет находиться в пределах 400 - 600 км/с, чем авторы и объясняют отсутствие наблюдаемых широких линий. Если оценка авторов справедлива, то данный объект представляет собой NLS с черной дырой промежуточной массы.

Вторым параметром, возможно определяющим свойства NLS, является вращение СМЧД. Ситуация осложняется тем, что оценка вращения СМЧД - это весьма затруднительная задача. Для этого требуются рентгеновские спектры высокого разрешения, позволяющие исследовать линию $K\alpha$. Про методику оценки спинов ЧД см., например, работу [68]. Упомянем, однако, работу, где авторы оценивали спины ЧД для выборки квазаров и объектов FR II на основе предположения, что спин зависит от мощности джета, массы ЧД и силы магнитного поля [69]. Предположение о связи вращения СМЧД со свойствами NLS было сделано многими авторами, но выводы зачастую делаются противоположные. Например, авторы работы [55] утверждают, что если аккреция раскручивает ЧД и ее вращение ответственно за запуск джета, то в среднем меньшая частота встречаемости радиогромких объектов среди NLS, чем среди обычных Сейфертовских галактик может говорить об их меньшем возрасте. То есть, в среднем, спины ЧД у NLS, по мнению авторов, меньше, чем у BLS. Более того, в таком случае более проэволюционировавшие NLS и, таким образом, лежащие ближе к зависимости $M_{BH} - \sigma$, должны быть более радиогромкими. Этот эффект авторами был обнаружен.

Многие авторы, напротив, утверждают, что ЧД в NLS обладают очень высоким моментом вращения. Приобретается он за счет секулярной эволюции, аккреции вещества с высоким угловым моментом. Продукты больших мерджингов будут в среднем иметь меньшие моменты ЧД. Именно очень высокие спины $a \sim 1$ могут объяснить наблюдаемые свойства активных ядер в NLS. Также высокие моменты вращения влияют на свойства аккреционного диска. Радиус последней стабильной круговой орбиты в случае ЧД Шварцшильда составляет $R_{ISCO} \sim 3R_g$, максимально вращающейся ретроградно ЧД - $R_{ISCO} \sim 4.5R_g$, а вращающейся проградно - $R_{ISCO} \sim 0.615R_g$. В последнем случае радиационная эффективность выше, больше L/L_{edd} и, как следствие, ниже темп роста центральной СМЧД [24, 70]. Для одной из NLS (IRAS13224-3809) в работе [71] по длинному ряду рентгеновских наблюдений была исследована задержка мягкого рентгеновского излучения относительно жесткого, что позволило оценить с высокой достоверностью спин черной дыры. Он оказался экстремально высоким и близким к максимальному, что авторы связывают с секулярной эволюцией NLS.

В недавней статье [72] был оценен спин ЧД для NGC 1365, который оказался $a > 0.84$ с достоверностью 90%. Хотя авторы и не упоминают NLS в своей работе, масса ЧД составляет $M_{BH} \sim 2 \times 10^6 M_{\odot}$, что соответствует

таковым у NLS. Таким образом, хотя в современных публикациях прослеживается тенденция связывать свойства активности в NLS с быстрым вращением центральной ЧД, окончательной ясности по этому вопросу до сих пор нет. Аргументом в пользу того, что вращение ЧД играет роль в RL NLS, является тот факт, что RL NLS кроме джета ничем более не отличаются от RQ NLS. Радиомощность RL NLS соответствует таковой у объектов FRI [49]. Более того, ситуация осложняется тем, что существуют диаметрально противоположные точки зрения на взаимосвязь джета и момента вращения ЧД вообще. Приведем имеющиеся отношение к рассматриваемой проблеме выводы 2-х работ 2010 года.

Авторы первой из них [73] считают, что FR II обладают ретроградной, FRI - проградной аккрецией, у FR II эффективность джетов выше, чем у FRI. В проградных системах в состояниях HERG высока эффективность диска и, таким образом, у них присутствуют сильные ветры из диска. В ретроградных же системах и в LERG состояниях эффективность диска низка. Ветры тоже, соответственно, слабее. Системы с эффективными дисками обладают неэффективными джетами и наоборот. FRI HERG обладают низким проградным вращением. RQ AGN - проградные системы с *высоким спином*, радиативно эффективны. *Самые быстро вращающиеся радиативно эффективные системы являются самыми радиотихими*. В спиральных галактиках аккреция проградная. *Спиральные галактики должны быть более радиояркими, когда скорость вращения их ЧД ниже*. Переход от радиативно неэффективного состояния к радиативно эффективному режиму в проградных системах с высоким спином порождает короткоживущий, мощный, коллимированный джет, подобный наблюдаемому в μ QSO.

Авторы же работы [74] считают, что проградная аккреция также может запустить джет, но он будет в ~ 30 раз слабее, чем в случае ретроградной аккреции. Должна существовать зона избегания от некоего отрицательного момента до некоего минимального положительного, где генерация джета невозможна. То есть *джеты в проградных системах образуются только в случае очень быстрого вращения*.

Взаимоисключающие моменты выделены курсивом.

Результирующий момент вращения ЧД в случае NLS есть результат совместного действия нескольких процессов - секулярной эволюции (в том числе малых мерджингов), переработки момента вращения ЧД в энергию джета. Малые мерджинги, по-видимому, необходимы для объяснения эволюции псевдобалджа в классический балдж, если принять гипотезу о эволюции NLS \Rightarrow BLS. Точка зрения кого из авторов, [73] или [74] справедлива, определяет возможные пути эволюции NLS. Окончательная ясность по этому вопросу, к сожалению, отсутствует.

4. *Функция светимости.* Функции светимости¹ активных галактик посвящено множество работ. Для квазаров LF, как правило, вычисляется в предположении, что вкладом излучения от родительской галактики можно пренебречь. В случае с Сейфертовскими галактиками приходится либо производить разделение фотометрическими методами, либо использовать для оценки светимости AGN эмиссионные линии. Различные авторы брали для этого запрещенную линию кислорода [OIII] $\lambda 5007 \text{ \AA}$ [75,76], или линии водорода, $H\alpha$ и $H\beta$ [77-79].

Функция светимости NLS была исследована в работе одного из авторов данной статьи [80]. Была использована методика, позволяющая учесть вариации плотности Вселенной из-за крупномасштабной структуры. Для вычисления светимости активного ядра использовалась линия [OIII]. Полученная функция светимости была пересчитана в Джонсоновскую полосу B для сравнения с результатами других работ. Как видно на рис.8, между результатами различных авторов существуют расхождения на много порядков, и наш результат для Sy1 находится между противоречащими друг другу результатами различных работ.

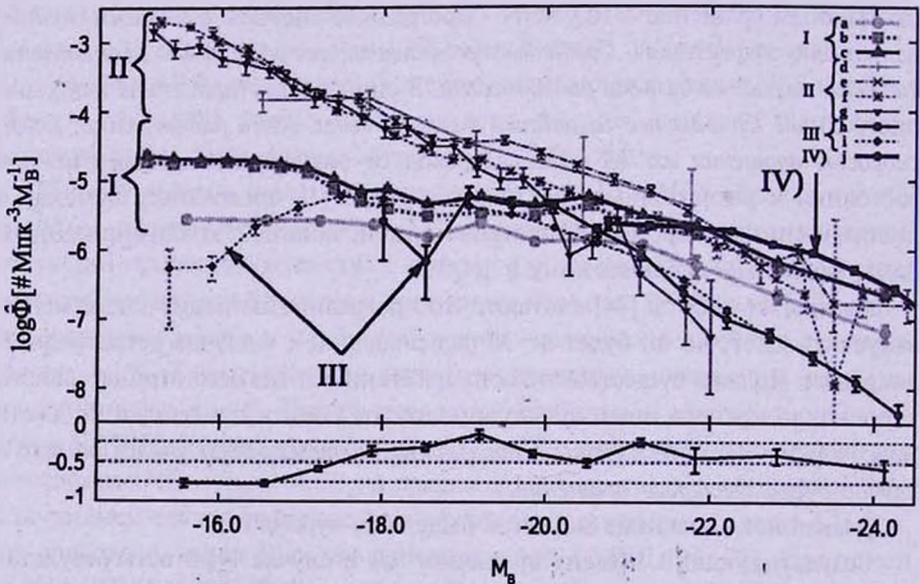


Рис.8. Функции светимости в полосе B, полученные конвертированием светимостей из [OIII] $\lambda 5007 \text{ \AA}$ или $H\alpha$. a, b, c) NLS, BLS, NLS+BLS по результатам [80] d) Type2 AGN, из [OIII] [76] e) Sy1 из [OIII] [75] f) Sy2 из [OIII] [75] g) Sy1+Sy2 из $H\alpha$ [75] h) Sy1 из $H\alpha$ [77] i) Sy1 из $H\alpha$ [79] g) QSO, получена в полосе B [82]. Функции светимости поделены на следующие группы. Группа I-LF, полученные в работе [80]. Группа II - из работ [75] и [76]. Группа III-LF из работ [77] и [78]. Эти две группы выделены из-за хорошего согласия результатов между собой. IV - функция светимости для квазаров из [82]. Нижняя панель - логарифм отношения количества NLS к BLS.

¹ Luminosity function, LF.

Аргументом в пользу достоверности полученных результатов является то, что рентгеновская функция светимости, предсказываемая на основе полученной нами для Sy1 очень хорошо соответствует реально наблюдаемой (см. [80]).

Очень важным, на наш взгляд, является то, что отношение пространственных плотностей NLS и BLS не является постоянным. Зависимость данного соотношения от светимости отображено на нижней панели рис.8.

Этот результат перекликается с таковым из работы [47]. Авторами было получено, что распределения M_{BH} и L/L_{bol} для выборок NLS и BLS значительно отличаются. Математические ожидания светимостей NLS и BLS находятся в пределах погрешностей, однако дисперсии различны. Что существенно, распределение NLS значительно уже. По результатам [47] максимум доли NLS приходится на болометрическую светимость $\log L_{bol} = 44.64$, что соответствует $\log L_{[OIII]}/L_{\odot} = 7.4$.

На непостоянство отношения встречаемости NLS и BLS и на наличие пика при определенной светимости в оптическом и рентгеновском диапазонах было указано еще в работе [81].

5. Масштабные соотношения.

5.1. Соотношение $M_{BH}-\sigma_*$. Долгое время господствовало мнение, что соотношение $M_{BH}-\sigma_*$, где σ_* - дисперсия скоростей балджа, не выполняется для объектов типа NLS. В том смысле, что NLS лежат ниже основной зависимости ([21,83]).

Однако данный вопрос далек от своего окончательного решения. У NLS сильная эмиссия затрудняет оценку дисперсии скоростей непосредственно по абсорбционным линиям звезд. Вместо этого используются эмиссионные линии газа, например [OIII] $\lambda 5007 \text{ \AA}$ и [SII] $\lambda 6716, 6731 \text{ \AA}$. Еще в [21] было отмечено, что корреляция $FWHM([OIII]) - \sigma_*$ является не очень тесной и ее достоверность для NLS, вообще говоря, не проверялась. Выше упоминалось о наличии истечений в линии [OIII] $\lambda 5007 \text{ \AA}$ в NLS. Именно этот факт может быть ответственным за выпадение NLS из рассматриваемой зависимости. Так, в [46] было отмечено, что если брать дисперсию ядра линии [OIII] и исключать объекты с ярко выраженным синим смещением (истечениями) в этой линии, то NLS ложатся на соотношение $M_{BH}-\sigma_*$ для BLS и неактивных галактик.

Также NLS ложатся на зависимость $M_{BH}-\sigma_*$, если использовать другую спектральную линию, что было показано, например, в работах [8,46], использовавших для анализа линию [SII].

Вторым источником ошибок является неточность определения M_{BH} . Так, в подробно рассмотренной выше работе [31], было отмечено, что, если брать не всю ширину линии, а ширину только VBGC, то NLS ложатся ближе к зависимости $M_{BH}-\sigma_*$.

Проблема заключается не только в неточности измерений. Псевдобалджи не следуют зависимости $M_{BH}-\sigma_*$ для эллиптических галактик и классических

балджей [84], а именно такой тип балджей наблюдается у NLS.

Вообще говоря, физика взаимосвязи массы центральной ЧД и дисперсии скоростей неизвестна. В области, где измеряются σ_* , звезды в гораздо большей степени "чувствуют" гравитацию других звезд, чем центральной ЧД. Рядом авторов были сделаны предположения об отсутствии некоего физического механизма, ответственного за данную корреляцию. Что, возможно, соотношение $M_{BH} - \sigma_*$ является эффектом селекции, вызванным тем, что мы предпочитаем наблюдать объекты с большими (из-за ограничений в разрешающей способности) радиусами влияния. Таким образом наблюдаемая зависимость представляет собой верхний предел [85].

Возможно также, что корреляция существует в действительности, но не является результатом действия какого-либо особого физического механизма, а лишь совместной сборки в ходе эволюции (см. [24] и ссылки в ней).

Отметим работу [86], посвященную AGN с маломассивными ЧД, где сделан вывод, что они лежат на продолжении зависимости $M_{BH} - \sigma_*$ для неактивных галактик.

До сих пор нет окончательной ясности, следуют ли NLS соотношению $M_{BH} - \sigma_*$ для неактивных галактик и AGN с широкими линиями.

5.2. Соотношение $M_{BH} - L_{buldge}$. Окончательная ясность в вопросе о соотношении $M_{BH} - L_{buldge}$ применительно к NLS также отсутствует. Многими авторами было получено, что NLS лежат ниже зависимости для BLS, авторы работы [83] пытались объяснить это либо меньшими массами ЧД, либо меньшими соотношениями масса светимость (по причине более молодого звездного населения).

В [87] было высказано предположение, что отношение M_{BH}/M_{buldge} не является константой, т.е. зависимость M_{BH} от L_{buldge} - нелинейна. Там же было отмечено наличие корреляции M_{BH}/M_{buldge} с FWHM([OIII]).

Отклонение NLS от зависимости $M_{BH} - L_{buldge}$ было подтверждено и в совсем недавних работах, например [88] по наблюдениям HST/ACS и [89].

Тем не менее, справедливости ради стоит отметить работу [38], авторами которой исследовалась выборка NLS с данными эхо-картирования. Результат заключается в том, что NLS и BLS лежат на общей зависимости, независимо от наличия/отсутствия бара и типа балджа. Соотношение $M_{BH} - L_{buldge}$ в силу малой дисперсии даже предложено автором как средство оценки масс ЧД. Большая дисперсия соотношения у NLS объясняется более молодым звездным населением, пылью, баром и другими явлениями, снижающими точность фотометрии.

Очень категоричной точки зрения придерживаются авторы работы [90], что черные дыры вообще не коррелируют с псевдобалджами и галактическими дисками.

Подводя итог касательно масштабных соотношений между балджем и

черной дырой, упомянем работу [91]. Авторами была обнаружена активность в ядре галактики без балджа. Масса черной дыры составляет $M_{BH} > 2 \times 10^4 M_{\odot}$. Это в очередной раз свидетельствует в пользу того, что за рост черных дыр в галактиках поздних Хаббловских типов может быть ответственна секулярная эволюция.

5.3. Прочие соотношения. Рассмотрим теперь некоторые другие масштабные соотношения и корреляции между различными параметрами.

В работе [92] было обнаружено наличие корреляции $M_{BH} - V_m$, где V_m - максимальная вращательная скорость, полученная по наблюдениям нейтрального водорода HI. Однако, учитывая весьма значительную дисперсию полученных соотношений, можно предположить, что тут отсутствует физический механизм, а результат является следствием общих соображений: больше галактика - больше V_m и больше галактика - больше ЧД (в среднем). Такого же мнения придерживаются и авторы работы [93], что СМЧД в центрах галактик коррелируют только со свойствами балджей, и ни с чем другим.

Исследованию корреляции круговой скорости с M_{BH} посвящена также работа [94]. Результат, полученный авторами, заключается в том, что V_1 -

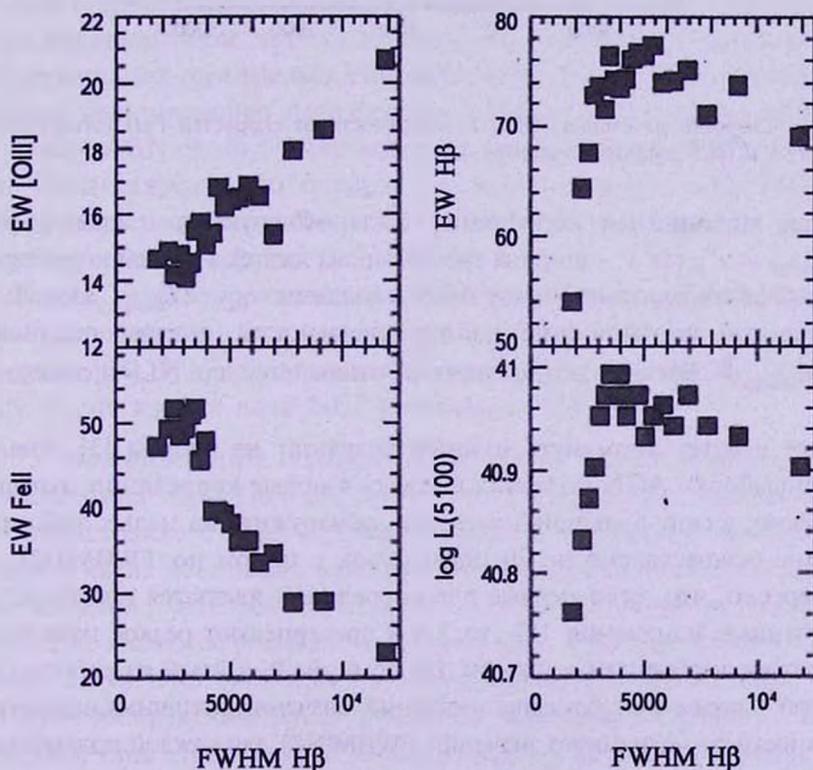


Рис.9. Четыре примера корреляций, обнаруживаемых при обработке большой выборки. График взят из работы [3].

круговая скорость на расстоянии 1 кпк тесно коррелирует с M_{BH} в отличие от V_{*} - скорости на большем расстоянии, для которого корреляция гораздо менее тесная. Что в очередной раз подтверждает предположение о том, что свойства СМЧД коррелируют со свойствами центральных областей, а не галактики в целом.

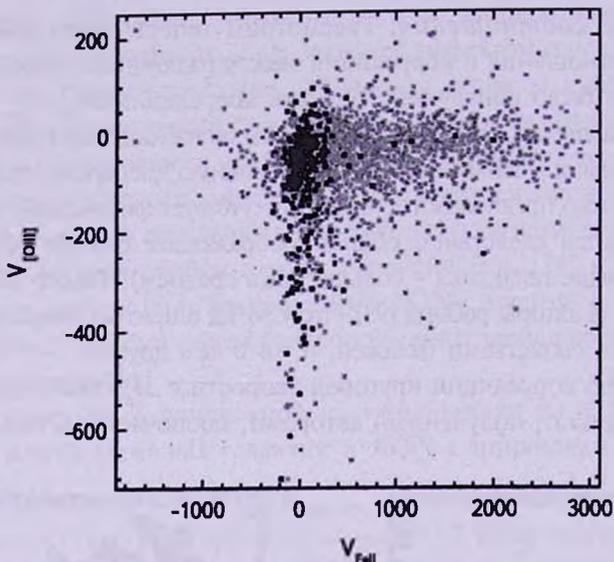


Рис.10. Скорости истечения [OIII] в зависимости от скоростей FeII (относительно [OII] $\lambda 3727 \text{ \AA}$). NLS выделены черным [3].

Новая любопытная корреляция была обнаружена в работе [89]: $M_{BH}/L_{buldge} \propto v^2$, где v - ширина эмиссионных линий. Из этой корреляции следует новое соотношение между AGN и балджем: $r_{BLR} \propto L_{buldge}$. Используя эмпирическое соотношение радиус светимость, авторы получают: $L_{AGN} \propto (L_{buldge})^2$. Все эти соотношения не отличаются для NLS и остальных AGN.

Также следует упомянуть важный результат из работы [3]. Анализ большой выборки AGN позволил выявить 4 новые корреляции, которые невозможно, в силу большой дисперсии, обнаружить на малых выборках. Разбиение осуществлено на 20 подвыборок с шагом по $\text{FWHM}(H\beta)$.

Интересно, что, если первые две корреляции являются плавными на всем интервале изменения $H\beta$, то 3 и 4 претерпевают резкое изменение при переходе к объектам с узкими $H\beta$ (см. рис.9, взятый из работы [3]). На каждой диаграмме отображены медианные значения различных параметров в зависимости от медианного значения $\text{FWHM}(H\beta)$ для каждой подвыборки.

6. Млечный Путь и NLS. Попробуем взглянуть на феномен NLS с другой точки зрения. Млечный Путь является спиральной галактикой

типа Sbc. Масса центральной сверхмассивной черной дыры составляет, по последним оценкам, $M_{BH} \sim 4 \times 10^6 M_{\odot}$ [95]. Спин этой черной дыры достаточно высок. Так, авторы [96], используя разработанный ими метод оценки спина ЧД по ИК-поляриметрии определили $a \geq 0.4$, что, по их словам, соответствует оценкам из других работ.

Центральный балдж по своим параметрам подходит под определение псевдобалджа. То есть Млечный Путь обладает характеристиками, присущими родительским галактикам NLS. Более того, по утверждению [97] он является сравнительно редким (~1.2%) типом спиральных галактик, прямым потомком галактик на $z = 1 - 2$ в силу того, что его эволюция была спокойной, без больших мерджингов.

Но в текущую эпоху в ядре нашей галактики не наблюдается столь мощной активности, как у NLS. Тем не менее, возможные признаки таковой в прошлом присутствуют.

В работе [98] был обнаружен диск около центральной ЧД, состоящий из молодых звезд, возникновение которого было объяснено авторами как вспышка звездообразования в аккреционном диске. Из оценок возрастов звезд следует, что эта вспышка аккреции имела место 3-9 млн лет назад.

Более существенное подтверждение активности типа NLS в прошлом было получено после запуска лаборатории FERMI. В γ -диапазоне были обнаружены так называемые FERMI bubbles¹. Работа [99] посвящена численному моделированию этого феномена. Наблюдаемое хорошо описывается вспышкой AGN около 1-2 млн лет назад, продолжительностью ~0.1-0.5 млн лет. Темп аккреции по оценкам авторов составлял $\sim 0.015 M_{\odot}/\text{год}$, а Эддингтоновское соотношение $L/L_{\text{edd}} \sim 0.16$. Высвобожденная суммарная энергия составила порядка $1 - 8 \times 10^{57}$ эрг.

Все же, какова вероятность того, что Млечный путь обладал в прошлом или будет обладать в будущем активностью тип NLS? Как было отмечено авторами [24], 2/3 локальных галактик обладают свойствами, подобными NLS, а уже из них доля NLS составляет ~9%.

7. Эволюционный статус NLS. Каков же эволюционный статус объектов типа NLS? Полный ответ на этот вопрос будет включать в себя что происходило с NLS в прошлом, каковы варианты их дальнейшей судьбы и какие механизмы, на каких масштабах управляют происходящими изменениями. Хотелось бы обратить особое внимание на то, что NLS отнюдь не являются редкими объектами. Так, в [81] авторами по данным обзора SDSS DR3 около 2000 активных галактик такого типа.

Один из предполагаемых вариантов возможного прошлого NLS это галактики типа LIRG, однако это было опровергнуто. NLS не претерпевали

¹В переводе это означает пузыри FERMI.

больших мерджингов, и эволюционируют они за счет секулярных процессов. В Сейфертовских галактиках наблюдающиеся истечения имеют энергию на несколько порядков ниже чем необходимо для эффективного feedback (см. [88] и ссылки в этой работе). Таким образом, о прошлом родительских галактик NLS можно сказать, что оно не отличается от прошлого обычных неактивных галактик соответствующих морфологических типов. Численные симуляции показывают, что галактики, в которых доминирует диск и $B/T < 0.3$ имеют чрезвычайно спокойное прошлое, и в большинстве своем не претерпевали больших слияний со времени $z=2$ [100]. Неактивные на настоящий момент галактики могли в прошлом иметь неоднократные эпизоды активности типа NLS, которые не оставили никаких следов на родительской галактике, в силу крайне неэффективного feedback.

Дальнейшая же судьба может развиваться по 2-м сценариям. Если произойдет большое слияние, эволюция галактики пойдет по пути ULIRG \Rightarrow IR QSO \Rightarrow QSO, конечным продуктом будет являться эллиптическая галактика. Впрочем, опять же следует отметить, что такая судьба ожидает любую спиральную галактику в случае большого слияния, независимо от того, есть ли в ее ядре активность на этот момент или нет. В случае же отсутствия больших слияний, дальнейшее будет зависеть от частоты малых слияний, а также их параметров. Не следует забывать и про внутреннюю секулярную эволюцию, которая вполне способна питать активные ядра в Сейфертовских галактиках.

По-видимому, в реальности реализуются варианты эволюции NLS \Rightarrow BLS с различной частотой малых слияний, что влияет на морфологию балджа. Временной интервал роста ЧД в NLS до BLS составляет порядка 10^5 лет [87], что, в принципе, соответствует времени роста балджа за счет малых мерджингов [21].

В подтверждение того, что галактика за время своего существования может проходить стадию активного ядра несколько раз, приведем результаты работы [101]. Был подробно изучен объект GSN 069 где, по мнению авторов, на наших глазах происходит смена режима AGN и формируется BLR.

Секулярная эволюция приводит к переносу углового момента к ЧД, что может служить объяснением наблюдаемых свойств. Факты достоверного обнаружения в NLS быстровращающихся ЧД подтверждают предположение о том, что NLS в прошлом эволюционировали за счет секулярных процессов [24].

Таким образом, если эволюция крупномасштабной структуры родительской галактики при переходе NLS \Rightarrow BLS, по-видимому, не несет в себе никаких неожиданностей, как и эволюция крупномасштабного балджа, то изучение центральных областей, динамики газа, пыли, остаточных звездных структур после вспышки звездообразования может пролить свет

на механизм работы секулярной эволюции.

Интересным является вопрос о стабильности различных окооядерных звездных образований при малых мерджингах. И если индекс Серсика у BLS действительно позволяет определить, происходили ли мерджинги при переходе $NLS \Rightarrow BLS$, то мы имеем возможность изучить этот вопрос путем исследования центральных областей NLS и BLS с высоким разрешением.

Коснемся теперь, вкратце, так как это не тема данного обзора, роли секулярной эволюции во Вселенной. В силу того, что количество спиральных галактик превосходит количество эллиптических, секулярная эволюция, по-видимому, является доминирующим механизмом роста СМЧД в нашу эпоху [88]. Как мы уже упоминали, около 6% галактик в локальной вселенной подобны NLS, в том смысле, что их активность связана с секулярной эволюцией [24].

Касательно NLS, было выдвинуто предположение, что они являются аналогами QSO на низких красных смещениях, являясь молодыми Сейфертовскими галактиками в начале своего эволюционного пути. И что они являются аналогами квазаров на низких z с малыми светимостями (см, например, [102]). Весьма занятно, на наш взгляд, что появляется все больше подтверждений тому, что в действительности имеет место быть диаметрально противоположная ситуация. NLS, как было рассмотрено выше, претерпевают секулярную эволюцию. И появляется все больше работ, посвященных тому, что и на больших z секулярная эволюция также играет важную роль наряду с мерджингами богатых газом галактик.

Так, например, [103] обнаружили, что галактики с интенсивным звездообразованием на $z=2$ имеют кардинальное отличие от таковых на $z=0$. Если в локальной вселенной мощные вспышки звездообразования вызваны мерджингами, то SF галактики на $z=2$, несмотря на хаотичную морфологию в оптике, обладают регулярной кинематикой, т.е. вспышка звездообразования не есть результат слияний, а связана с аккрецией газа вдоль филаментов. Эти явления авторы также называют секулярными процессами. В подтверждение тому можно привести результаты еще двух работ. Авторы работы [104] обнаружили, что среди родительских галактик RQ QSO высока доля систем со спиральной морфологией. У многих наблюдается молодое звездное население. А в работе [105] провели анализ данных HST WFC3 в ИК-диапазоне и обнаружили, что на $z=1.5-3$ у родительских галактик AGN высока доля дисковых систем. А в работе [106] авторы показали, что в галактиках с комковатыми дисками с большей вероятностью наблюдается активное ядро. Причем нестабильность возникает за счет аккреции газа, а не за счет слияний.

Все это, впрочем, неудивительно, так как по результатам последних исследований эллиптические галактики стали доминировать среди массивных

систем только с $z \sim 2$ [107].

Для питания активности ядра Сейфертовской галактики достаточно массы нескольких гигантских молекулярных облаков, в то время как для питания яркого квазара нужно перекачать весь газ галактики в центральные 10 - 100 пк. Частота слияний богатых газом галактик возрастает к $z > 2$, в то время как секулярные процессы остаются относительно постоянными [108]. К слову, в недалеком будущем нам предстоит наблюдать пролет около центра нашей галактики и, по-видимому, разрушение молекулярного облака [109]. Это, по всей видимости, вызовет вспышку активности в Sgr A.

Однако, любопытный результат был получен в работе [110]. Как выяснилось, родительская галактика исследованного авторами яркого квазара отнюдь не является богатой газом спиралью. Наблюдается слияние бедной газом галактики, где и присутствует квазар и богатой газом, где мерджинг индуцировал вспышку звездообразования. Авторы предполагают, что многие системы, где квазар наблюдается в богатой газом галактике, на самом деле могут быть мерджингами такого типа.

Авторы данного обзора полагают, что, помимо существующих классов активных ядер - AGNI и AGNII следует выделить новый класс - AGNIII. Определяющими свойствами этого класса являются малые массы черных дыр, высокие Эддингтоновские соотношения, родительские галактики поздних Хаббловских типов с псевдобалджами. NLS в этом смысле являются типичными представителями этого нового класса активных объектов. Подробнее см. работу [111].

8. *Выводы.* Определяющими спектральными свойствами NLS, выделяющими их в особый класс объектов, являются: в оптике - сильная линия FeII, слабая линия [OIII], узкая разрешенная линия H β (< 2000 км/с). В рентгеновском диапазоне они обладают крутыми спектрами, быстрой переменностью в мягком рентгене.

Родительские галактики NLS принадлежат к более поздним типам, чем BLS, средний Хаббловский тип составляет 3.0 и 1.0 соответственно (Sb и Sa). У NLS выше доля баров, ядерных колец. Для NLS характерна "Grand Design" морфология ядерных пылевых спиралей, ббльший темп звездообразования. Важным моментом является то, что в родительских галактиках NLS наблюдаются псевдобалджи.

Касательно вопроса о том, лежат ли NLS на зависимостях $M_{BH} - \sigma$ и $M_{BH} - M_{buldge}$ нет окончательной ясности. Вполне возможно, что дело просто в том, что псевдобалджи не следуют масштабным соотношениям для классических балджей и сферических компонент.

Центральная область в NLS, по-видимому, состоит из тех же структур, что и у BLS, а именно: тор, BLR, аккреционный диск, NLR. Различия между NLS и BLS вызваны меньшими массами ЧД, более высокими L/L_{edd} и,

возможно, бóльшими скоростями вращения ЧД.

В довольно значительной доле NLS обнаружены H_2O мазеры. Местоположение мазеров в NLS достоверно не известно, возможно они излучаются в истечениях или в областях взаимодействия джета с веществом.

В некоторых NLS присутствуют релятивистские джеты, излучающие в широком диапазоне от радио до гамма, что роднит их с объектами типа BL Lac. Образование джетов в подобных системах требует изучения, так как до недавнего времени считалось, что джеты образуются преимущественно в галактиках ранних типов. Возможно, что образование джетов в данном случае связано с процессами, обусловленными присутствием в ядрах NLS быстровращающихся массивных черных дыр.

Эволюционный статус родительских галактик NLS не отличается от такового для галактик таких же Хаббловских типов. Что касается активного ядра, то основную роль в его эволюции играют секулярные процессы, как внутренние, так и внешние.

NLS не являются ни редкими, ни уникальными объектами. То, что они попали под пристальное внимание исследователей сравнительно недавно связано с ограничениями астрономических инструментов и с историческими причинами. Но понимание механизмов, работающих в ядрах NLS, крайне необходимо для создания теории активных ядер в целом.

Работа выполнена при частичной поддержке гранта в форме субсидий в рамках реализации федеральной целевой программы Научные и научно-педагогические кадры инновационной России на 2009–2013гг. (соглашение № 8405), а также Программы государственной поддержки ведущих научных школ РФ (грант НШ-2915.2012.2 Образование крупномасштабной структуры Вселенной и космологические процессы) и программы фундаментальных исследований Президиума РАН П-21 Нестационарные явления в объектах Вселенной.

Астрокосмический центр Учреждения Российской Академии Наук
Физического института им. П.Н. Лебедева РАН,
Россия, e-mail: aermash@gmail.com bkomberg@asc.rssi.ru

MORPHOLOGY AND EVOLUTIONARY STATUS OF
NARROW LINE SEYFERT GALAXIES

A.A.ERMASH, B.V.KOMBERG

This work is a review of publications dedicated to the Narrow Line Seyfert 1 Galaxies (NLS). They are considered as a complex of multiple structures and factors and as a result of interaction of different processes, such as place in large-scale structure, morphology of the host galaxy both as a whole and in circumnuclear area, Broad Line Region and its structure, Narrow Line Region, accretion disk, jet, nuclear outflows, black hole rotation et cetera. Special attention is paid to the current picture of evolution of objects of this type. It is shown that main difference between NLS and other types is in morphology of the circumnuclear area and in parameters of the central engine. NLS host pseudobulges formed via secular evolution and they also show more regular morphology of nuclear dust spirals. The presence of pseudobulges explains why NLS do not lie on the well-known scaling relations for galaxies with classical bulges. It seems that black holes in this type of objects are undermassive and have high spins, which in turn affects the efficiency of the jet launch.

Key words: *galaxies: active nuclei: Narrow-Line Seyfert galaxies*

ЛИТЕРАТУРА

1. *D.E.Osterbrock, R.W.Pogge, Astrophys. J., 297, 166, 1985.*
2. *M.-P.Véron-Cetty, P.Véron, A.Gonçalves, Astron. Astrophys., 372, 730, 2001.*
3. *T.Boroson, in Proceedings of the Workshop Narrow-Line Seyfert 1 Galaxies and Their Place in the Universe, PoS(NLS1) 003, edited by L.Foschini et al., 2011.*
4. *R.P.Deo, D.M.Crenshaw, S.Kraemer, Astron. J., 132, 321, 2006.*
5. *D.Grupe, in Proceedings of the Workshop Narrow-Line Seyfert 1 Galaxies and Their Place in the Universe, PoS(NLS1) 004, edited by L.Foschini et al., 2011.*
6. *B.M.Peterson, in Proceedings of the Workshop Narrow-Line Seyfert 1 Galaxies and Their Place in the Universe, PoS(NLS1) 032, edited by L.Foschini et al., 2011.*
7. *D.Dultzin, M.L.Martinez, P.Marziani et al., in Proceedings of the Workshop Narrow-Line Seyfert 1 Galaxies and Their Place in the Universe,*

- PoS(NLS1) 012, edited by L.Foschini et al., 2011.
8. *S.Komossa*, *RevMexAA (Serie de Conferencias)*, **32**, 86, 2008.
 9. *E.Sani, D.Lutz, G.Risaliti, H.Netzer*, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, **403**, 1246, 2010.
 10. *C.Ricci, R.Walter, S.Paltani, T.J.-L.Courvoisier*, in *Proceedings of the Workshop Narrow-Line Seyfert 1 Galaxies and Their Place in the Universe*, PoS(NLS1) 021, edited by L.Foschini et al., 2011.
 11. *W.Ishibashi, T.J.-L.Courvoisier*, *Astron. Astrophys.*, **512**, A58, 2010.
 12. *R.W.Pogge*, in *Proceedings of the Workshop Narrow-Line Seyfert 1 Galaxies and Their Place in the Universe*, PoS(NLS1) 002, edited by L.Foschini et al., 2011.
 13. *F.Panessa, A. de Rosa, L.Bassani et al.*, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, **417**, 2426, 2011.
 14. *N.Castelló-Mor, X.Barcons, L.Ballo et al.*, *Astron. Astrophys.*, **544**, 48, 2012.
 15. *L.C.Ho, A.V.Filippenko, W.L.W.Sargent*, *Astrophys. J.*, **583**, 159, 2003.
 16. *Y.Krongold, D.Dultzin-Hacyan, P.Marziani*, *Astron. J.*, **121**, 702, 2001.
 17. *D.J.Whalen, S.A.Laurent-Muehleisen, E.C.Moran, R.H.Becker*, *Astron. J.*, **131**, 1948, 2006.
 18. *A.Burkert, S.Tremaine*, *Astrophys. J.*, **720**, 516, 2010.
 19. *W.E.Harris, S. van den Bergh*, *Astron. J.*, **86**, 1627, 1981.
 20. *L.Slavcheva-Mihova, B.Mihov*, *Astron. Astrophys.*, **526**, A43, 2011.
 21. *V.Botte, S.Ciroi, P.Rafanellin, F.D.Mille*, *Astron. J.*, **127**, 3168, 2004.
 22. *J.Kormendy, R.C.Kennicutt*, *Ann. Rev. Astron. Astrophys.*, **42**, 603, 2004.
 23. *D.B.Fisher, N.Drory*, *Astron. J.*, **136**, 773, 2008.
 24. *G.Orban de Xivry, R.Davies, M.Schartmann et al.*, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, **417**, 2721, 2011.
 25. *M.C.Eliche-Moral, M.Balcells, J.A.L.Aguerri, A.C.González-García*, *Astron. Astrophys.*, **457**, 91, 2006.
 26. *P.Coelho, D.A.Gadotti*, *Astrophys. J. (Letters)*, **743L**, 13, 2011.
 27. *S.Inoue, T.R.Saitoh*, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, **422**, 1902I, 2012.
 28. *T.Okamoto*, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, **428**, 718, 2013.
 29. *J.Shen, J.A.Sellwood*, in *Coevolution of Black Holes and Galaxies, from the Carnegie Observatories Centennial Symposia. Carnegie Observatories Astrophysics Series*, edited by L.C.Ho (Pasadena: Carnegie Observatories, 2003).
 30. *D.M.Crenshaw, S.B.Kraemer, J.R.Gabel*, *Astron. J.*, **126**, 1690, 2003.
 31. *K.R.W.Tristram, M.Schartmann*, *Astron. Astrophys.*, **531**, 99, 2011.
 32. *L.Zhu, S.N.Zhang, S.Tang*, *Astrophys. J.*, **700**, 1173, 2009.
 33. *R.Mor, H.Netzer*, in *Proceedings of the Workshop Narrow-Line Seyfert 1 Galaxies and Their Place in the Universe*, PoS(NLS1) 011, edited by L.Foschini et al., 2011.
 34. *M.R.Goad, K.T.Korista, A.J.Ruff*, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, **426**, 3086, 2012.
 35. *A.Dorodnitsyn, G.S.Bisnovatyi-Kogan, T.Kallman*, *Astrophys. J.*, **741**, 29, 2011.
 36. *A.Dorodnitsyn, T.Kallman, G.S.Bisnovatyi-Kogan*, *Astrophys. J.*, **747**, 8, 2012.
 37. *R.Vasudevan, L.Gallo, D.Robertson, K.Fulford*, in *Proceedings of the Workshop Narrow-Line Seyfert 1 Galaxies and Their Place in the Uni-*

- verse, PoS(NLS1) 007, edited by L.Foschini et al., 2011.
38. *M.Bentz*, in Proceedings of the Workshop Narrow-Line Seyfert 1 Galaxies and Their Place in the Universe, PoS(NLS1) 033, edited by L.Foschini et al., 2011.
 39. *H.Sameshima, K.Kawara, Y.Matsuoka et al.*, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., **410**, 1018, 2011.
 40. *R.Decarli, M.Dotti, M.Fontana, F.Haardt*, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., **386**, L15-L19, 2008.
 41. *M.Krause, A.Burkert, M.Schartmann*, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., **411**, 550, 2011.
 42. *L.Miller, T.J.Turner*, in Proceedings of the Workshop Narrow-Line Seyfert 1 Galaxies and Their Place in the Universe, PoS(NLS1) 019, edited by L.Foschini et al., 2011.
 43. *D.M.Neri-Larios, R.Coziol, J.Torres-Papaqui et al.*, in Proceedings of the Workshop Narrow-Line Seyfert 1 Galaxies and Their Place in the Universe, PoS(NLS1) 065, edited by L.Foschini et al., 2011.
 44. *L.C.Ho, J.Darling, J.E.Greene*, Astrophys. J. Suppl. Ser., **177**, 103, 2008.
 45. *D.M.Crenshaw, T.C.Fischer, S.B.Kraemer, H.R.Schmitt*, in Proceedings of the Workshop Narrow-Line Seyfert 1 Galaxies and Their Place in the Universe, PoS(NLS1) 027, edited by L.Foschini et al., 2011.
 46. *D.Xu, S.Komossa*, in Proceedings of the Workshop Narrow-Line Seyfert 1 Galaxies and Their Place in the Universe, PoS(NLS1) 006, edited by L.Foschini et al., 2011.
 47. *D.Xu, S.Komossa, H.Zhou et al.*, Astron. J., **143**, 15, 2012.
 48. *T.Boroson*, Astrophys. J., **565**, 78, 2002.
 49. *W.Yuan, H.Y.Zhou, S.Komossa et al.*, Astrophys. J., **685**, 801, 2008.
 50. *T.Nagao, T.Murayama, Y.Shioya, Y.Taniguchi*, Astrophys. J., **575**, 721, 2002.
 51. *T.C.Fischer, D.M.Crenshaw, S.B.Kraemer, H.R.Schmitt*, in Proceedings of the Workshop Narrow-Line Seyfert 1 Galaxies and Their Place in the Universe, PoS(NLS1) 050, edited by L.Foschini et al., 2011.
 52. *N.M.Nagar, E.Oliva, A.Marconi, R.Maiolino*, Astron. Astrophys., **391**, L21-L24, 2002.
 53. *A.Tarchi, P.Castangia, A.Columbano et al.*, Astron. Astrophys., **532**, 125, 2011.
 54. *M.Sobolewska, A.Siemiginowska, M.Gierlinski*, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., **413**, 2259, 2011.
 55. *S.Komossa, W.Voges, D.Xu*, Astron. J., **132**, 531, 2006.
 56. *H.Liu, J.Wang, Y.Mao, J.Wei*, Astrophys. J. (Letters), **715**, L113, 2010.
 57. *J.D.Maune, H.R.Miller, J.R.Eggen*, in Proceedings of the Workshop Narrow-Line Seyfert 1 Galaxies and Their Place in the Universe, PoS(NLS1) 059, edited by L.Foschini et al., 2011.
 58. *L.Foschini, E.Angelakis, L.Fuhrmann et al.*, Astron. Astrophys., **548**, 106, 2012.
 59. *J.R.Eggen, H.R.Miller, J.D.Maune*, in Proceedings of the Workshop Narrow-Line Seyfert 1 Galaxies and Their Place in the Universe, PoS(NLS1) 049, edited by L.Foschini et al., 2011.
 60. *G.Calderone*, in Proceedings of the Workshop Narrow-Line Seyfert 1

- Galaxies and Their Place in the Universe, PoS(NLS1) 045, edited by L.Foschini et al., 2011.
61. *Y.Ikejiri, M.Uemura, M.Sasada et al.*, Publ. Astron. Soc. Jap., **63**, 639, 2011.
 62. *G. La Mura, S.Ciroti, V.Cracco et al.*, in Proceedings of the Workshop Narrow-Line Seyfert 1 Galaxies and Their Place in the Universe, PoS(NLS1) 056, edited by L.Foschini et al., 2011.
 63. *A.Doi, K.Fujisawa*, Publ. Astron. Soc. Jap., **59**, 703, 2007.
 64. *A.Doi, H.Nagira, N.Kawakatu et al.*, Astrophys. J., **760**, 41, 2012.
 65. *L.Foschini*, RAA, **11**, 1266F, 2011.
 66. *F.D'Ammando*, e-Print arXiv:1012.1120v1 [astro-ph], 2010.
 67. *M.Valencia-S., J.Zuther, A.Eckart et al.*, Astron. Astrophys. **544**, 129, 2012.
 68. *Y.Wang, X.-D.Li*, Astrophys. J., **744**, 186, 2012.
 69. *R.A.Daly*, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., **414**, 1253, 2011.
 70. *A.Patrick, J.Reeves, A.Lobban et al.*, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., **416**, 2725, 2011.
 71. *A.Fabian, E.Kara, D.Walton et al.*, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., **429**, 2917, 2013.
 72. *G.Risaliti, F.A.Harrison, K.K.Madsen et al.*, NATURE, **494**, 449, 2013.
 73. *D.Garofalo, D.A.Evans, R.M.Sambruna*, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., **406**, 975, 2010.
 74. *M.Dotti, M.Colpi*, ASPCS, **427**, 19, 2010.
 75. *L.Hao, M.A.Strauss, X.Fan et al.*, Astron. J., **129**, 1795, 2005.
 76. *A.Bongiorno, M.Mignoli, G.Zamorani et al.*, Astron. Astrophys., **510**, 56, 2010.
 77. *A.Schulze, L.Wisotzki, B.Husemann*, Astron. Astrophys., **507**, 781, 2009.
 78. *J.E.Greene, L.C.Ho*, Astrophys. J., **667**, 131, 2007.
 79. *J.E.Greene, L.C.Ho*, Astrophys. J., **704**, 1743, 2009.
 80. *A.A.Ермаш*, Астрон. ж., **90**, 1, 2013.
 81. *H.Zhou, T.Wang, W.Yuan et al.*, Astrophys. J. Suppl. Ser., **166**, 128, 2006.
 82. *S.M.Croom, R.J.Smith, B.J.Boyle et al.*, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., **349**, 1397, 2004.
 83. *S.Mathur, J.Kuraszkiewicz, B.Czerny*, New Astronomy, **6**, 321, 2001.
 84. *D.A.Gadotti*, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., **393**, 1531, 2009.
 85. *D.Batcheldor*, Astrophys. J., **711**, L108, 2010.
 86. *T.Xiao, A.J.Barth, J.E.Greene et al.*, Astrophys. J., **739**, 28, 2011.
 87. *W.-H.Bian, Y.-H.Zhao*, Publ. Astron. Soc. Jap., **55**, 143, 2003.
 88. *S.Mathur*, in Proceedings of the Workshop Narrow-Line Seyfert 1 Galaxies and Their Place in the Universe, PoS(NLS1) 035, edited by L.Foschini et al., 2011.
 89. *A.Wandel*, in Proceedings of the Workshop Narrow-Line Seyfert 1 Galaxies and Their Place in the Universe, PoS(NLS1) 042, edited by L.Foschini et al., 2011.
 90. *J.Kormendy, R.Bender, M.E.Cornell*, NATURE, **469**, 374, 2011.
 91. *C.Araya Salvo, S.Mathur*, Astrophys. J., **757**, 179, 2012.
 92. *L.C.Ho, J.Darling, J.E.Greene*, Astrophys. J., **681**, 128, 2008.

93. *J.Kormendy, R.Bender*, *NATURE*, **469**, 377, 2011.
94. *А.В.Засов, Л.Н.Чепенауок, А.М.Катков*, *Астрон. ж.*, **88**, 648, 2011.
95. *A.M.Ghez, S.Salim, N.N.Weinberg et al.*, *Astrophys. J.*, **689**, 1044, 2008.
96. *M.Zamaninasab, A.Eckart, M.Dovciak et al.*, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, **413**, 322, 2011.
97. *F.Hammer, M.Puech, H.Flores et al.*, in *Assembling the Puzzle of the Milky Way*, EPJ Web of Conferences, Volume 19, id.01004, edited by C.Reyle et al., 2012.
98. *Y.Levin, A.M.Beloborodov*, *Astrophys. J.*, **590**, L33-L36, 2003.
99. *F.Guo, W.G.Mathews*, *Astrophys. J.*, **756**, 181G, 2011.
100. *M.Martig, F.Bournaud, D.Crotton et al.*, *Astrophys. J.*, **756**, 26, 2012.
101. *R.Saxton, A.Read, P.Esquej, G.Miniutti*, in *Proceedings of the Workshop Narrow-Line Seyfert I Galaxies and Their Place in the Universe*, PoS(NLS1) **008**, edited by L.Foschini et al., 2011.
102. *S.Mathur*, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, **314**, L17, 2000.
103. *R.Dave*, *EAS*, **52**, 35, 2011.
104. *G.Letawe, P.Magain, F.Courbin et al.*, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, **378**, 83, 2007.
105. *K.Schawinski, E.Treister, C.M.Urry, C.N.Cardamone*, *Astrophys. J. (Letters)*, **727**, L31, 2011.
106. *F.Bournaud, S.Juneau, E. Le Floch et al.*, *Astrophys. J.*, **757**, 81, 2012.
107. *F.Buitrago, I.Trujillo, C.J.Conselice, B.Haessler*, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, **428**, 1460, 2013.
108. *P.F.Hopkins, L.Hernquist*, *Astrophys. J.*, **694**, 599, 2009.
109. *M.Schartmann, A.Burkert, C.Alig et al.*, *Astrophys. J.*, **755**, 155, 2012.
110. *P.P.Papadopoulos, I.J.Feain, J.Wagg, D.J.Wilner*, *Astrophys. J.*, **684**, 845, 2008.
111. *Б.В.Комберг, А.А.Ермаш*, *Астрон. ж.*, **90**, 443, 2013.

АЛФАВИТНЫЙ УКАЗАТЕЛЬ

журнала "Астрофизика", том 56, 2013 год

<i>Абрамян А.В.</i> (см. <i>Андреасян Р.Р.</i>)	415
<i>Абрамян Л.А., Авакян Р.М., Арутюнян Г.Г., Овсепян А.В., Чубарян Э.В.</i> Модель де-Ситера в присутствии скалярных полей. I	471
<i>Авакян Р.М.</i> (см. <i>Абрамян Л.А.</i>)	471
<i>Авакян Р.М., Арутюнян Г.Г., Овсепян А.В., Котанджян А.С.</i> Модель де-Ситера в присутствии скалярных полей. II	617
<i>Адибекян В.Ж.</i> (см. <i>Арамян Л.С.</i>)	167
<i>Айрапетян М.В.</i> (см. <i>Седракян Д.М.</i>)	89
<i>Айрапетян М.В.</i> (см. <i>Седракян Д.М.</i>)	251
<i>Акопян А.А.</i> (см. <i>Арамян Л.С.</i>)	167
<i>Акопян А.А.</i> О частотах супервспышек у звезд солнечного типа, зарегистрированных с помощью орбитальной обсерватории "Кеплер"	537
<i>Андреасян Р.Р., Оганнисян М.А., Паронян Г.М., Абрамян А.В.</i> Исследование некоторых морфологических особенностей внегалактических радиоисточников FRI и FRII типов	415
<i>Андронов И.Л., Бреус В.В.</i> Переменность периода вращения белого карлика в магнитной катаклизмической двойной системе ЕХНУА	569
<i>Антонюк О.И., Павленко Е.П.</i> Особенности поведения активной карликовой новой типа SUMa V1504 Cyg в 1994-2012гг.	593
<i>Арамян Л.С., Петросян А.Р., Акопян А.А., Мамон Г.А., Кунт Д., Туратто М., Адибекян В.Ж., Назарян Т.А.</i> О природе неподтвержденных сверхновых	167
<i>Арутюнян А.С.</i> (см. <i>Седракян Д.М.</i>)	89
<i>Арутюнян А.С.</i> (см. <i>Седракян Д.М.</i>)	251
<i>Арутюнян В.С.</i> (см. <i>Арутюнян Г.А.</i>)	389
<i>Арутюнян Г.А., Арутюнян В.С.</i> Связь кинематических свойств сD скоплений галактик с их излучательными характеристиками	389
<i>Арутюнян Г.Г.</i> (см. <i>Авакян Р.М.</i>)	617
<i>Арутюнян Г.Г.</i> (см. <i>Абрамян Л.А.</i>)	471
<i>Барсамян Л.</i> (см. <i>Егикян А.Г.</i>)	481
<i>Барсунова О.Ю., Гринин В.П., Сергеев С.Г.</i> V695 Per - кандидат в переменные типа AA Тау в молодом скоплении IC 348	429
<i>Баттинелли П. Демерс С., Росси К., Гигоян К.С.</i> Расширение кривого вращения углеродных звезд Млечного Пути до 24 кпк	81
<i>Бескровная Н.Г., Погодин М.А., Валявин Г.Г., Ихсанов Н.Р., Гусева И.С., Павловский С.Е., Русомаров Н., Ежкова В.</i> Звезда Хербига HD 52721 - новые признаки двойственности	51
<i>Бордбар Х.</i> (см. <i>Яздизаде Т.</i>)	133

<i>Борман Г.А.</i> (см. <i>Дорошенко В.Т.</i>)	373
<i>Борчхадзе Т.М.</i> (см. <i>Когошвили Н.Г.</i>)	361
<i>Бреус В.В.</i> (см. <i>Андронов И.Л.</i>)	569
<i>Валявин Г.Г.</i> (см. <i>Бескровная Н.Г.</i>)	51
<i>Герашенко А.Н.</i> Фотометрические доказательства множественности звездных населений в шаровых скоплениях	293
<i>Гигоян К.С.</i> (см. <i>Баттинелли П.</i>)	81
<i>Гигоян К.С., Костандян Г., Саркиссиан А., Руссей Д.</i> FBS 0137+400: Полуправильная переменная углеродная звезда класса N	289
<i>Глаголевский Ю.В.</i> Эволюция магнитных полей CP-звезд на Главной последовательности. I	189
<i>Глаголевский Ю.В.</i> Эволюция магнитных полей CP-звезд на Главной последовательности. II	441
<i>Годловска И.</i> (см. <i>Панько Е.</i>)	349
<i>Годловский В.</i> (см. <i>Панько Е.</i>)	349
<i>Гринин В.П., Потравнов И.С.,</i> Эффект Росситера-Маклафлина в излучении звезд типа UX Ori	5
<i>Гринин В.П.</i> (см. <i>Барсунова О.Ю.</i>)	429
<i>Гринин В.П.</i> (см. <i>Потравнов И.С.</i>)	493
<i>Гусева И.С.</i> (см. <i>Бескровная Н.Г.</i>)	51
<i>Гюльбудагян А.Л.</i> Объект SN 074 в ассоциации ARA OB1	233
<i>Гюльбудагян А.Л., Мендес Р.А.</i> Нестационарные объекты в облаке LDN 133	583
<i>Демерс С.</i> (см. <i>Баттинелли П.</i>)	81
<i>Дорошенко В.Т., Сергеев С.Г., Ефимов Ю.С., Борман Г.А., Охмат Д.Н., Пулатова Н.Г., Назаров С.В.</i> BVRI CCD-фотометрия звезд сравнения в окрестностях галактик с активными ядрами. V	373
<i>Драке Н.А.</i> (см. <i>Рохас М.</i>)	69
<i>Драке Н.А.</i> (см. <i>Рохас М.</i>)	503
<i>Егикян А.Г.</i> Об облучении пыли в молекулярных облаках. III. Внутренние источники звездных УФ фотонов от A-F-G карликов	155
<i>Егикян А.Г.</i> К вопросу о радиусах астросфер	267
<i>Егикян А.Г., Барсамян Л.</i> Об облучении пыли в молекулярных облаках. IV. Дозы	481
<i>Ежкова О.В.</i> (см. <i>Бескровная Н.Г.</i>)	51
<i>Ермаш А.А., Комберг Б.В.</i> Морфология и эволюционный статус активных галактик типа NLS	625
<i>Ефимов Ю.С.</i> (см. <i>Дорошенко В.Т.</i>)	373
<i>Земко П.О., Като Т.</i> Оценки радиуса аккреционного диска карликовой новой Пегаса 2010	221
<i>Ильин И.В.</i> (см. <i>Потравнов И.С.</i>)	493
<i>Ихсанов Н.Р.</i> (см. <i>Бескровная Н.Г.</i>)	51

<i>Казарян М.А., Карапетян Э.Л.</i> Новые спектральные наблюдения для переменной галактики Kaz 163 и анализ данных. I	401
<i>Кайсин С.С., Караченцев И.Д.</i> На обзор маломассивных спутников соседних галактик M 31 и M 81	331
<i>Каллоглян А.Т.</i> (см. <i>Когошвили Н.Г.</i>)	361
<i>Карапетян А.А.</i> (см. <i>Меликян Н.Д.</i>)	13
<i>Карапетян Э.Л.</i> (см. <i>Казарян М.А.</i>)	401
<i>Караченцев И.Д.</i> (см. <i>Кайсин С.С.</i>)	331
<i>Като Т.</i> (см. <i>Земко П.О.</i>)	221
<i>Когошвили Н.Г., Борчхадзе Т.М., Каллоглян А.Т.</i> Динамические особенности спиральных галактик в местной системе, скоплении Сота и его окрестностях	361
<i>Козырева В.С., Кусакин А.В., Крайси Т., Менке Д., Комиссарова Г.В.</i> Затменная переменная система с эксцентричной орбитой V1176 Cas = GSC 4513 2537	25
<i>Колуччи Д., Маннарелли М., Мануел К.</i> Мода осцилляций и реактивный эффект во вращающихся нейтронных звездах. I. Формализм	101
<i>Колуччи Д., Маннарелли М., Мануел К.</i> Мода осцилляций и реактивный эффект во вращающихся нейтронных звездах. II. Численные результаты	117
<i>Комберг Б.В.</i> (см. <i>Ермаш А.А.</i>)	625
<i>Комиссарова Г.В.</i> (см. <i>Козырева В.С.</i>)	25
<i>Костандян Г.</i> (см. <i>Гигоян К.С.</i>)	289
<i>Котанджян А.С.</i> (см. <i>Авакян Р.М.</i>)	617
<i>Крайси Т.</i> (см. <i>Козырева В.С.</i>)	25
<i>Кунт Д.</i> (см. <i>Арамян Л.С.</i>)	167
<i>Кусакин А.В.</i> (см. <i>Козырева В.С.</i>)	25
<i>Леушин В.В.</i> Об особенностях ядерного синтеза в двойных звездах	207
<i>Липовка А.А., Липовка Н.М.</i> Радиоизлучение скопления галактик A 1716 и группы звезд	241
<i>Липовка Н.М.</i> (см. <i>Липовка А.А.</i>)	241
<i>Любимков Л.С.</i> Возможная сверхионизация ионов С II, N II, O II в атмосферах ранних В- и поздних О-звезд	517
<i>Мамон Г.А.</i> (см. <i>Арамян Л.С.</i>)	167
<i>Маннарелли М.</i> (см. <i>Колуччи Д.</i>)	101
<i>Маннарелли М.</i> (см. <i>Колуччи Д.</i>)	117
<i>Мануел К.</i> (см. <i>Колуччи Д.</i>)	117
<i>Мануел К.</i> (см. <i>Колуччи Д.</i>)	101
<i>Меликян Н.Д., Тамазян В.С., Нацвлишвили Р.Ш., Карапетян А.А.</i> Спектральные наблюдения вспыхивающих звезд окрестности Солнца	13
<i>Мендес Р.А.</i> (см. <i>Гюльбудагян А.Л.</i>)	583

<i>Менке Д.</i> (см. <i>Козырева В.С.</i>)	25
<i>Назаров С.В.</i> (см. <i>Дорошенко В.Т.</i>)	373
<i>Назарян Т.А.</i> (см. <i>Арамян Л.С.</i>)	167
<i>Нацелишвили Р.Ш.</i> (см. <i>Меникян Н.Д.</i>)	13
<i>Никогосян А.Г.</i> , Решение линейных задач переноса излучения в плоскопараллельной атмосфере. III	143
<i>Никогосян А.Г.</i> О роли функции отражения при описании диффузии излучения в плоскопараллельной атмосфере	609
<i>Никогосян Е.Г.</i> PMS-объекты в области звездообразования Ser OB3. I. Звезды с Na эмиссией	33
<i>Никогосян Е.Г.</i> PMS-объекты в области звездообразования Ser OB3. II. Молодые звездные объекты в Na туманности Ser B	179
<i>Овсепян А.В.</i> (см. <i>Авакян Р.М.</i>)	617
<i>Овсепян А.В.</i> (см. <i>Абрамян Л.А.</i>)	471
<i>Оганнисян М.А.</i> (см. <i>Андреасян Р.Р.</i>)	415
<i>Охмат Д.Н.</i> (см. <i>Дорошенко В.Т.</i>)	373
<i>Павленко Е.П.</i> (см. <i>Антонюк О.И.</i>)	593
<i>Павловский С.Е.</i> (см. <i>Бескровная Н.Г.</i>)	51
<i>Панько Е., Пивоварска П., Годловска И., Годловский В., Флин П.</i> Исследование ориентаций галактик в структурах	349
<i>Паронян Г.М.</i> (см. <i>Андреасян Р.Р.</i>)	415
<i>Перейра К.Б.</i> (см. <i>Рохас М.</i>)	503
<i>Перейра К.Б.</i> (см. <i>Рохас М.</i>)	69
<i>Петросян А.Р.</i> (см. <i>Арамян Л.С.</i>)	167
<i>Петросян Г.В.</i> Классификация звезд KP 2001 по спектрам, получен- ным шелевым спектрографом. II	459
<i>Пивоварска П.</i> (см. <i>Панько Е.</i>)	349
<i>Погодин М.А.</i> (см. <i>Бескровная Н.Г.</i>)	51
<i>Потравнов И.С.</i> (см. <i>Гринин В.П.</i>)	5
<i>Потравнов И.С., Гринин В.П., Ильин М.В.</i> Обнаружение околозвезд- ного газа в окрестностях RZ Psc	493
<i>Пулатова Н.Г.</i> (см. <i>Дорошенко В.Т.</i>)	373
<i>Розенбуш А.Э.</i> Фотометрия и спектроскопия ES Aql, SV Sge и Z UMi, холодных звезд с переменностью типа R Северной Короны	551
<i>Росси К.</i> (см. <i>Баттинелли П.</i>)	81
<i>Рохас М., Драке Н.А., Перейра К.Б., Холтыгин А.Ф.</i> Физические параметры и химический состав группы переменных бариевых звезд	69
<i>Рохас М., Драке Н.А., Чаверо К., Перейра К.Б., Холтыгин А.Ф., Соловьев Д.И.</i> Анализ химического состава атмосфер звезд с дебрис дисками и планетными системами	503
<i>Русомаров Н.</i> (см. <i>Бескровная Н.Г.</i>)	51
<i>Руссей Д.</i> (см. <i>Гигоян К.С.</i>)	289

<i>Саркиссиан А. (см. Гигоян К.С.)</i>	289
<i>Седракян А.Д. (см. Шахабасян К.М.)</i>	277
<i>Седракян Д.М., Арутюнян А.С., Айрапетян М.В. Уравнения магнитной гидродинамики для коры нейтронной звезды</i>	89
<i>Седракян Д.М., Арутюнян А.С., Айрапетян М.В. Магнитозвуковые волны в коре нейтронной звезды</i>	251
<i>Сергеев С.Г. (см. Барсунова О.Ю.)</i>	429
<i>Сергеев С.Г. (см. Дорошенко В.Т.)</i>	373
<i>Соловьев Д.И. (см. Рохас М.)</i>	503
<i>Тамазян В.С. (см. Меликян Н.Д.)</i>	13
<i>Туратто М. (см. Арамян Л.С.)</i>	167
<i>Флин П. (см. Панько Е.)</i>	349
<i>Холтыгин А.Ф. (см. Рохас М.)</i>	69
<i>Холтыгин А.Ф. (см. Рохас М.)</i>	503
<i>Чаверо К. (см. Рохас М.)</i>	503
<i>Чубарян Э.В. (см. Абрамян Л.А.)</i>	471
<i>Шахабасян К.М., Шахабасян М.К., Седракян А.Д. Временные уравнения Гинзбурга-Ландау для вращающихся двух ароматных цветовых сверхпроводников</i>	277
<i>Шахабасян М.К. (см. Шахабасян К.М.)</i>	277
<i>Яздизаде Т., Бордбар Г.Х. Эффект, зависящий от плотности постоянной мешка на структуру горячей нейтронной звезды с кварковым ядром</i>	133

СОДЕРЖАНИЕ

Выпуск I

Эффект Росситера-Маклафлина в излучении звезд типа UX Ori <i>В.П.Гринин, И.С.Потрапов</i>	5
Спектральные наблюдения вспыхивающих звезд окрестности солнца <i>Н.Д.Меликян, В.С.Тамазян, Р.Ш.Нацвлишвили, А.А.Карпетян</i>	13
Затменная переменная система с эксцентричной орбитой V1176 Cas = GSC 4513 2537 <i>В.С.Козырева, А.В.Кусакин, Т.Крайси, Д.Менке, Г.В.Комиссарова</i>	25
PMS-объекты в области звездообразования Сер OB3. I. Звезды с H α эмиссией <i>Е.Г.Никогосян</i>	33
Ве-звезда Хербига HD 52721 - новые признаки двойственности <i>Н.Г.Бескровная, М.А.Погодин, Г.Г.Валявин, Н.Р.Ихсанов, И.С.Гусева, С.Е.Павловский, Н.Русомаров, О.В.Ежкова</i>	51
Физические параметры и химический состав группы умеренных бариевых звезд <i>М.Рохас, Н.А.Драке, К.Б.Перейра, А.Ф.Холтыгин</i>	69
Расширение кривого вращения углеродных звезд млечного пути до 24 кпк <i>П.Баттинелли, С.Демерс, К.Росси, К.С.Гигоян</i>	81
Уравнения магнитной гидродинамики для коры нейтронной звезды <i>Д.М.Седракян, А.С.Арутюнян, М.В.Айрапетян</i>	89
g-мода осцилляций и реактивный эффект во вращающихся нейтронных звездах. I. Формализм <i>Д.Колуччи, М.Маннарелли, К.Мануел</i>	101
g-мода осцилляций и реактивный эффект во вращающихся нейтронных звездах. II. Численные результаты <i>Д.Колуччи, М.Маннарелли, К.Мануел</i>	117
Эффект, зависящий от плотности постоянной мешка на структуру горячей нейтронной звезды с кварковым ядром <i>Т.Яздизаде, Г.Х.Бордбар</i>	133
Решение линейных задач переноса излучения в плоскопараллельной атмосфере. III <i>А.Г.Никогосян</i>	143
Об облучении пыли в молекулярных облаках. III. Внутренние источники звездных УФ фотонов от A-F-G карликов <i>А.Г.Егикян</i>	155

СОДЕРЖАНИЕ

Выпуск 2

О природе неподтвержденных сверхновых	
<i>Л.С.Арамян, А.Р.Петросян, А.А.Акопян, Г.А.Мамон, Д.Кунт, М.Туратто, В.Ж.Адибекян, Т.А.Назарян</i>	167
PMS-объекты в области звездообразования Сер OB3. II. Молодые звездные объекты в На туманности Сер В	
<i>Е.Г.Никогосян</i>	179
Эволюция магнитных полей CP-звезд на Главной последовательности. I	
<i>Ю.В.Глаголевский</i>	189
Об особенностях ядерного синтеза в двойных звездах	
<i>В.В.Леушин</i>	207
Оценки радиуса аккреционного диска карликовой новой Пегаса 2010	
<i>П.О.Земко, Т.Като</i>	221
Объект SNO 74 в ассоциации ARA OB 1	
<i>А.Л.Гюльбудагян</i>	233
Радиоизлучение скопления галактик A1716 и группы звезд	
<i>А.А.Липовка, Н.М.Липовка</i>	241
Магнитозвуковые волны в коре нейтронной звезды	
<i>Д.М.Седрадян, А.С.Арутюнян, М.В.Айрапетян</i>	251
К вопросу о радиусах астросфер	
<i>А.Г.Егикян</i>	267
Временные уравнения Гинзбурга-Ландау для вращающихся двух ароматных зветовых сверхпроводников	
<i>К.М.Шахабасян, М.К.Шахабасян, А.Д.Седрадян</i>	277
КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ	
FBS 0137+400: Полуправильная переменная углеродная звезда класса N	
<i>К.С.Гигоян, Г.Костандян, А.Саркиссиан, Д.Руссей</i>	289
ОБЗОРЫ	
Фотометрические доказательства множественности звездных населений в шаровых скоплениях	
<i>А.Н.Герашенко</i>	293

СОДЕРЖАНИЕ

Выпуск 3

На - обзор маломассивных спутников соседних галактик М 31 и М 81	<i>С.С.Кайсин, И.Д.Караченцев</i>	331
Исследование ориентаций галактик в структурах	<i>Е.Панько, П.Пивоварска, И.Годловска, В.Годловский, П.Флин</i>	349
Динамические особенности спиральных галактик в местной системе, скоплении Coma и его окрестностях	<i>Н.Г.Когошвили, Т.М.Борчхадзе, А.Т.Каллоглян</i>	361
BVRI CCD-фотометрия звезд сравнения в окрестностях галактик с активными ядрами. V	<i>В.Т.Дорошенко, С.Г.Сергеев, Ю.С.Ефимов, Г.А.Борман, Д.Н.Охмат, Н.Г.Пулатова, С.В.Назаров</i>	373
Связь кинематических свойств сD скоплений галактик с их излучательными характеристиками	<i>Г.А.Арутюнян, В.С.Арутюнян</i>	389
Новые спектральные наблюдения для переменной галактики Kaz 163 и анализ данных. I	<i>М.А.Казарян, Э.Л.Карапетян</i>	401
Исследование некоторых морфологических особенностей внегалактических радиоисточников FRI и FRII типов	<i>Р.Р.Андреасян, М.А.Оганнисян, Г.М.Паронян, А.В.Абрамян</i>	415
V695 Per - кандидат в переменные типа AA Tau В молодом скоплении IC 348	<i>О.Ю.Барсунова, В.П.Гринин, С.Г.Сергеев</i>	429
Эволюция магнитных полей CP-звезд на Главной последовательности. II	<i>Ю.В.Глаголевский</i>	441
Классификация звезд KP 2001 по спектрам, полученным щелевым спектрографом. II	<i>Г.В.Петросян</i>	459
Модель де-Ситтера в присутствии скалярных полей. I	<i>Л.А.Абрамян, Р.М.Авакян, Г.Г.Арутюнян, А.В.Овсепян, Э.В.Чубарян</i>	471
Об облучении пыли в молекулярных облаках. IV. Дозы	<i>А.Г.Егикян, Л.Барсамян</i>	481

СОДЕРЖАНИЕ

Выпуск 4

- Обнаружение околозвездного газа в окрестностях RZ Psc
И.С.Потрапов, В.П.Гринин, И.В.Ильин 493
- Анализ химического состава атмосфер звезд с Дебрис дисками и планетными системами
М.Рохас, Н.А.Драке, К.Чаверо, К.Б.Перейра, А.Ф.Холтыгин, Д.И.Соловьев 503
- Возможная сверхионизация ионов С II, N II и O II в атмосферах ранних В- и поздних О-звезд
Л.С.Любимков 517
- О частотах супервспышек у звезд солнечного типа, зарегистрированных с помощью орбитальной обсерватории "Кеплер"
А.А.Акопян 537
- Фотометрия и спектроскопия ES Aql, SV Sge и Z UMi, холодных звезд с переменностью типа R Северной короны
А.Э.Розенбуи 551
- Переменность периода вращения белого карлика в магнитной катаклизмической двойной системе EX HYA
И.Л.Андронов, В.В.Бреус 569
- Нестационарные объекты в облаке LDN 133
А.Л.Гюльбудагян, Р.А.Мендес 583
- Особенности поведения активной карликовой новой типа SU UMa V1504 Cyg в 1994-2012гг.
О.И.Антонюк, Е.П.Павленко 593
- О роли функции отражения при описании диффузии излучения в плоскопараллельной неоднородной атмосфере
А.Г.Никогосян 609
- Модель де-Ситтера в присутствии скалярных полей. II
Р.М.Авакян, Г.Г.Арутюнян, А.В.Овсепян, А.С.Котанджян 617
- ОБЗОРЫ**
- Морфология и эволюционный статус активных галактик типа NLS
А.А.Ермаш, Б.В.Комберг 625

CONTENTS

Number 1

Rossiter-McLaughlin effect in the radiation of UX Ori stars <i>V.P.Grinin, I.S.Potravnov</i>	5
Spectral observations of flare stars in the solar neighbourhood <i>N.D.Melikian, V.S.Tamazian, R.Sh.Natsvlishvili, A.A.Karapetian</i>	13
The eclipsing binary system with eccentric orbit V1176 Cas = GSC 4513 2537 <i>V.S.Kozyreva, A.V.Kusakin, T.Krajci, J.Menke, G.V.Komissarova</i>	25
PMS objects in the star forming region Cep OB3. I. The stars with H α emission <i>E.H.Nikoghosyan</i>	33
Be Herbig star HD 52721 - new signs of binarity <i>N.G.Beskrovnaya, M.A.Pogodin, G.G.Valyavin, N.R.Ikhsanov, I.S.Guseva, S.E.Pavlovskiy, N.Rusomarov, O.V.Ezhkova</i>	51
Physical parameters and chemical abundance of the mild barium stars group <i>M.Rojas, N.A.Drake, S.W.Pereira, A.F.Kholtygin</i>	69
Extension of the C star rotation curve of the milky way to 24 kpc <i>P.Battinelli, S.Demers, C.Rossi, K.S.Gigoyan</i>	81
Equations of magnetohydrodynamics for the crust of a neutron star <i>D.M.Sedrakian, A.S.Harutyunyan, M.V.Hayrapetyan</i>	89
r-mode oscillations and rocket effect in rotating superfluid neutron stars. I. Formalizm <i>G.Colucci, M.Mannarelli, C.Manuel</i>	101
r-mode oscillations and rocket effect in rotating superfluid neutron stars. II. Numerical results <i>G.Colucci, M.Mannarelli, C.Manuel</i>	117
The effect of a density dependent bag constant of the structure of hot neutron star with a quark core <i>T.Yazdizadeh, G.H.Bordbar</i>	133
Solution of linear radiative transfer problems in plane-parallel atmospheres <i>A.G.Nikoghossian</i>	143
On dust irradiation in molecular clouds. III. internal sources of stellar UV photons from A-F-G dwarf stars <i>A.G.Yeghikyan</i>	155

CONTENTS

Number 2

On the nature of unconfirmed supernovae <i>L.S.Aramyan, A.R.Petrosian, A.A.Hakobyan, G.A.Mamon, D.Kunth, M.Turatto, V.Zh.Adibekyan, T.A.Nazaryan</i>	167
PMS-objects in the star forming region Cep OB3. II. The YSOs in the H α Nebula Cep B <i>E.H.Nikoghosyan</i>	179
The evolution of magnetic fields CP-stars on main sequence. I <i>Yu.V.Glagolevskij</i>	189
On the peculiarity of nucleosynthesis in binary stars <i>V.V.Leushin</i>	207
Estimates of the accretion disc radius in dwarf nova Pegasi 2010 <i>P.Zemko, T.Kato</i>	221
Object SNO 74 in the association ARA OB 1 <i>A.L.Gyulbudaghian</i>	233
Radioemission of the A1716 cluster galaxies and groups of stars <i>A.A.Lipovka, N.M.Lipovka</i>	241
Magnetosonic waves in the crust of a neutron star <i>D.M.Sedrakian, A.S.Harutyunyan, M.V.Hayrapetyan</i>	251
On astrospheres radii <i>A.G.Yeghikyan</i>	267
Time-dependent Ginzburg-Landau equations for rotating two-flavor color superconductors <i>K.M.Shahabasyan, M.K.Shahabasyan, A.D.Sedrakian</i>	277
NOTES	
FBS 0137+400: A N-Type semiregular variable Carbon star <i>K.S.Gigoyan, G.Kostandyan, A.Sarkissian, D.Russeil</i>	289
REVIEWS	
Observational evidences of multiple populations in globular clusters <i>A.N.Gerashchenko</i>	293

CONTENTS

Number 3

- H α -survey of low-mass satellites around neighboring galaxies M 31 and M 81
S.S.Kaisin, I.D.Karachentsev 331
- The investigation of the orientation of galaxies in structures
E.Panko, P.Piwowska, J.Godlowska, W.Godlowski, P.Flin 349
- Dinamical peculiarities of spiral galaxies in the local system, the Coma cluster and its surrounding area
N.G.Kogoshvili, T.M.Borchkhadze, A.T.Kalloghlian 361
- BVRI CCD-photometry of comparison stars in the fields of active galaxies. V
V.T.Doroshenko, S.G.Sergeev, Yu.S.Efimov, G.A.Borman, D.N.Okhmat, N.G.Pulatova, S.V.Nazarov 373
- Relation of kinematical properties of cD clusters of galaxies with their radiative characteristics
H.A.Harutyunian, V.S.Harutyunyan 389
- New spectroscopic observations for variable galaxy Kaz163 and data analysis. I
M.A.Kazaryan, E.L.Karapetyan 401
- The study of some morphological features of extragalactic radio sources of FRI and FRII types
R.R.Andreasyan, M.A.Hovhannisyán, G.M.Paronyan, H. V.Abrahamyan 415
- V695 Per - a candidate in AA Tau type variables in the young cluster IC 348
O.Yu.Barsunova, V.P.Grinin, S.G.Sergeev 429
- Evolution of the magnetic fields of main sequence CP-stars. II
Yu.V.Glagolevskij 441
- Classification of stars from KP2001 with spectra, obtained with slip spectrograph. II
G.V.Petrosyan 459
- De-Sitter's model in the presence of scalar fields. I
L.A.Abramyan, R.M.Avagyan, G.H.Harutyunyan, A.V.Hovsepyan, E.V.Chubaryan 471
- On dust irradiation in molecular clouds. IV. ACR doses
A.G.Yeghikyan, L.Barsamyan 481

CONTENTS

Number 4

Observations of the circumstellar gas in the neighbourhood of RZ Psc <i>I.S.Potravnov, V.P.Grinin, I.V.Ilyin</i>	493
Analysis of the chemical abundance of stars with Debris disks and planetary systems <i>M.Rojas, N.A.Drake, C.Chavero, C.B.Pereira, A.F.Kholtygin, D.I.Solovyov</i>	503
Possible over-ionization of the C II, N II and O II ions in atmospheres of early B- and late O-type stars <i>L.S.Lyubimkov</i>	517
On the frequencies of superflares of solar-type stars. Registered with the orbital observatory "Kepler" <i>A.A.Akopian</i>	537
Photometry and spectroscopy of ES Aql, SV Sge and Z UMi, cool stars with the variability of the R Coronae borealis <i>A.E.Rosenbush</i>	551
Variability of the period of the white dwarf in magnetic cataclysmic binary system EX Hya <i>I.L.Andronov, V.V.Breus</i>	569
Unstable objects in molecular cloud LDN 133 <i>A.L.Gyulbudaghian, R.A.Mendez</i>	583
Peculiarities of the SU UMA-type dwarf nova V1504 Cyg behavior in 1994-2012 <i>O.I.Antonyuk, E.P.Pavlenko</i>	593
On the role of the reflection function in describing the radiation diffusion in a plane-parallel inhomogeneous atmosphere <i>A.G.Nikoghossian</i>	609
De-Sitter's model in the presence of scalar fields. II <i>R.M.Avagyan, G.H.Harutyunyan, A.V.Hovsepyan, A.S.Kotanjyan</i>	617
REVIEWS	
Morphology and evolutionary status of narrow line seyfert galaxies <i>A.A.Ermash, B.V.Komberg</i>	625

CONTENTS

Observations of the circumstellar gas in the neighbourhood of RZ Psc
I.S.Potravnov, V.P.Grinin, I.V.Ilyin 493

Analysis of the chemical abundance of stars with Debris disks and planetary systems
M.Rojas, N.A.Drake, C.Chavero, C.B.Pereira, A.F.Kholtygin, D.I.Solovyov 503

Possible over-ionization of the C II, N II and O II ions in atmospheres of early B- and late O-type stars
L.S.Lyubimkov 517

On the frequencies of superflares of solar-type stars. Registered with the orbital observatory "Kepler"
A.A.Akopian 537

Photometry and spectroscopy of ES Aql, SV Sge and Z UMi, cool stars with the variability of the R Coronae borealis
A.E.Rosenbush 551

Variability of the period of the white dwarf in magnetic cataclysmic binary system EX Hya
I.L.Andronov, V.V.Breus 569

Unstable objects in molecular cloud LDN 133
A.L.Gyulbudaghian, R.A.Mendez 583

Peculiarities of the SU UMa-type dwarf nova VI504 Cyg behavior in 1994-2012
O.I.Antonyuk, E.P.Pavlenko 593

On the role of the reflection function in describing the radiation diffusion in a plane-parallel inhomogeneous atmosphere
A.G.Nikoghossian 609

De-Sitter's model in the presence of scalar fields. II
R.M.Avagyan, G.H.Harutyunyan, A.V.Hovsepyan, A.S.Kotanjyan 617

REVIEWS

Morphology and evolutionary status of narrow line seyfert galaxies
A.A.Ermash, B.V.Komberg 625

СОДЕРЖАНИЕ (продолжение)

НЕСТАЦИОНАРНЫЕ ОБЪЕКТЫ В ОБЛАКЕ LDN 133

А.Л.Гольбудагян, Р.А.Мендес 583

ОСОБЕННОСТИ ПОВЕДЕНИЯ АКТИВНОЙ КАРЛИКОВОЙ
НОВОЙ ТИПА SU UMa V1504 Cyg В 1994-2012гг.

О.И.Антонюк, Е.П.Павленко 593

О РОЛИ ФУНКЦИИ ОТРАЖЕНИЯ ПРИ ОПИСАНИИ ДИФ-
ФУЗИИ ИЗЛУЧЕНИЯ В ПЛОСКОПАРАЛЛЕЛЬНОЙ НЕОДНО-
РОДНОЙ АТМОСФЕРЕ

А.Г.Никогосян 609

МОДЕЛЬ ДЕ-СИТТЕРА В ПРИСУТСТВИИ СКАЛЯРНЫХ
ПОЛЕЙ. II

Р.М.Авакян, Г.Г.Арутюнян, А.В.Овсепян, А.С.Котанджян 617

ОБЗОРЫ

МОРФОЛОГИЯ И ЭВОЛЮЦИОННЫЙ СТАТУС АКТИВНЫХ
ГАЛАКТИК ТИПА NLS

А.А.Ермаш, Б.В.Комберг 625