

ԱՍՏՐՈՖԻԶԻԿԱ

ТОМ 62

НОЯБРЬ, 2019

ВЫПУСК 4

О ГАЗОВЫХ КОМПОНЕНТАХ ЯДРА СЕЙФЕРТОВСКОЙ
ГАЛАКТИКИ NGC 1275 В ЭПОХУ 2012г.

Л.М.Шаринова 487

СПЕКТРАЛЬНАЯ КЛАССИФИКАЦИЯ СВЕРХЯРКИХ ИК
ГАЛАКТИК ИЗ ОБЪЕДИНЕННОГО КАТАЛОГА IRAS PSC/FSC

*Г.А.Микаелян, А.М.Микаелян, А.В.Абрамян,
Г.М.Паронян, М.В.Гюльзадян* 503

О ПРИРОДЕ МОЛОДЫХ ЗВЕЗД ТИПА RR LYRAE ПОЛЯ С
СОЛНЕЧНОЙ МЕТАЛЛИЧНОСТЬЮ

В.А.Марсаков, М.Л.Гожя, В.В.Коваль 519

МАССЫ И МЕТАЛЛИЧНОСТЬ ОБОЛОЧЕК НОВЫХ С УГЛЕ-
РОДНО-КИСЛОРОДНЫМ (CO) И КИСЛОРОДНО-НЕОНОВО-
МАГНИЕВЫМ БЕЛЫМ КАРЛИКОМ (ONeMg)

Т.Н.Тарасова 529

ВЕКОВАЯ СТАБИЛЬНОСТЬ СТРУКТУР МАГНИТНОГО ПОЛЯ
В МАГНИТНЫХ СР-ЗВЕЗДАХ

Ю.В.Глаголевский, А.Ф.Назаренко 547

ОБ УСЛОВИЯХ ОБРАЗОВАНИЯ ЛИНИИ ГЕЛИЯ HeI 10830 Å
В ДИСКОВОМ И МАГНИТОСФЕРНОМ ВЕТРАХ МОЛОДЫХ
ЗВЕЗД Ae ХЕРБИГА

Т.А.Ермолаева 559

(Продолжение на 4-й стр. обложки)

ЕРЕВАН

Выходит с 1965г.
на русском и английском языках

Խմբագրական կոլեգիա

Գլխավոր խմբագիր՝ Ա.Գ.Նիկողոսյան (Հայաստան)
Գլխավոր խմբագրի տեղակալներ՝ Վ.Պ.Գրիմին (Ռուսաստան), Հ.Ա.Հարությունյան (Հայաստան)
Պատասխանատու քարտուղար՝ Ա.Ա.Հակոբյան (Հայաստան)
Ժ.Ալեքյան (Ֆրանսիա), Գ.Ս.Բիսնովատի-Կոզան (Ռուսաստան), Ե.Թերզյան (ԱՄՆ),
Ի.Դ.Կարաչենցև (Ռուսաստան), Տ.Յու.Մաղաքյան (Հայաստան), Ա.Մ.Միքայելյան
(Հայաստան), Բ.Մ.Շուստով (Ռուսաստան), Յու.Ա.Շչեկինով (Ռուսաստան), Ա.Մ.Չերեպաշչով
(Ռուսաստան), Ե.Պ.Պավլենկո (Ռուսաստան), Է.Ս.Պարսամյան (Հայաստան), Վ.Պ.Ռեշետնիկով
(Ռուսաստան), Գ.Ն.Սալուկվաձե (Վրաստան), Դ.Մ.Սեդրակյան (Հայաստան), Մ.Տուրատտո
(Իտալիա)

Редакционная коллегия

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

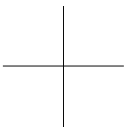
Ж.Алесьян (Франция), Г.С.Бисноватый-Коган (Россия), И.Д.Караченцев (Россия),
Т.Ю.Магакян (Армения), А.М.Микаелян (Армения), Е.П.Павленко (Россия),
Э.С.Парсаян (Армения), В.П.Решетников (Россия), Г.Н.Салуквадзе (Грузия),
Д.М.Седракан (Армения), Е.Терзян (США), М.Туратто (Италия), А.М.Черепашук
(Россия),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

"АСТРОФИЗИКА" - научный журнал, издаваемый Национальной академией наук Республики Армения. Журнал печатает оригинальные статьи по физике звезд, физике туманностей и межзвездной среды, по звездной и внегалактической астрономии, а также статьи по областям науки, сопредельным с астрофизикой. Журнал предназначается 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 24^е
Редакция ж. "Астрофизика", тел. 56 81 38
e—mail: astrofiz@sci.am

© Издательство "Гитутюн" НАН Республики Армения, Астрофизика, 2019



О ГАЗОВЫХ КОМПОНЕНТАХ ЯДРА СЕЙФЕРТОВСКОЙ ГАЛАКТИКИ NGC 1275 В ЭПОХУ 2012г.

Л.М.ШАРИПОВА

Поступила 18 февраля 2019

Принята к печати 13 сентября 2019

Показан характер взаимодействия двух газовых компонентов, являющихся структурной особенностью ядра сейфертовской галактики NGC 1275, в эпоху минимума его активности. В работе используется банк профилей линий излучения ($H\beta$ и $O[III] \lambda 5007 \text{ \AA}$), полученный по наблюдениям на 1.5-м российско-турецком телескопе (RTT-150) в январе 2012г. Физические характеристики (T_e , n_e) зоны излучения небулярной линии $O[III]$, рассчитанные для указанной эпохи наблюдений, сравниваются с данными, опубликованными другими исследователями. Прослежены изменения важной спектральной характеристики излучения ядра галактики ($E_w \lambda$ - эквивалентная ширина линий $H\beta$ и $O[III] \lambda 5007 \text{ \AA}$) в течение ночи и от ночи к ночи. Исследования показали, что две "взаимопроникающие" газовые компоненты сохраняют высокий уровень своего взаимодействия на длительном интервале времени.

Ключевые слова: *сейфертовские галактики: галактика NGC1275: эмиссионные линии*

1. *Введение.* Изучение структурных особенностей галактик, содержащих сейфертовские ядра, - предмет постоянного внимания исследователей. Принято считать, что сейфертовские ядра - определенный этап эволюции галактик. В работах [1,2] отмечалось, что многие представители этого типа галактик являются членами пар или групп галактик. Многостороннее обсуждение свойств активных ядер галактик содержат работы Адамса [3], Риса [4], Балика и Хекмана [5], Фрике и Калашного [6], Засова и Неизвестного [7] и других. Виттл [8-10] отмечал нарушение регулярной структуры в этих галактиках. Такое нарушение может быть следствием гравитационного взаимодействия различной формы вещества, окружающего ядро галактики. И это взаимодействие проявляется в виде процессов накопления массы на центральную область и ядро галактики. Наблюдаются случаи, связанные со слиянием объектов, а также выбросом материи из ядер галактик. Проник и др. [11] исследовали наличие таких выбросов (в том числе в галактике NGC 1275) в виде компактных объектов, гравитационно-связанных с хозяйскими галактиками. Хачикян и Видман [12] в фундаментальной работе, посвященной классификации галактик Сейферта, отнесли NGC 1275 к типу Sy2. Эта галактика - ядро скопления галактик в Персее, в котором происходит обмен

вещества между его членами и окружающим их газом. Результаты исследований NGC 1275, полученные по первым спектральным наблюдениям и опубликованные Хьюмасоном [13], Сейфертом [14], позволяли предположить наличие такого обмена. Сейферт также отметил асимметричность профиля линии [OIII] $4959+5007 \text{ \AA}$. Этот факт уже тогда служил указанием на сложную пространственную структуру газовой составляющей ядра галактики. Значительно позже Дибай [15], Дибай и Проник [16] изучали тонкую структуру профилей эмиссионных линий в спектре этой галактики. Ими была предложена модель газовой оболочки ядра NGC 1275, согласно которой существует стратификация физических условий, обусловленная наличием трех зон излучения (зона HII, [OIII] и [OII]) ядра галактики.

Исследователи тоже обратили внимание на асимметричность профиля линий H β и [OIII] $5007 \text{ \AA}$. Отмеченную форму профиля линий авторы интерпретировали наличием двух "взаимопроникающих компонентов" газа. Представляло интерес исследование характера взаимодействия указанных двух газовых компонентов и на короткой шкале времени. Картину этого взаимодействия можно проследить по изменениям формы профиля бальмеровской линии H β . Нами были использованы спектральные данные, полученные на 1.5-м РТТ-150 в январе 2012г., в эпоху минимума активности ядра галактики. Бикмаев и др. [17] исследовали основные спектральные характеристики излучения ядра NGC 1275 в эту эпоху и подтвердили указанное его эволюционное состояние. Наблюдения некоторых сейфертовских галактик показывают, что в фазе минимума активность ядра может проявляться в виде коротких вспышек. Например, Метик и др. [18] отмечали вспышечную активность на короткой шкале времени в ядре сейфертовской галактики NGC 3227 в разные эпохи его эволюции. Наличие или отсутствие вспышечной активности в ядре галактики NGC 1275 может быть следствием, в том числе, усиленного или ослабленного взаимодействия двух "взаимопроникающих компонентов" газа.

2. Наблюдательные данные и их обработка. Спектральные наблюдения галактики NGC 1275 проводились 19, 20 и 22 января 2012г. на 1.5-м РТТ-150 с использованием спектрометра среднего и низкого разрешения - TFOSC. Приемником света служила ПЗС-камера размером 2080×2048 пикс. Дисперсия и разрешение в регистрируемом интервале длин волн $3800 \text{ \AA} - 6700 \text{ \AA}$ составляли $1.4 \text{ \AA} / \text{пикс.}$ и $5 \text{ \AA}$, соответственно. В работе было использовано 15 спектров. Все спектры получены с щелью спектрографа, равной $1''.8$. Время экспозиции каждого спектра составляло 600 с.

Цель данной работы заключалась в анализе кинематической картины взаимодействия двух газовых компонентов ядра галактики. Это не требовало

наблюдений, включающих процедуру энергетической привязки спектров галактики к звездам-стандартам с известным распределением энергии. Спектры, нормированные к континууму, использовались для определения относительных интенсивностей интересующих нас эмиссионных линий. На рис.1 приведен пример спектра ядра галактики NGC 1275, наблюдаемого в январе 2012г. По осям абсцисс и ординат отложены относительные интенсивности и длины волн, соответственно. Уровень континуума показан тонкой горизонтальной линией.

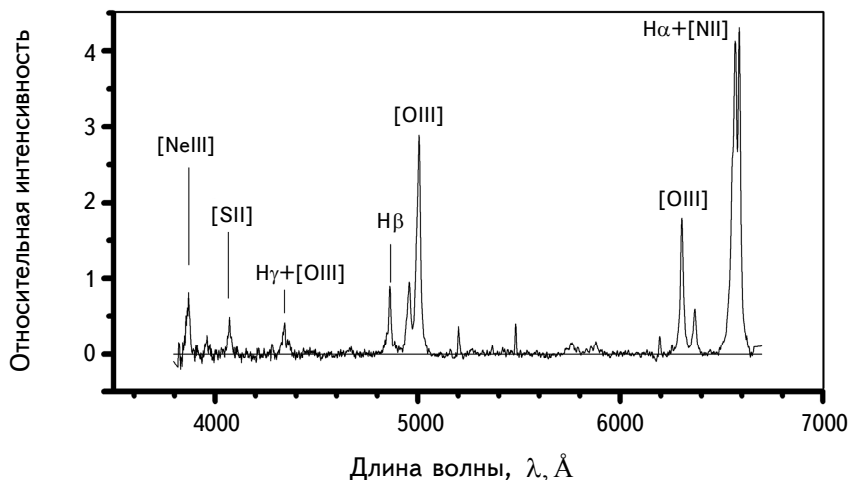


Рис.1. Эмиссионный спектр галактики NGC 1275, полученный по наблюдениям на телескопе РТТ-150.

Спектральные данные обрабатывались с помощью пакета программ, разработанных Г.Галазутдиновом, (www.gazinur.com). Размер апертуры по высоте спектра при обработке был 2".8.

3. *Профили эмиссионных линий $H\beta$, $[O III] \lambda 5007\text{\AA}$ в разные фазы активности ядра галактики NGC 1275.* Имеющиеся спектральные данные позволили проследить изменения формы профиля эмиссионной линии $H\beta$ на короткой шкале времени (три ночи наблюдений) в эпоху минимума активности ядра галактики. Необходимо отметить, что наличие таких изменений может провоцироваться, в том числе, взаимодействием двух газовых компонентов. Сложный профиль линии $H\beta$, полученный по наблюдениям на 125-см рефлекторе Крымской станции ГАИШ в эпоху максимума активности ядра галактики (1967г.), представлен на рис.2. Газовые компоненты показаны пунктирными линиями. Согласно рисунку, соотношение относительных интенсивностей голубой и красной компонент (без учета контура, отмеченного пунктиром) профиля $H\beta$ составляет ~ 0.70 . В данной работе примеры профиля эмиссионной линии $H\beta$, полученные в эпоху

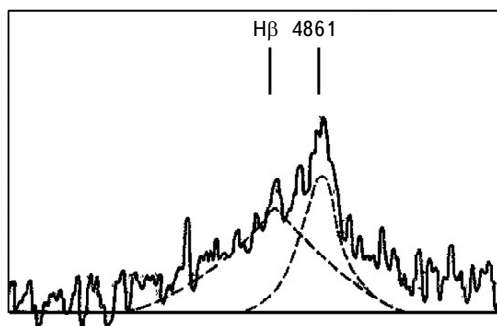


Рис.2. Двухкомпонентный профиль линии $H\beta$, наблюдаемый в 1967г., согласно работе [15].

минимума активности ядра галактики NGC 1275, собранные на рис.3а, b, с. Оси абсцисс и ординат показывают длину волны, выраженную в ангстремах, и относительные интенсивности эмиссионной линии, соответственно.

Наблюдаемые профили небулярной линии $[OIII] 5007\text{\AA}$ в разные эпохи активности ядра галактики показаны на рис.4. Формы профиля указанной линии в эпоху минимума активности (2012г.) изображены на левой панели. Правая панель содержит профиль запрещенной линии кислорода в эпоху

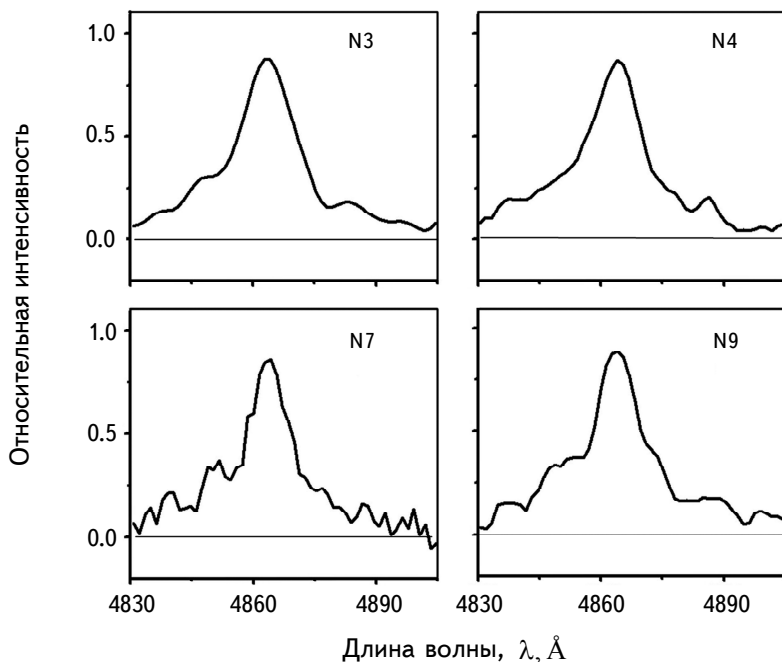


Рис.3а. Формы профиля линии $H\beta$, (обозначенные номерами N3, N4, N7, N9), полученные по наблюдениям 19 января 2012г. Уровень континуума показан тонкой горизонтальной линией.

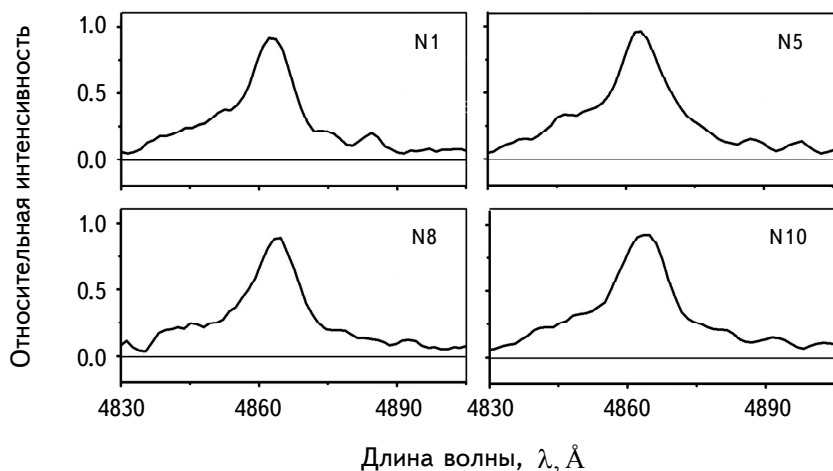
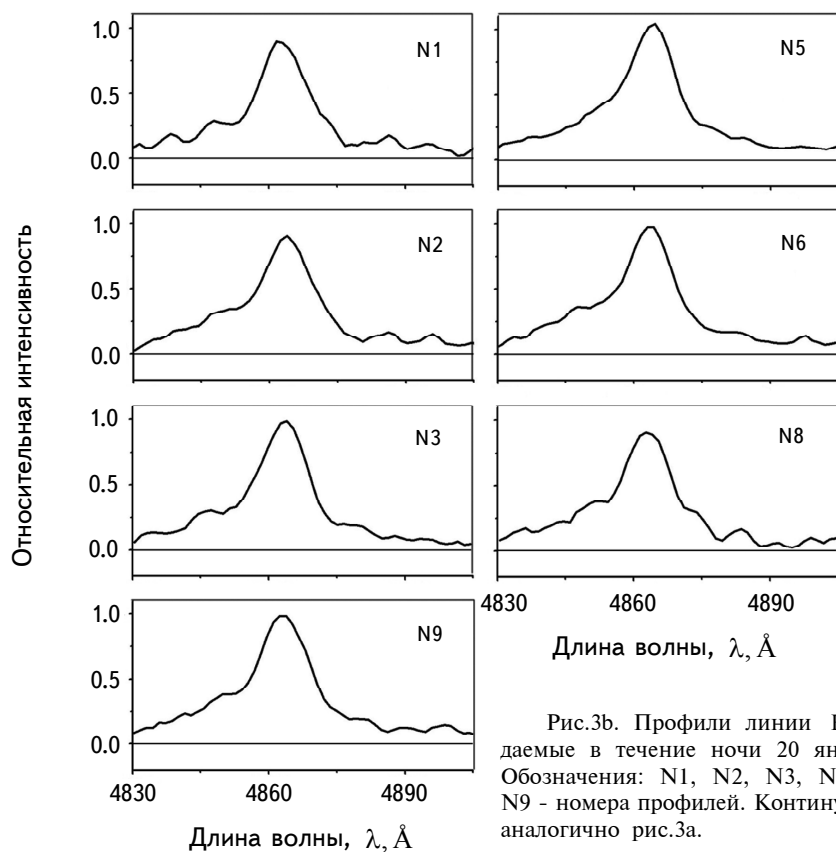


Рис.3с. Типы профиля линии H β (N1, N5, N8, N9 - их номера), полученные в течение ночи 22 января 2012г. Положение континуума - аналогичное рис.3а, 3б.

максимума - 1967г.; две газовые компоненты отмечены пунктирными линиями. Было определено соотношение относительных интенсивностей голубой и красной компонент профиля небулярной линии для двух эпох наблюдений. В эпоху максимума и минимума активности ядра галактики оценка этих величин составила ~ 0.7 и ~ 0.5 , соответственно.

Это обстоятельство служит дополнительным указанием на характер эволюционного состояния ядра галактики NGC 1275 в эпоху 2012г.

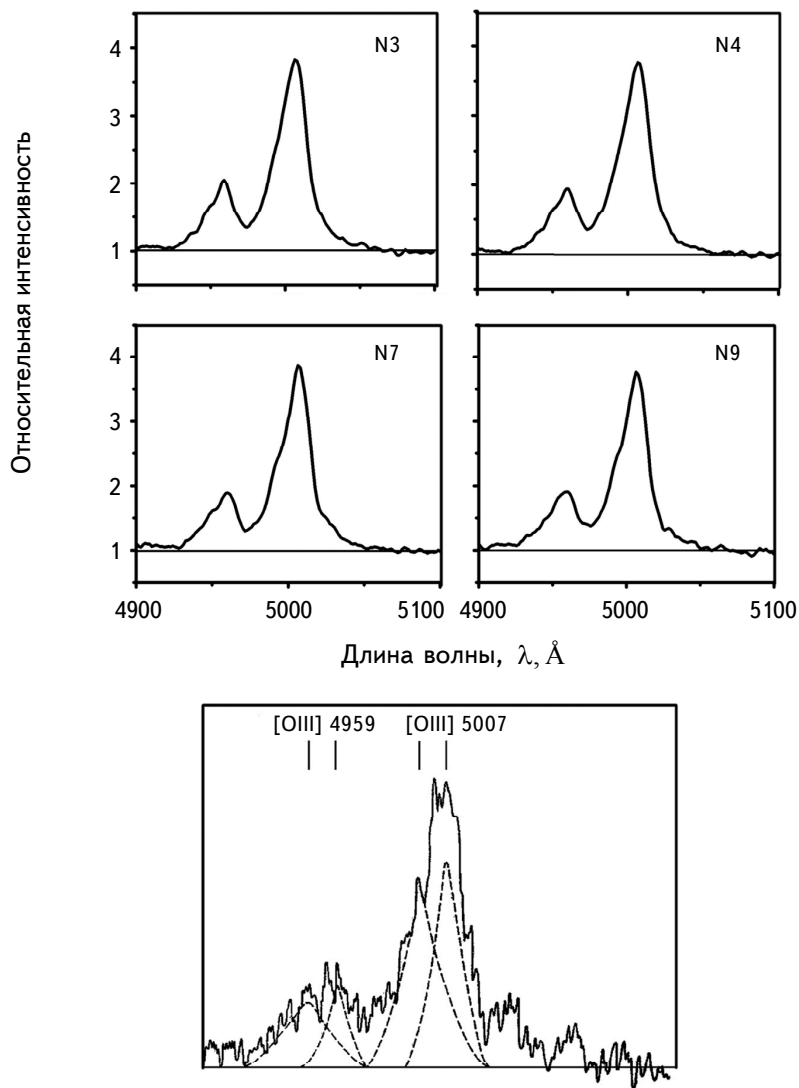


Рис.4. Профили запрещенной линии кислорода [OIII] $\lambda 5007 \text{ \AA}$ в разные эпохи эволюции ядра галактики NGC 1275 (2012г. и 1967г.).

4. *О физических условиях в зоне свечения запрещенной линии кислорода [OIII] $\lambda 5007\text{\AA}$* . Газовая составляющая ядра NGC 1275 сложная как по пространственным, так и по физическим характеристикам. Многолетние наблюдения в разных диапазонах длин волн (от рентгена до радио), изучение профилей эмиссионных линий в его оптическом спектре дают хорошее представление об этом. Так, Балдвин и Элсмор [19] сообщили, что основной поток в радиодиапазоне идет от объекта (размер меньше 1 угловой минуты), совпадающего по положению с NGC 1275. Наличие рентгеновского излучения (в интервале 0.5 - 10 КэВ), идущего из области галактики NGC 1275, впервые обнаружили Фритц и др. [20]. Профили эмиссионных линий кислорода и водорода в оптическом спектре этой галактики, представленные на рис.3, 4, демонстрируют подобие форм. На это обратили внимание Дибай и Проник [21] в первых работах по определению физических параметров ядер сейфертовских галактик: электронной температуры T_e , электронной плотности n_e зон эмиссионных линий. Наличие указанного подобия служит свидетельством того, что на протяжении длительного времени объем газа, в котором возникают эмиссионные линии, сохраняется. Исследования физических характеристик зон излучения [OIII] $\lambda 5007\text{\AA}$, [OII] $\lambda 3727\text{\AA}$, проведенные Проник [22], позволили обнаружить интересную особенность. В зоне свечения [OII] изменения n_e и T_e находятся в прямой зависимости; для зоны [OIII] была выявлена обратная зависимость этих физических характеристик. Иными словами уменьшение n_e зоны [OIII] сопровождается ростом T_e и n_e зоны [OII]. Этот факт служил свидетельством существования тесной пространственной связи указанных двух зон. По этой причине возник интерес в оценке величины физических параметров зоны излучения линии [OIII] $\lambda 5007\text{\AA}$ - T_e и n_e в рассматриваемую эпоху.

Разработанный В.А.Амбарцумяном метод определения электронной температуры по отношению интенсивностей небулярной $\lambda 5007\text{\AA}$ и авроральной $\lambda 4363\text{\AA}$ линий иона кислорода - [OIII] позволил оценить величину T_e . В ее расчете использовались относительные интенсивности указанных линий (из работы [17]), нормированные к континууму и исправленные за межзвездное поглощение. Величина последнего оценивалась по спектральной зависимости поглощения в области Персея, опубликованной Гринбергом [23]. Рассчитанная электронная температура составила $\sim 2.7 \cdot 10^4$ К. Для анализа физических условий различных эмиссионных объектов Боярчук и др. [24] разработали графический метод зависимости отношения I_{5007}/I_{4363} от T_e и n_e . Указанный метод и рассчитанная электронная температура позволили определить величину n_e зоны свечения [OIII]. Значение электронной плотности получилось равным $\sim 1.3 \cdot 10^6 \text{ см}^{-3}$. Физические характеристики области излучения [OIII] (T_e , n_e), полученные разными исследователями, как правило, отличаются. Авторы работы [16] (наблюдения

галактики NGC 1275 проведены в 1964г.) характеризуют зону [ОIII] такими параметрами: $T_e \approx 1.6 \cdot 10^4$ К, $n_e \approx 3 \cdot 10^6$ см⁻³. Согласно спектральным данным, полученным в 1966-1967гг., [25], физические характеристики зоны [ОIII] следующие: $T_e \approx 2.6 \cdot 10^4$ К, $n_e \approx 1.5 \cdot 10^6$ см⁻³. Проник [26], исследуя ряд наблюдательных данных (1973-1975гг.), приводит такой диапазон изменений электронной температуры и плотности: $T_e - 8 \cdot 10^3 \div 2.5 \cdot 10^4$ К, $n_e - 10^6 \div 10^7$ см⁻³. Фотометрический мониторинг в фильтре В галактики NGC 1275 (рис.5), проведенный Лютым [27], несомненно, представлял интерес в вопросе сравнительного анализа физических характеристик зоны излучения [ОIII], полученных разными исследователями. Согласно рис.5, спектральные данные, опубликованные в работах [16,25], относятся к эпохам минимума блеска ядра галактики. Спектральный материал, представленный в [26], был получен в эпоху его максимума. Физические характеристики зоны свечения [ОIII], рассчитанные в нашей работе, относятся к эпохе минимума активности ядра NGC 1275; исследование его состояния было представлено в [17].

Сравнительный анализ физических характеристик зоны излучения [ОIII], по данным, полученным разными исследователями, показал следующее. Наши данные и данные Андерсона [25], относящиеся примерно к одной эпохе яркости ядра галактики, имеют близкие значения. Оценки физических характеристик зоны свечения [ОIII], сделанные нами, отличаются от значений, опубликованных в [16]. В то же время результаты, полученные нами, находятся

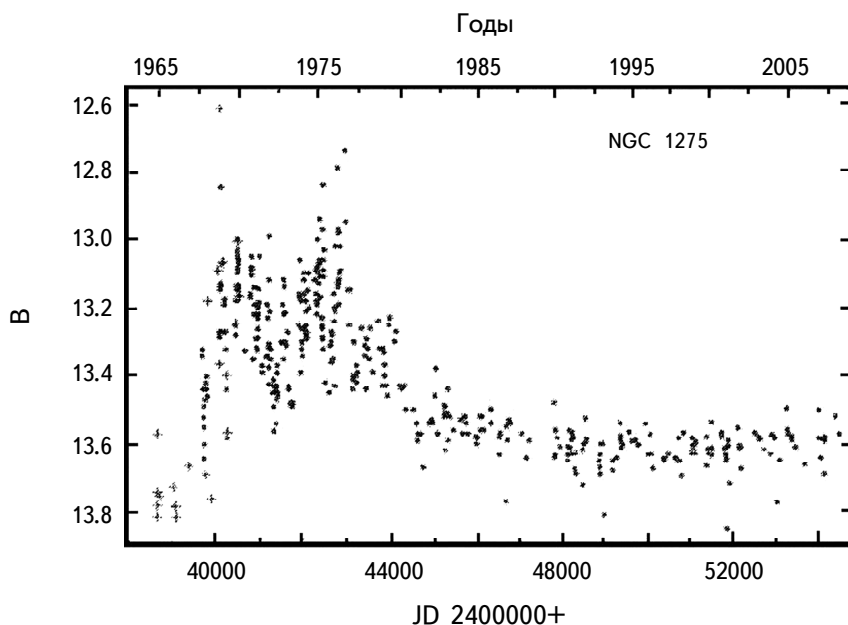


Рис.5. Кривая блеска ядра галактики NGC 1275 в фильтре В по данным Лютого [27].

в хорошем согласии с диапазоном значений электронной температуры и плотности, опубликованных в [26]. В любом случае необходимо принимать во внимание наличие недоучета в проведенных нами оценках физических параметров зоны излучения [ОIII] в эпоху 2012г. И он обусловлен отсутствием энергетической привязки галактики к звезде-стандарту. Сравнение характеристик зоны излучения [ОIII] с использованием данных, опубликованных другими исследователями, подтвердило сохранение формы зависимости T_e от n_e на протяжении длительного интервала времени. В свою очередь это служит косвенным указанием интересного факта - существующей пространственной связи зон эмиссии [ОIII] и [OII], отмеченной в [26].

5. Изменение эквивалентных ширин - тест на степень взаимодействия двух газовых компонентов.

5.1. Эквивалентные ширины линий H β и [OIII] λ 5007Å в эпоху 2012г. Изучение характера взаимодействия (степень его активности) двух газовых компонентов, являющихся структурной особенностью ядра галактики, представляет несомненный интерес. Сложная форма профиля линии H β , (рис.3а, b, c), сохраняющаяся на длительном интервале времени, - проявление этой особенности. В нашей работе были исследованы изменения эквивалентных ширин ($E_w\lambda$) эмиссионной линии водорода H β и запрещенной линии кислорода [OIII] λ 5007Å на короткой шкале времени. Вопрос переменности запрещенных линий в оптических спектрах сейфертовских галактик остается дискуссионным. В данной работе было принято условие - отсутствие переменности запрещенной линии кислорода [OIII] λ 5007Å. Также была проведена оценка точности измерений эквивалентной ширины E_w 5007Å. Затем рассчитывались отношения эквивалентных ширин линий $E_w\text{H}\beta/E_w$ 5007Å для каждой из трех ночей наблюдений.

Результаты представлены в табл.1 и демонстрируют степень изменения эквивалентной ширины линии H β в соответствующие даты наблюдений; последние отражены в первой строке таблицы. Вторая и третья строка таблицы содержат обозначение эквивалентной ширины и соответствующую длину волны эмиссионной линии. Данные для каждой даты наблюдений в таблице собраны в четыре колонки. В 1-й колонке указаны порядковые номера спектров, полученные в соответствующую дату наблюдений. 2 и 3 - содержат значения эквивалентных ширин ($E_w\lambda$) водородной и небулярной эмиссионных линий в соответствующую дату. Соотношения эквивалентных ширин $E_w\text{H}\beta/E_w$ 5007Å в течение каждой ночи наблюдений показаны в 4-й колонке. Экстремальные значения этих отношений для двух дат наблюдений (19, 20 января) подчеркнуты линией. Средние за ночь значения эквивалентных ширин и их среднеквадратичные ошибки для двух дат наблюдений, 19 января и 22

Таблица 1

ЗНАЧЕНИЯ ЭКВИВАЛЕНТНОЙ ШИРИНЫ ($E_w\lambda$) ВОДОРОДНОЙ
H β И НЕБУЛЯРНОЙ [OIII] $\lambda 5007\text{\AA}$ ЭМИССИОННЫХ ЛИНИЙ

19.01.2012г.				20.01.2012г.				22.01.2012г.			
$E_w\lambda$				$E_w\lambda$				$E_w\lambda$			
NS	4861 $\text{\AA}$	5007 $\text{\AA}$		NS	4861 $\text{\AA}$	5007 $\text{\AA}$		NS	4861 $\text{\AA}$	5007 $\text{\AA}$	
1	2	3	4	1	2	3	4	1	2	3	4
18	21.24	73.66	0.29	19	19.63	68.81	0.28	14	20.65	70.86	0.29
19	21.00	72.80	0.29	20	<i>21.35</i>	<i>72.51</i>	<i>0.29</i>	19	23.81	74.67	0.32
26	23.23	69.61	<i>0.33</i>	22	21.92	75.23	0.29	26	20.05	66.94	0.30
28	20.76	72.25	0.29	25	23.74	78.03	0.30	28	23.76	73.44	0.32
	21.56 ± 0.57	72.08 ± 0.87		26	21.72	76.62	<i>0.28</i>		22.07 ± 1.0	71.48 ± 1.71	
				29	20.46	70.76	0.29				
				35	23.51	76.25	0.31				
					<i>20.97</i> ± 0.69	<i>72.18</i> ± 1.86					
					<i>22.36</i> ± 0.62	<i>75.41</i> ± 1.60					

января, содержатся в 9-й строке таблицы. Спектральные данные, 20 января, были разделены на две группы. Это позволило оценить точность расчета эквивалентной ширины эмиссионных линий за ночь. В первую группу были включены три спектра. Их порядковые номера - 19, 20, 22. Вторая группа состояла из 4-х спектров с порядковыми номерами - 25, 26, 29, 35. Средние за ночь значения $E_w\lambda$ и их среднеквадратические ошибки для первой и второй группы спектров, полученных 20 января 2012г., представлены в 12-й и 13-й строках таблицы. Экстремальные значения эквивалентных ширин в каждую дату наблюдений отмечены жирным шрифтом. Эквивалентные ширины линий H β и [OIII] $\lambda 5007\text{\AA}$ первой группы спектров, полученных 20 января, выделены в таблице наклонным шрифтом. Был проведен сравнительный анализ изменения отношений эквивалентных ширин $E_w\text{H}\beta/E_w 5007\text{\AA}$ в течение трех ночей наблюдений. С этой целью рассчитывались средние значения этих отношений для каждой из трех дат наблюдений на основе данных, представленных в четвертых колонках таблицы. В первую дату - 19 января - среднее значение отношения эквивалентных ширин линии Бальмера - $\lambda 4861\text{\AA}$ и запрещенной линии кислорода - $\lambda 5007\text{\AA}$ имело фактор 0.30. Во вторую дату наблюдений фактор соотношения для первой и второй групп спектральных данных составил 0.29 и 0.30, соответственно. Среднее значение

соотношения эквивалентных ширин рассматриваемых линий в третью дату наблюдений - 22 января 2012г. - характеризовалось фактором 0.31. Таким образом, изменение отношения $E_W H\beta / E_W 5007 \text{ \AA}$ от ночи к ночи (в течение трех ночей наблюдений) не превышало 7%. Такой уровень переменности $H\beta$ указывает на отсутствие заметных изменений континуума и (или) на слабую активность ядра галактики NGC 1275 в рассматриваемую эпоху наблюдений. И, как следствие этого, отсутствие его вспышечной активности на короткой шкале времени, обнаруживаемой у некоторых других сейфертовских галактик. Длительные фотометрические мониторинги показали, что вспышечная активность носит случайный, хаотический характер.

5.2. Активность взаимодействия двух газовых компонентов в эпоху 2012г. Отсутствие вспышечной активности ядра галактики на коротком интервале времени не закрыло вопрос о характере взаимодействия его двух газовых компонентов в рассматриваемую эпоху наблюдений. Оценка степени их взаимосвязи основывалась на анализе точности расчетов эквивалентных ширин ($E_W \lambda$) водородной и небулярной линий. Данные, использованные в анализе, собраны в табл.2. Даты наблюдений, обозначение эквивалентной ширины ($E_W \lambda$) и длина волны эмиссионной линии показаны в 1-3-й строках таблицы, соответственно. Средние за ночь значения $E_W \lambda$, а также их средне-квадратические ошибки, представлены в 5-й, 10-й строках. Величины средне-квадратических ошибок, а также стандартных отклонений рассчитаны в процентах от соответствующего среднего за ночь значения $E_W \lambda$ и содержатся в 6-й и

Таблица 2

**ЭКСТРЕМАЛЬНЫЕ, СРЕДНИЕ ЗНАЧЕНИЯ $E_W \lambda$ ЛИНИЙ
 $H\beta$, [OIII] $\lambda 5007 \text{ \AA}$ И ТОЧНОСТИ ИХ РАСЧЕТОВ**

1	19.01.2012		20.01.2012		22.01.2012	
2	$E_W \lambda$		$E_W \lambda$		$E_W \lambda$	
3	4861 $\text{\AA}$	5007 $\text{\AA}$	4861 $\text{\AA}$	5007 $\text{\AA}$	4861 $\text{\AA}$	5007 $\text{\AA}$
4	1-я группа					
5	21.56±0.56	72.08±0.87	20.97±0.69	72.18±1.86	2.07±1.00	71.48±1.71
6	2.6% (5%)	1.2% (2.4%)	3.3% (5.7%)	2.6% (4.5%)	4.5% (9.1%)	2.4% (4.8%)
7	23.23 _{макс.}	73.66 _{макс.}	21.92 _{макс.}	75.23 _{макс.}	23.81 _{макс.}	74.67 _{макс.}
8	20.76 _{мин.}	69.61 _{мин.}	19.63 _{мин.}	68.81 _{мин.}	20.05 _{мин.}	66.94 _{мин.}
9	2-я группа					
10			22.36±0.62	75.41±1.60		
11			2.8% (5.5%)	2.1% (4.2%)		
12			23.74 _{макс.}	78.03 _{макс.}		
13			20.46 _{мин.}	70.76 _{мин.}		

11-й строках таблицы, соответственно. Экстремальные значения $E_w\lambda$ в каждую дату наблюдений выделены жирным шрифтом в 7-й, 8-й, 12-й, 13-й строках табл.2. Величины $E_w\lambda$, отмеченные наклонным шрифтом, относятся к первой группе наблюдательных данных за 20 января. Сведения, собранные в таблице, позволили оценить (в процентах) отличие между экстремальными значениями $E_{w(\text{макс.})}\lambda$ и $E_{w(\text{мин.})}\lambda$ как для водородной, так и для небулярной линий в каждую из трех ночей наблюдений. В первую дату наблюдений отличие экстремальных значений $E_w\lambda$ составило 11% и 6%, соответственно. Во вторую дату наблюдений, 20 января, отличие для первой группы составило - 11% и 9%, для второй группы - 14% и 10%, соответственно. В третью дату наблюдений, 22 января, оно составило 16% и 10%, соответственно. Эти оценки были использованы для расчета изменений $E_w\lambda$ как в единицах среднеквадратической ошибки ее среднего значения, так и в единицах ее стандартного отклонения. Проведенные расчеты, представленные в таблице, были проанализированы. Результаты анализа следующие. В первую дату наблюдений различие $E_{w(\text{макс.})}4861\text{\AA}$ и $E_{w(\text{мин.})}4861\text{\AA}$ составило фактор 4 (в единицах среднеквадратической ошибки среднего); в единицах стандартного отклонения это отличие имело фактор 2.2. Аналогичная оценка проводилась для значений эквивалентной ширины запрещенной линии кислорода $E_w 5007\text{\AA}$. Расхождение экстремальных значений $E_w\lambda$ в указанную дату достигало фактора 5 (в единицах среднеквадратической ошибки среднего); в единицах стандартного отклонения оно составило фактор 2.5. Во вторую дату наблюдений, 20 января, результаты аналогичных оценок для первой группы спектральных данных были следующие. Разница экстремальных значений $E_w 4861\text{\AA}$ (в единицах среднеквадратической ошибки среднего) оценивалась фактором 3.3. В единицах стандартного отклонения она достигала фактора ~ 2 . Подобные оценки для $E_w 5007\text{\AA}$ (запрещенной линии кислорода [OIII]) в единицах среднеквадратической ошибки среднего и стандартного отклонения показали фактор 3.5 и 2, соответственно. Во второй группе спектральных данных отличие экстремальных значений эквивалентной ширины линии H β характеризовалось фактором 5, 2.5 в указанных единицах, соответственно. Аналогично для небулярной линии такие оценки показали соответствующие факторы: 4.8 и 2.4. В третью дату наблюдений разница экстремальных значений эквивалентной ширины линии H β составила фактор 3.6 в единицах среднеквадратической ошибки и фактор 1.8 в единицах стандартного отклонения. Различие экстремальных значений эквивалентной ширины линии [OIII] $\lambda 5007\text{\AA}$, полученных по наблюдениям 22 января, составило фактор 4.2 и 2.0, соответственно. Проведенный анализ точности расчетов эквивалентных ширин линии H β и запрещенной линии кислорода [OIII] $\lambda 5007\text{\AA}$ показал, что отсутствуют заметные изменения отношения $E_w\text{H}\beta/E_w 5007\text{\AA}$, обусловленные фазой минимума активности ядра галактики.

При этом изменения эквивалентных ширин указанных линий за ночь показывают значимый характер (фактор изменений от 3 до 5). Асимметричность профилей эмиссионных линий $H\beta$, $[OIII] \lambda 5007\text{\AA}$ сохраняется на длительной шкале времени. Последние два обстоятельства могут служить указанием длительного активного взаимодействия двух "взаимопроникающих компонентов" ядра галактики NGC 1275.

6. Выводы.

1. Газовая составляющая ядра NGC1275 сложная как по пространственным, так и по физическим характеристикам. Результаты оценки физических параметров зоны излучения $[OIII] \lambda 5007\text{\AA}$, проведенной в работе, служат дополнительным свидетельством этого факта.

2. В течение трех ночей наблюдений (январь 2012г.) изменение отношения эквивалентных ширин водородной и небулярной линий ($E_W H\beta / E_W 5007\text{\AA}$) не превысило 7%. Это указывает на отсутствие значимых изменений континуума и (или) слабую активность самого ядра галактики.

3. Оценка точности измерений эквивалентных ширин линий $\lambda 4861\text{\AA}$ и $\lambda 5007\text{\AA}$ показала, что изменения эквивалентных ширин этих линий (в единицах среднеквадратической ошибки среднего) в течение трех ночей наблюдений (январь 2012г.) характеризовались фактором, имевшим близкие значения:

а) В первую дату наблюдений (19 января) изменения $E_W \lambda$ указанных линий в единицах среднеквадратичной ошибки составили фактор ~ 5 .

б) Во вторую дату наблюдений (20 января) были выделены две группы спектральных данных. В первой и второй группах изменения $E_W \lambda$ обеих линий (в единицах среднеквадратической ошибки) характеризовались фактором 3.5, 5, соответственно.

в) В третью дату наблюдений (22 января) фактор изменений $E_W \lambda$ линий $H\beta$ и $[OIII] \lambda 5007\text{\AA}$ в указанных единицах достигал ~ 4 .

4. Проведенные исследования в эпоху минимума активности ядра галактики NGC 1275 (январь 2012г.) показали, что переменность эквивалентных ширин эмиссионных линий $H\beta$ и $[OIII] \lambda 5007\text{\AA}$ характеризуется фактором от 3 до 5. Это свидетельствует о том, что две "взаимопроникающие" газовые компоненты сохраняют высокий уровень их взаимодействия. Они остаются устойчивой, гравитационно-связанной системой на длительном интервале времени.

Автор выражает благодарность И.Ф.Бикмаеву за предоставленные наблюдательные данные и полезные замечания.

ON THE GAS COMPONENTS OF THE NGC 1275 SEYFERT GALAXY NUCLEUS IN THE EPOCH 2012

L.M.SHARIPOVA

The character of two gas components interaction which are a structural feature of the Seyfert galaxy NGC 1275 nucleus for the epoch of its minimum activity have been shown. The bank of emission line profiles ($H\beta$ and $O[III] \lambda 5007\text{\AA}$) obtained from observations at the 1.5th Russian-Turkish telescope (RTT-150) in January 2012 is used. The physical characteristics (T_e , n_e) of the nebular line $[OIII]$ emission zone (calculated for our observations epoch) are compared with data published by another researchers. Changes of the important spectral characteristic of the galaxy nucleus emission ($E_w\lambda$ the equivalent width of the $H\beta$ and $O[III] \lambda 5007\text{\AA}$ lines) during the night and from night to night have been traced. Studies have shown that two "interpenetrating" gas components retain a high level of their interaction on a long time of scale.

Keywords: *Seyfert galaxies: NGC 1275 galaxy: emission lines*

ЛИТЕРАТУРА

1. G. De Vaucouleurs, Appl. Opt., **7**, 1513, 1968.
2. G. De Vaucouleurs, A. De Vaucouleurs, Astron. J., **73**, 858, 1968.
3. T.F.Adams, Astrophys. J. Suppl. Ser., **33**, 19, 1977.
4. M.J.Rees, Phys. Scr., **17**, 198, 1978.
5. B.Balik, T.M.Heckman, Ann. Rev. Astron. Astrophys., **20**, 341, 1982.
6. K.J.Fricke, W.Kollatschny, in: D.E.Osterbrock (eds.), Active Galactic Nuclei, IAU Sumposium, 134, p.425, 1989.
7. А.В.Засов, С.И.Неизвестный, Письма в Астрон. ж., **15**, 963, 1989.
8. M.Wittle, Astrophys. J., Suppl. Ser., **79**, 49, 1992a.
9. M.Wittle, Astrophys. J., **387**, 109, 1992b.
10. M.Wittle, Astrophys. J., **387**, 121, 1992c.
11. И.И.Проник и др., Изв. Крымск. Астрофиз. обсерв., **93**, 48, 1996.
12. Э.Е.Хачикян, Д.Видман, Астрофизика, **7**, 389, 1971, (Astrophysics, **7**, 231, 1971).
13. M.L.Humason, Publ. Astron. Soc. Pacif., **44**, 267, 1932.
14. С.К.Сейферт, Astrophys. J., **97**, 28, 1943.
15. Э.А.Дибай, Астрон. ж., **46**, 725, 1969.
16. Э.А.Дибай, В.И.Проник, Изв. Крымск. Астрофиз. обсерв., **35**, 87, 1966.

17. *И.Ф.Бикмаев и др.*, Астрофизика, **59**, 55, 2016, (Astrophysics, **59**, 48, 2016).
18. *Л.П.Метик и др.*, Астрофизика, **49**, 499, 2006, (Astrophysics, **49**, 427, 2006).
19. *J.Baldwin, B.Elsmore*, Nature, **173**, 18, 1954.
20. *G.Fritz, A.Davidsen, J.Meekings*, Astrophys. J., **164**, L.81, 1971.
21. *Э.А.Дибай, В.И.Проник*, Астрофизика, **1**, 78, 1965, (Astrophysics, **1**, 54, 1965).
22. *И.И.Проник*, Астрон. ж., **51**, 457, 1974.
23. *Дж.М.Гринберг*, сб.: Межзвездная Пыль, М., Мир, с.19, 1970.
24. *А.А.Боярчук и др.*, Изв. Крымск. Астрофиз. обсерв., **29**, 291 1963.
25. *K.S.Anderson*, Astrophys J., **162**, 743, 1970.
26. *И.И.Проник*, Астрон. ж., **53**, 251, 1976.
27. *В.М.Лютый*, Изв. Крымск. Астрофиз. обсерв., **104**, 99, 2008.

СПЕКТРАЛЬНАЯ КЛАССИФИКАЦИЯ СВЕРХЯРКИХ ИК ГАЛАКТИК ИЗ ОБЪЕДИНЕННОГО КАТАЛОГА IRAS PSC/FSC

Г.А.МИКАЕЛЯН, А.М.МИКАЕЛЯН, А.В.АБРАМЯН,
Г.М.ПАРОНЯН, М.В.ГЮЛЬЗАДЯН

Поступила 12 апреля 2019

Принята к печати 13 сентября

Яркие ИК галактики (LIRG, ULIRG и HLIRG) важны для исследований, связанных с процессами звездообразования в ранней Вселенной, поскольку их светимость позволяет обнаруживать их на больших расстояниях. Высокий ИК указывает на активное звездообразование и процессы вспышек звездообразования, что типично для НII областей (Starburst, SB). Во многих случаях высокий ИК указывает на активное галактическое ядро (AGN). В связи с этим возникает вопрос - SB вызывает AGN или наоборот, или нет прямого воздействия? Учитывая, что очень часто такие объекты являются двойными или кратными системами, также интересно исследовать взаимосвязь между SB, ядерной активностью членов системы и их взаимодействие или слияние. В результате кросс-корреляции Объединенного каталога IRAS PSC/FSC с SDSS DR14 были отождествлены и классифицированы по типам активности 114 сверхярких ИК галактик. Выявлен 1 BLL, 2 квазара, 29 сейфертов типов 1.0-1.8, 5 сейфертов типа 2, 14 лайнеров, 36 НII областей, 14 объектов с составным спектром (Composite). Среди сейфертовских галактик типа 1 есть много объектов с узкими линиями.

Ключевые слова: *инфракрасные галактики: активные галактики: галактики со вспышкой звездообразования: активные галактические ядра: сверхяркие ИК галактики*

1. Введение. Астрономия находится в эпохе многоволновых исследований, однако наиболее интересные результаты получаются в инфракрасном (ИК) диапазоне, особенно если учесть недавно осуществленные наземные обзоры и космические миссии. Астрономические ИК источники содержат ряд интересных космических объектов: квазары и другие активные галактические ядра (AGN), звезды поздних спектральных классов, планетарные туманности, переменные и др.

ИК галактики (открытые ИК астрономическим спутником IRAS в 1983г.), представляют собой богатые газом и пылью спиральные галактики, ИК светимость которых в основном обусловлена образованием звезд внутри них. Тем не менее, светимость некоторых галактик обусловлена активным галактическим ядром. Эти AGN находятся в компактных центральных областях галактик и имеют светимость выше нормальной. Наиболее яркие ИК галактики являются взаимодействующими или сливающимися парами (мерджерами) или кратными

галактиками.

Активность галактик, предсказанная Амбарцумяном [1,2], может быть ядерной и обусловленной звездообразованием (Starburst, SB). Первая относится к ядрам галактик, и эти объекты называются AGN. Активность проявляется в мощном нетепловом излучении, которое присутствует от радио до гамма-излучения. Аккреция на сверхмассивную черную дыру (SMBH) в центральной части галактики считается первоначальным источником энергии. Активность SB связана с высоким темпом звездообразования (SFR) на коротких периодах эволюции. Типичная SFR составляет несколько $M_{\odot}$ в год, но может достичь до $10^3 M_{\odot}$ в год. Таким образом, галактики высокой светимости могут питаться также быстрым всплеском SFR (SB). Установлено, что взаимосвязь между этими двумя типами важна для формирования и эволюции галактик, звездообразования и обогащения Вселенной металлами. Тем не менее, существуют серьезные разногласия о существовании физической связи между SB и AGN и о том какая из этих двух побуждает другую.

Существуют наиболее мощные ИК галактики, называемые яркими инфракрасными галактиками (LIRG), светимость которых может быть обусловлена вспышками звездообразования, а также AGN. Энергия, излучаемая LIRG, сравнима с энергией квазаров, которые раньше были известны как самые энергетичные объекты во Вселенной. LIRG - это галактики с ИК светимостью выше $10^{11} L_{\odot}$ (в 100 миллиардов раз больше, чем у Солнца) [3]. LIRG более распространены, чем SB галактики, сейфертовские галактики и квазары с сопоставимой светимостью. ИК галактики излучают больше энергии в ИК диапазоне, чем на всех других длинах волн вместе взятых. Галактики со светимостью выше $10^{12} L_{\odot}$ называются сверхяркими ИК галактиками (ULIRG). Во многих из этих типов галактик SFR составляет около $100 M_{\odot}$ в год, т.е. в 100 раз больше по сравнению с нашей Галактикой (SFR составляет только 1 звезду в год), что обеспечивает высокий уровень светимости. Многие из LIRG и ULIRG являются взаимодействующими. Ярче, чем ULIRG, являются гиперяркие ИК галактики (HLIRG, $L_{\text{ИК}} > 10^{13} L_{\odot}$), а наиболее яркими инфракрасными являются ELIRG.

Оптическая идентификация источников IRAS из каталога точечных источников IRAS (PSC) [4] и каталога слабых источников IRAS (FSC) [5] - сложная и неопределенная задача из-за ошибок координат и многих сомнительных (нереальных) обнаружений. Каталоги IRAS PSC и IRAS FSC предоставляют фотометрическую информацию о потоках в диапазонах длин волн 12, 25, 60 и 100 мкм. IRAS PSC содержит 245889 источников со всего неба, а IRAS FSC содержит 173044 источника на галактических широтах $|b| > 10^{\circ}$. Абрамян и др. [6] кросскоррелировали эти два каталога и создали IRAS PSC/FSC объединенный каталог. В рамках Армянской виртуальной обсерватории (ArVO) они создали

программное обеспечение, с помощью которого осуществили кросскорреляции [7]. Объединенный каталог IRAS PSC/FSC содержит 345163 источника. Чтобы получить точные позиции и потоки в других ИК диапазонах источников, авторы сделали кросскорреляцию с более новыми каталогами: AKARI IRC [8], AKARI FIS [9] и AllWISE [10], который также содержит данные J, H и K из каталога 2MASS [11]. В табл.1 приводятся основные характеристики каталогов IRAS PSC, IRAS FSC, AKARI IRC, AKARI FIS и AllWISE. Как видно из таблицы, эти данные покрывают достаточно широкий диапазон в 2.6-180 микронов и каталог является наиболее полной и однородной базой ИК источников, особенно для внегалактических исследований.

Таблица 1

**ОСНОВНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ КАТАЛОГОВ IRAS PSC,
IRAS FSC, AKARI IRC, AKARI FIS И AllWISE**

Каталоги	IRAS-PSC	IRAS-FSC	AKARI-IRC	AKARI-FIS	AllWISE
Год	1986	1989	2010	2010	2013
Полосы волн (мкм)	12, 25, 60, 100	12, 25, 60, 100	9, 18	65, 90, 140, 160	3.4, 4.6, 11.6, 22.6, 1.25, 1.65, 2.17
Диапазон волн (мкм)	8-120	8-120	6.7-25.6	50-180	2.6-28
Разрешение (")	40	20	0.3	0.8	0.5
Чувствительность (Jy)	0.25, 0.25, 0.4, 1.0	0.1-0.5	0.05, 0.12	~0.55	0.00008-0.006
Область неба	Все небо	$ b > 10^\circ$	Все небо	Все небо	Все небо
Покрытие (%)	96	83	94	98	99
Количество источников	245889	173044	870973	427071	747634026

В Бюраканской обсерватории более 20 лет активно занимаются оптической идентификацией и спектральными исследованиями ИК источников [12,13]. В целом, были идентифицированы 1577 точечных источников из IRAS PSC. Оптическая идентификация была осуществлена с помощью цифрового обзора неба (DSS) и спектрального обзора Маркаряна, который проводился в БАО. В результате были выделены объекты BIG (Бюракан-IRAS Галактики) и BIS (Бюракан-IRAS Звезды), которые вошли в международные астрономические базы данных. В целом были сделаны наблюдения 172 галактик [14-18]. Кроме того, из спектральной базы данных SDSS были исследованы и классифицированы еще 83 галактики [19]. Данная работа является продолжением этих работ.

2. Выборка сверхярких ИК галактик. В качестве предварительной основы был взят IRAS PSC/FSC объединенный каталог, который содержит

345163 источников [6]. Координаты источников IRAS PSC/FSC объединенного каталога скорректированы с помощью других каталогов, в частности AKARI-IRC [8], AKARI-FIS [9] и WISE [10]. Поскольку погрешность координат каталога WISE ($\sim 1''$) значительно меньше погрешностей координат двух других каталогов, то для достоверности из IRAS PSC/FSC объединенного каталога были взяты те источники, координаты которых были скорректированы именно с помощью каталога WISE, их число составляет 308047. Далее была осуществлена кросскорреляция с SDSS DR14 [20]. С учетом того, что погрешность координат WISE $\sim 1''$, а погрешность координат SDSS намного меньше - $\sim 0.1''$, то их общая погрешность будет:

$$\sigma = \sqrt{\sigma_{\text{WISE}}^2 + \sigma_{\text{SDSS}}^2}.$$

В результате кросскорреляции были взяты только те SDSS объекты, у которых спектроскопические данные были единственными объектами в радиусе 3σ . Было найдено 6346 объектов.

Поскольку для вычисления ИК светимостей источников необходимы плотности потоков на длинах волн 12, 25, 60 и 120 мкм, которые представлены в IRAS PSC/FSC объединенном каталоге, то из найденных 6346 объектов в результате кросскорреляции с SDSS были взяты только те, которые имели данные о плотностях потоков на всех четырех длинах волн - 6270 объектов.

После этого ИК светимости были вычислены следующей формулой [21]:

$$L_{\text{ИК}} = 5.6 \times 10^5 R^2 (13.56 f_{12} + 5.26 f_{25} + 2.54 f_{60} + f_{100}) L_{\odot},$$

где R - расстояние объекта в мегапарсеках и f_{12} , f_{25} , f_{60} , f_{100} - плотности потоков, соответственно на длинах волн 12, 25, 60, 100 мкм. Для определения расстояний были приняты следующие значения космологических постоянных: $H_0 = 71 \text{ км с}^{-1} \text{ Мпк}^{-1}$, $\Omega_M = 0.29$, $\Omega_{\Lambda} = 0.71$. Далее из 6270 объектов были выбраны только те, у которых ИК светимость больше $10^{12} L_{\odot}$ (нижняя граница светимостей ULIRG-ов), и которые в фильтре r ярче 17.77 звездной величины (спектроскопическая верхняя граница SDSS для галактик).

Таким образом были выбраны 114 внегалактических объектов, которые имеют высокую ИК светимость и соответствуют классам ULIRG/HLIRG.

3. Принципы классификации. Классификация выборки по типам активности была выполнена визуально - исследованием спектров SDSS, поскольку у большинства спектров разные линии теряются в шуме, из-за которого невозможно построить диагностические диаграммы. Также визуально можно учитывать ширину эмиссионных линий и заметить широкие компоненты, которые играют важную роль для подклассов сейферт 1.0-1.9. Более того, без удаления компонентов широких линий нельзя вычислять отношения узких линий, а данные таблицы относятся к общим интенсив-

ностям суммарных линий. Таким образом, широкие и узкие компоненты линий, относящиеся к разным областям активного ядра, накладываются, и принципы классификации галактик искажаются.

Мы различаем разные типы активных галактик с узкими линиями по следующим критериям:

- Сейферты от LINER-ов по $[\text{OIII}]/\text{H}\beta > 3$,
- AGN от NII по $[\text{NII}]/\text{H}\alpha > 0.6$, $[\text{OI}]/\text{H}\alpha > 0.1$.

Среди наших объектов проявляются следующие типы активности:

S1.0 - Seyfert 1 с широкими линиями. Имеют разрешенные широкие бальмеровские линии HII и узкие запрещенные линии. Узкие линии водорода полностью теряются в мощных широких компонентах. Это физически те же объекты, что и квазары, но имеют более слабую светимость ($M_{\text{abs}} > -23$) [22] и $\text{H}\beta/[\text{OIII}]5007 > 5$ [23].

NLS1.0 - Seyfert 1 с узкими линиями. Определяются как источники мягкого рентгеновского излучения, разрешенные широкие линии относительно узки (~ 2000 км/с), и шириной мало превышают запрещенные линии. Существуют различные эмиссионные линии FeI, FeII, FeIII, а также линии с более высокой ионизацией [FeVII] и [FeX] [24].

S1.2 - AGN со спектрами, имеющими параметры, промежуточные между классическими Sy1 и Sy2 галактиками, т.е. присутствуют как широкие, так и узкие компоненты разрешенных линий (в нашем случае такие профили показывают линии H α и H β) [22], тем не менее, широкие линии сильнее, и $2.0 < \text{H}\beta/[\text{OIII}]5007 < 5.0$ [23].

NLS1.2 - Seyfert 1.2 с узкими линиями. Определяются как источники мягкого рентгеновского излучения, разрешенные широкие линии относительно узки (~ 2000 км/с) и шириной мало превышают запрещенные линии. Существуют FeI, FeII, FeIII и часто линии с более высокой ионизацией [FeVII] и [FeX], различные эмиссионные линии [24].

S1.5 - AGN со спектрами, имеющими параметры, промежуточные между классическими Sy1 и Sy2 галактиками, в которых наблюдаются узкие и широкие компоненты линий Бальмеровской серии водорода, примерно одинаковой интенсивности [22], но $0.333 < \text{H}\beta/[\text{OIII}]5007 < 2.0$ [23]. Интенсивности широких и узких компонентов примерно равны.

NLS1.5 - Seyfert 1.5 с узкими линиями. Определяются как источники мягкого рентгеновского излучения, разрешенные широкие линии относительно узки (~ 2000 км/с) и шириной мало превышают запрещенные линии. Существуют FeI, FeII, FeIII и часто линии с более высокой ионизацией [FeVII] и [FeX], различные эмиссионные линии [24].

S1.8 - AGN со спектрами, имеющими параметры, промежуточные между классическими Sy1 и Sy2 галактиками, имеют относительно более слабые

широкие $H\alpha$ и $H\beta$ компоненты, наложенные на более сильные узкие линии, и $H\beta/[OIII]5007 < 0.333$ [23].

S1.9 - AGN со спектрами, имеющими параметры, промежуточные между классическими Sy1 и Sy2 галактиками, имеют относительно более слабый широкий компонент $H\alpha$, наложенный на более сильную узкую линию. Широкий компонент $H\beta$ не наблюдается [22], и $H\beta/[OIII]5007 < 0.333$ [23].

S2.0 - AGN со спектрами, показывающими относительно узкие разрешенные балмеровские и запрещенные линии (по сравнению с Sy1) с почти одинаковой FWHM, обычно в диапазоне $300 - 1000 \text{ км с}^{-1}$. Широкого компонента не видно. Вторичным классификационным критерием служит условие $[OIII]5007/H\beta \geq 3$, что позволяет отличить их от Sy1n или NLS1 [25].

LINER - Галактические ядра с эмиссионными линиями, формирующимися в областях низкой ионизации, введены Хекманом [26]. Они имеют Sy2-подобные спектры с относительно сильными линиями низкой ионизации ($[OI]$, $[OII]$). Отношения $[OII]3727/[OIII]5007 \geq 1$, $[OI]6300/[OIII]5007 \geq 1/3$. По данным Хо и др. [27] существуют 2 типа LINER-галактик: тип 1 показывает широкое балмеровское излучение, аналогичное излучению Sy1, и тип 2 - излучение без широких линий $H\alpha$, аналогичное Sy2.

НII - Внегалактические области НII имеют спектры, похожие на SB, т.е. спектры с сильными узкими ($FWHM \leq 300 \text{ км с}^{-1}$) линиями излучения, но с отношением $[OIII]/H\beta \geq 3$ и $[NII]6583/H\alpha < 0.6$, в сочетании с синим континуумом [25,28]. По сути, то же самое, что и SB, просто для классификации SB необходимо иметь скорость звездообразования.

Сложные (НII/LINER, НII/Sy или LINER/Sy) - объекты со сложными спектрами, в которых присутствуют спектральные особенности НII и LINER, НII и Sy или LINER и Sy, а в некоторых случаях - всех трех [29]. Раньше они классифицировались как галактики с переходным (transition) спектром.

AGN - Спектры относительно низкого качества, в которых наблюдаются лишь несколько линий излучения, в основном $H\alpha$ с линиями НII и отношением $[NII]/H\alpha$, типичным для AGN, то есть Sy или LINER. Конечно, спектры излучения LINER-ов не обязательно связаны с активностью их ядер, однако, это может помочь грубой классификации.

Em - Спектры относительно низкого качества, в которых наблюдаются одна или несколько линий излучения без возможности их точной классификации. Обычно эти спектры имеют сильный звездный компонент (континуум и поглощение), и эмиссионные линии трудно заметны на линиях континуума и поглощения.

Abs - Спектры, имеющие только линии поглощения, наложенные на континуум. В основном проявляют более сильные звездные линии - $MgII$ 5175, NaI 5890-96, а также балмеровские линии. ИК, радио или рентгеновские источники

с такими спектрами часто могут содержать скрытые AGN.

4. *Классификация спектров по типам активности.* В табл.2 приводится список всех классифицированных объектов, где r - расстояние, на котором найден объект при кросскорреляции, z - красное смещение.

Таблица 2

СПИСОК ВСЕХ КЛАССИФИЦИРОВАННЫХ ОБЪЕКТОВ

N	Координаты IRAS		r "	Потоки IRAS				SDSS model		z	log $L_{\text{ИК}}/L_{\odot}$
	RAJ2000	DEJ2000		Fir12 mJy	Fir25 mJy	Fir60 mJy	Fir100 mJy	u mag	g mag		
1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12
1	00 20 00.27	+32 08 02.8	0.19	0.29	0.19	0.33	4.76	18.97	17.53	0.110	12.06
2	00 30 25.61	-09 26 17.4	1.29	1.03	1.61	11.40	47.70	19.93	18.46	0.129	13.16
3	00 33 21.83	-05 05 44.6	2.42	0.46	5.66	27.60	99.80	19.31	17.12	0.053	12.74
4	00 44 59.12	+19 21 41.4	0.26	0.14	0.18	0.32	0.82	16.91	16.78	0.179	12.07
5	01 14 27.48	+27 21 39.0	1.33	1.34	0.76	15.60	115.00	19.33	18.07	0.109	13.28
6	01 19 56.73	+13 34 31.5	0.29	0.10	0.16	0.31	0.80	19.23	18.00	0.191	12.05
7	01 27 09.34	+08 40 15.5	2.84	0.57	0.34	2.64	39.00	19.59	17.35	0.045	12.03
8	01 37 58.27	-08 34 30.4	0.04	0.16	0.18	0.29	0.76	20.43	18.39	0.189	12.13
9	01 59 50.25	+00 23 41.0	0.12	0.12	0.54	2.22	2.16	15.93	15.70	0.163	12.44
10	02 04 22.32	-09 37 57.6	0.46	0.15	0.17	0.34	0.76	19.77	18.40	0.192	12.13
11	02 24 23.09	-02 10 30.5	0.23	0.12	0.16	0.30	0.97	20.82	19.01	0.173	12.01
12	02 28 40.54	-09 35 05.7	2.02	0.86	0.88	5.87	80.10	17.52	16.58	0.068	12.68
13	02 44 17.07	-00 30 38.2	0.26	0.11	0.16	0.48	0.83	21.51	19.00	0.200	12.15
14	03 23 22.86	-07 56 15.2	0.16	0.10	0.13	1.00	1.69	18.95	18.00	0.166	12.17
15	03 29 02.59	-00 55 39.1	0.39	0.46	0.54	1.78	12.80	17.30	15.83	0.067	12.04
16	07 37 35.22	+35 36 21.4	0.32	0.12	0.15	1.88	4.45	15.10	13.86	0.819	13.52
17	08 04 07.41	+39 19 27.7	0.20	0.23	0.13	0.27	0.73	19.73	18.38	0.163	12.06
18	08 13 31.29	+25 45 03.1	0.08	0.11	0.15	0.28	0.54	16.42	16.00	1.510	13.26
19	08 24 45.64	+15 39 43.8	0.30	0.13	0.18	0.36	0.80	20.11	18.64	0.220	12.23
20	08 31 48.88	+04 29 39.1	0.05	0.17	0.26	0.43	0.77	16.34	15.80	0.174	12.15
21	08 34 57.65	+48 45 15.6	0.19	0.09	0.09	0.34	2.43	19.19	17.60	0.175	12.10
22	08 54 48.88	+20 06 30.7	0.11	0.28	0.43	0.89	1.16	16.57	15.93	0.778	13.41
23	08 55 17.07	+13 05 09.6	0.22	0.11	0.21	0.24	1.63	19.32	18.13	0.157	12.00
24	08 57 06.36	+19 08 53.7	0.19	0.11	0.12	0.33	0.52	17.25	17.19	0.331	12.44
25	08 58 41.76	+10 41 22.0	0.16	0.11	0.19	1.12	1.95	18.93	17.49	0.148	12.13
26	08 59 23.60	+47 36 10.5	0.12	0.09	0.12	0.44	0.88	20.80	18.76	0.180	12.02
27	09 00 25.38	+39 03 54.4	0.65	0.32	1.70	7.43	4.59	18.72	17.34	0.058	12.07
28	09 05 54.72	+24 18 29.0	0.32	0.05	0.09	0.36	0.59	19.98	18.61	0.232	12.06
29	09 14 38.15	+09 33 22.9	0.12	0.11	0.15	0.28	1.19	19.54	18.27	0.246	12.30
30	09 21 59.40	+45 09 12.6	0.22	0.06	0.13	0.23	0.57	18.58	18.05	0.235	12.05
31	09 26 08.52	+28 24 02.6	0.15	0.08	0.21	0.25	0.62	19.19	18.24	0.203	12.06
32	09 58 46.86	+50 54 56.5	0.06	0.05	0.06	0.22	1.37	19.57	18.10	0.214	12.04
33	10 01 49.53	+28 47 09.0	0.10	0.16	0.26	0.23	0.34	18.54	17.96	0.185	12.10
34	10 05 32.13	+30 53 18.3	0.14	0.09	0.10	0.20	0.63	18.89	17.81	0.234	12.10
35	10 05 41.87	+43 32 40.6	0.25	0.13	0.19	0.56	0.87	16.39	16.38	0.179	12.12

Таблица 2 (продолжение)

1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12
36	10 26 17.48	+30 36 43.2	0.19	0.06	0.16	0.26	0.67	18.75	18.04	0.340	12.38
37	10 33 43.86	+62 11 06.3	0.56	0.08	0.08	0.20	0.57	19.76	18.49	0.229	12.04
38	10 33 59.47	+35 55 09.2	0.14	0.09	0.16	0.52	0.79	17.10	16.97	0.169	12.00
39	10 40 00.55	+48 57 44.4	0.19	0.08	0.11	0.64	0.66	19.16	18.34	0.176	12.01
40	10 52 23.57	+44 08 47.2	0.73	0.12	0.17	3.53	5.41	19.37	17.59	0.092	12.11
41	10 53 30.95	+33 13 42.4	0.14	0.11	0.13	0.21	0.54	19.77	18.56	0.244	12.17
42	10 58 39.32	+38 29 06.8	0.40	0.05	0.09	0.62	0.75	19.78	18.35	0.208	12.09
43	11 08 32.95	+40 37 31.7	0.07	0.10	0.13	0.68	1.02	19.39	18.07	0.166	12.04
44	11 12 11.12	+27 32 56.2	0.64	0.07	0.25	0.25	0.83	18.46	17.82	0.235	12.21
45	11 14 38.89	+32 41 33.6	0.10	0.17	0.35	1.59	1.52	21.22	18.94	0.188	12.45
46	11 16 03.13	+02 08 52.3	0.04	0.17	0.19	0.40	0.33	16.81	16.83	0.211	12.22
47	11 21 14.23	+03 25 46.8	0.07	0.17	0.22	0.36	1.16	17.46	17.29	0.152	12.04
48	11 22 33.08	+50 15 28.0	0.21	0.09	0.12	0.19	0.95	19.98	18.52	0.195	12.01
49	11 41 22.04	+40 59 50.4	0.16	0.20	0.14	1.02	1.51	19.99	18.33	0.149	12.16
50	11 44 30.92	+25 46 35.0	0.38	0.15	0.15	0.29	0.65	18.64	17.44	0.185	12.08
51	11 53 14.24	+13 14 27.7	0.19	0.10	0.30	2.58	3.32	19.88	18.30	0.127	12.26
52	11 57 44.36	+12 07 51.0	0.26	0.17	0.13	0.22	0.55	18.78	17.57	0.183	12.05
53	11 57 53.22	-03 15 37.0	0.21	0.12	0.30	0.33	0.63	17.91	17.74	0.214	12.23
54	11 58 16.72	+13 26 24.2	0.09	0.10	0.16	0.23	0.53	17.95	17.59	0.439	12.61
55	12 01 16.66	+23 34 52.8	0.34	0.12	0.14	0.26	0.60	19.19	18.28	0.263	12.28
56	12 02 05.61	+11 28 12.1	0.29	0.11	0.16	0.95	1.15	18.74	17.93	0.194	12.25
57	12 02 26.76	-01 29 15.3	0.13	0.36	0.54	2.41	2.72	17.28	16.96	0.150	12.51
58	12 04 24.55	+19 25 10.0	0.32	0.11	0.37	1.76	1.78	19.50	18.15	0.168	12.36
59	12 05 26.44	+22 43 37.6	0.15	0.62	0.54	0.51	21.00	19.42	17.78	0.076	12.25
60	12 11 19.10	+05 55 23.8	0.21	0.15	0.17	0.24	0.55	19.67	18.38	0.201	12.13
61	12 15 09.82	+09 27 09.4	0.27	0.09	0.27	0.21	0.45	20.15	18.66	0.263	12.29
62	12 29 06.91	+32 24 17.7	0.30	0.09	0.15	0.57	0.76	19.98	17.79	0.173	12.02
63	12 31 21.37	+27 55 23.9	0.10	0.08	0.13	0.35	0.67	20.18	18.41	0.212	12.09
64	12 37 16.00	+04 01 48.7	0.57	0.10	0.32	0.66	1.03	19.18	17.67	0.146	12.02
65	12 38 20.21	+17 50 39.2	0.16	0.14	0.13	0.26	0.39	17.22	16.61	0.452	12.66
66	12 45 26.99	+65 23 58.4	0.05	0.06	0.07	0.21	0.65	17.56	17.48	0.320	12.23
67	12 51 00.44	+66 03 26.9	0.07	0.06	0.07	0.17	0.58	16.78	16.75	0.282	12.12
68	12 51 20.05	+02 19 02.4	0.25	0.09	0.13	0.47	0.89	19.40	18.42	0.253	12.29
69	12 54 10.44	+03 59 51.7	0.20	0.12	0.29	0.25	0.82	19.65	18.30	0.168	12.03
70	12 56 04.93	+02 38 32.0	0.22	0.11	0.24	0.29	1.49	19.81	18.45	0.219	12.27
71	12 57 39.33	+08 09 31.7	0.04	0.09	0.12	0.59	0.78	17.76	17.47	0.272	12.36
72	13 01 18.17	+11 06 01.9	0.09	0.12	0.14	0.29	0.83	19.97	18.70	0.174	12.00
73	13 06 18.58	+08 52 41.4	0.21	0.13	0.26	0.29	0.62	17.78	17.55	0.172	12.04
74	13 22 11.96	+01 30 34.3	0.17	0.10	0.32	0.33	0.72	18.13	17.74	0.184	12.11
75	13 22 44.04	+63 37 25.2	0.58	0.06	0.07	0.59	0.91	19.85	18.41	0.200	12.06
76	13 24 19.89	+05 37 04.8	0.15	0.26	0.40	1.17	0.71	18.73	18.25	0.203	12.49
77	13 37 15.94	+03 09 36.8	0.33	0.11	0.16	0.22	0.69	19.11	18.12	0.192	12.03
78	13 44 42.11	+55 53 13.3	0.53	0.24	2.28	21.70	21.40	16.59	14.99	0.037	12.09
79	13 47 33.38	+12 17 24.3	0.30	0.14	0.67	1.92	2.06	18.16	16.37	0.120	12.20
80	13 48 40.20	+58 18 52.2	0.96	0.05	0.07	1.27	1.73	19.90	18.44	0.158	12.10
81	13 50 43.18	+37 24 34.1	0.18	0.11	0.09	0.30	0.94	19.46	17.97	0.248	12.24
82	13 55 50.21	+20 46 14.7	0.15	0.19	0.21	0.26	0.54	16.16	15.94	0.197	12.18

Таблица 2 (окончание)

1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12
83	14 04 38.81	+43 27 07.5	0.11	0.12	0.29	0.62	0.99	16.18	15.63	0.323	12.62
84	14 18 42.22	+42 33 43.4	0.02	0.10	0.09	0.31	0.57	16.54	16.40	0.420	12.56
85	14 22 31.39	+26 02 05.4	0.39	0.18	0.15	1.49	1.99	18.28	17.49	0.159	12.29
86	14 25 16.04	+16 23 08.0	0.16	0.10	0.25	0.54	0.98	19.47	17.76	0.185	12.15
87	14 27 27.27	-00 58 41.2	0.19	0.12	0.32	0.91	1.28	20.05	18.44	0.162	12.18
88	14 35 35.55	+01 28 34.7	0.18	0.13	0.22	0.35	0.65	20.10	18.70	0.232	12.28
89	14 40 12.77	+61 56 33.2	0.20	0.06	0.09	0.32	0.68	17.20	17.01	0.276	12.20
90	14 41 04.41	+53 20 08.9	0.33	0.07	0.35	1.95	2.39	18.27	17.08	0.105	12.00
91	14 49 20.72	+42 21 01.4	0.23	0.11	0.23	0.40	0.56	19.10	18.05	0.179	12.06
92	14 50 54.18	+35 08 37.9	0.17	0.07	0.09	0.64	1.21	18.48	17.57	0.206	12.16
93	14 55 49.43	+48 54 36.3	0.08	0.08	0.20	0.53	0.54	18.82	18.22	0.247	12.28
94	15 02 59.02	+03 40 04.0	0.16	0.09	0.08	0.23	1.09	24.25	18.30	0.218	12.10
95	15 05 39.53	+57 43 07.3	0.30	0.12	0.07	1.02	1.50	19.07	18.30	0.151	12.07
96	15 13 18.05	+24 46 55.4	0.19	0.06	0.17	0.52	0.56	19.19	18.07	0.220	12.13
97	15 22 38.09	+33 31 36.1	0.25	0.08	0.35	1.77	1.89	17.31	16.79	0.125	12.11
98	15 24 43.87	+23 40 10.4	0.20	0.07	0.18	1.30	1.48	19.31	17.94	0.139	12.04
99	15 34 57.25	+23 30 11.6	1.79	0.48	7.91	104.00	112.00	15.63	13.96	0.018	12.15
100	15 43 16.00	+14 07 31.9	0.21	0.07	0.10	0.20	1.11	19.19	18.24	0.221	12.08
101	15 43 51.94	+16 24 22.3	0.21	0.08	0.12	0.23	0.55	16.93	16.45	0.848	12.92
102	15 45 30.25	+48 46 09.0	0.09	0.07	0.11	0.28	0.45	16.43	16.32	0.400	12.46
103	16 18 49.25	+44 25 17.3	0.07	0.05	0.11	0.28	0.50	17.34	16.98	0.335	12.30
104	16 32 21.42	+15 51 45.8	0.64	0.07	0.12	1.48	1.99	19.67	18.52	0.242	12.53
105	16 42 58.82	+39 48 37.1	0.17	0.11	0.29	0.60	1.38	16.16	15.68	0.594	13.05
106	17 04 41.38	+60 44 30.6	0.07	0.07	0.13	0.30	0.70	15.60	15.43	0.372	12.46
107	20 55 19.29	+00 32 26.2	0.40	1.53	1.82	44.00	58.90	16.58	15.15	0.023	12.02
108	21 48 33.44	+11 31 47.8	0.03	0.05	0.07	0.45	1.80	19.93	18.13	5.225	13.56
109	21 52 36.55	-07 42 09.3	0.26	0.35	0.47	3.77	82.70	17.13	15.54	0.035	12.07
110	22 36 06.40	+12 18 43.8	0.20	0.38	0.53	3.57	49.10	18.57	17.25	0.071	12.49
111	22 53 02.46	+17 20 18.6	0.16	0.10	0.14	0.58	2.36	19.62	18.07	0.179	12.20
112	22 58 32.47	+07 49 40.6	0.20	0.12	0.22	0.61	1.14	18.76	18.00	0.396	12.75
113	23 08 33.95	+05 21 29.9	0.10	0.20	0.43	1.15	0.83	18.38	17.42	0.173	12.33
114	23 56 13.87	-00 32 10.0	1.51	0.14	0.12	0.24	0.59	19.19	16.90	0.189	12.04

В результате классификации выборки по типам активности были обнаружены следующие типы галактик: BL Lac - 1, QSO - 1, NLQSO - 1, S1.0 - 1, NLS1.0 - 2, S1.2 - 1, NLS1.2 - 15, S1.5 - 3, NLS1.5 - 6, S1.8 - 1, S2.0 - 5, HII - 36, LINER - 14, S1.9/LINER - 3, S1.9/HII - 3, LINER/HII - 8, NLAGN - 6, Em - 3, Abs - 3 и без возможности классификации - 1. Все объекты выборки были проверены с помощью Внегалактической базы данных NASA/IPAC (NED), и только для 44 из 114 объектов были доступны данные о типе активности. В результате выяснилось, что только 6 из 44 объектов были классифицированы правильно или полноценно. Наша классификация более надежна, так как широкие компоненты спектральных линий также учитывались.

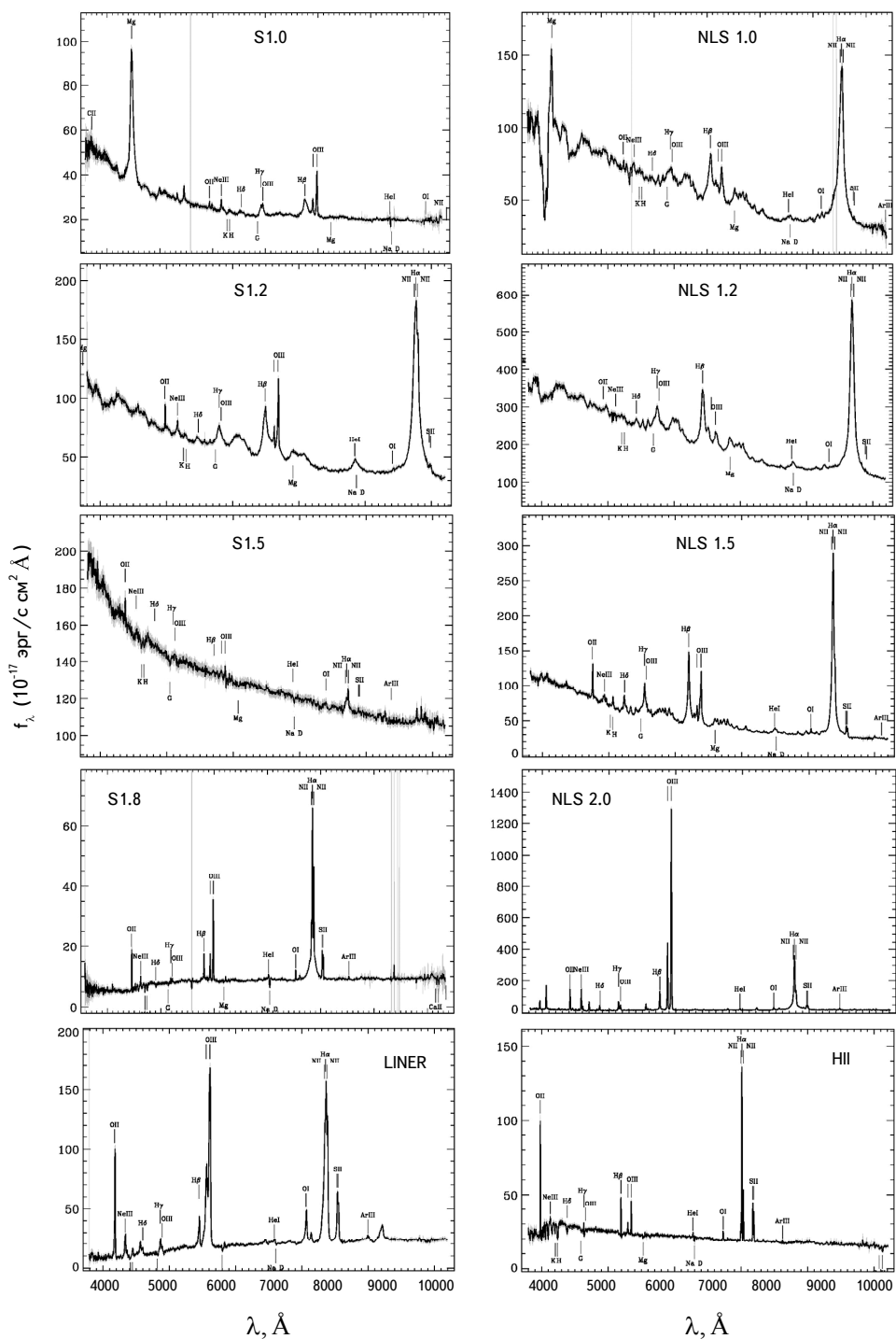


Рис.1. Типичные примеры для каждого типа активности.

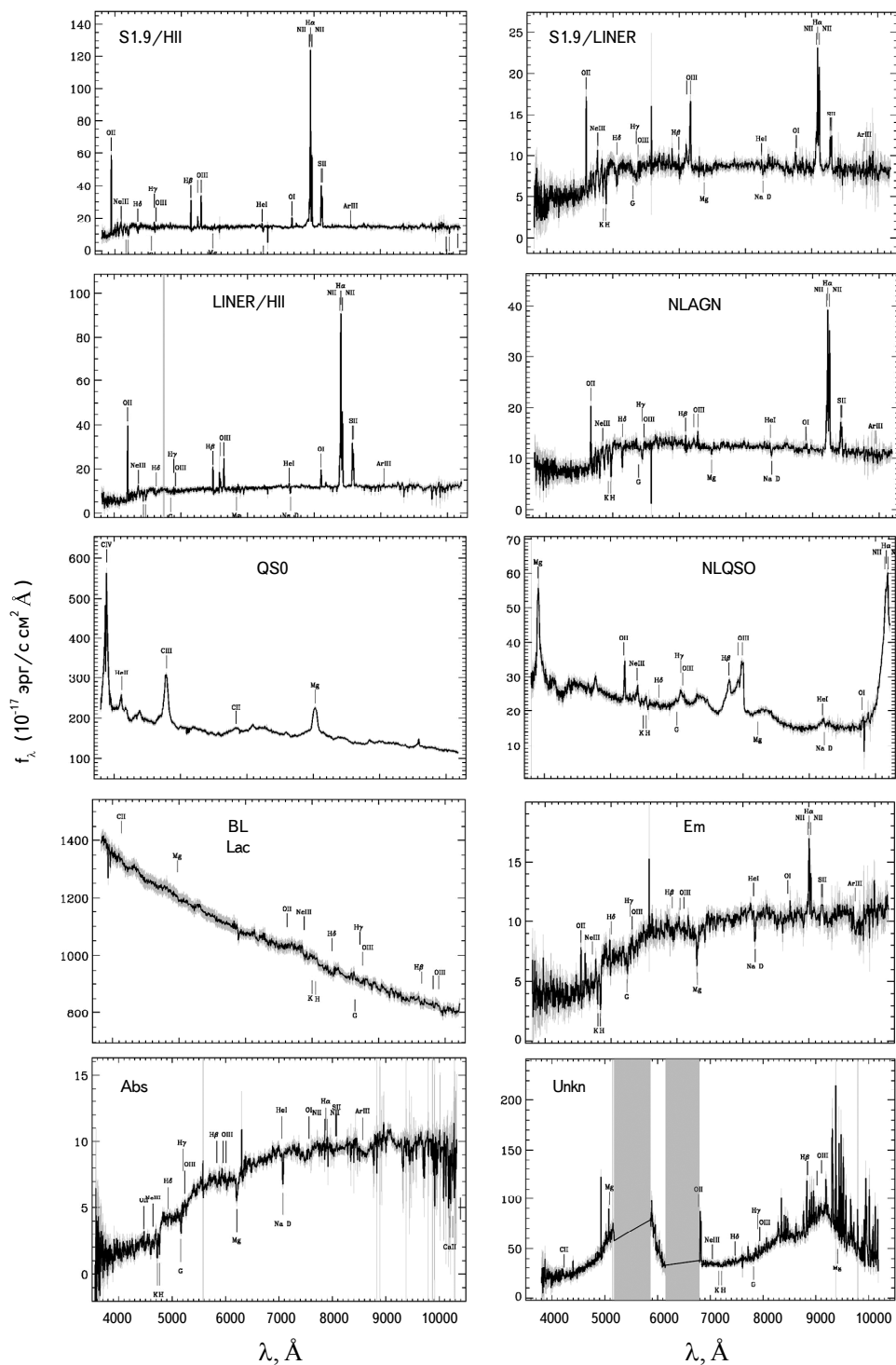


Рис.1. (Окончание).

На рис.1 приведены примеры из спектров выборки для каждого типа активности.

Следует отметить, что частота встречаемости преобладающих типов активности ИК галактик (HII, LINER, S2.0, Comp) значительно уменьшилась в нашей выборке и значительный процент составляют объекты с широкими линиями. Это объясняется высокой ИК светимостью, в этом случае появляются квазары и сейферты с широкими линиями. Наша классификация особенно важна с точки зрения обнаружения объектов с относительно узким широким компонентом спектральных линий (NLS). Такие объекты чаще всего встречаются в рентгеновских источниках. В исследовании возникает вопрос, почему ИК галактики с высокой светимостью своими свойствами подобны галактикам, обнаруженным в рентгеновском диапазоне.

5. *Выводы и заключение.* В результате спектральных исследований 114 ИК галактик были классифицированы 113 объектов, один объект не был классифицирован из-за плохого качества спектра. При более обобщенной классификации были получены следующие классы:

- BLL/QSO - 3 (BL Lac, QSO, NLQSO).
- BLS (Сейферты с широкими линиями) - 28 (S1.0, NLS1.0, S1.2, NLS1.2, S1.5, NLS1.5).
- NLS (Сейферты с узкими линиями) - 6 (S1.8, S2.0).
- NLAGN (AGN с узкими линиями - сейферт или лайнер) - 9 (NLGN, S1.9/LINER).
- LINER - 14.
- Comp (NLGN/HII) - 11 (S1.9/HII, LINER/HII).
- HII - 36.
- Em (линиями излучения) - 3.
- Abs (линиями поглощения) - 3.

В табл.3 приведены типы объектов, количество, средние красные смещения, средние значения SDSS $u-g$ и $g-r$ цветов и средние ИК светимости. Поскольку галактические широты $|b|$ для всех объектов превышают 30° , значения цветовых индексов приводятся без поправки за галактическое поглощение. Абсолютное большинство объектов (108 из 114) имеет красные смещения не больше 0.45 и не нуждается в k поправке. 6 значений, которые нуждаются в k поправке, на общую статистику сильно не влияют.

Из таблицы видно, что объекты краснеют от более мощных AGN в сторону менее мощных, а ИК светимость уменьшается.

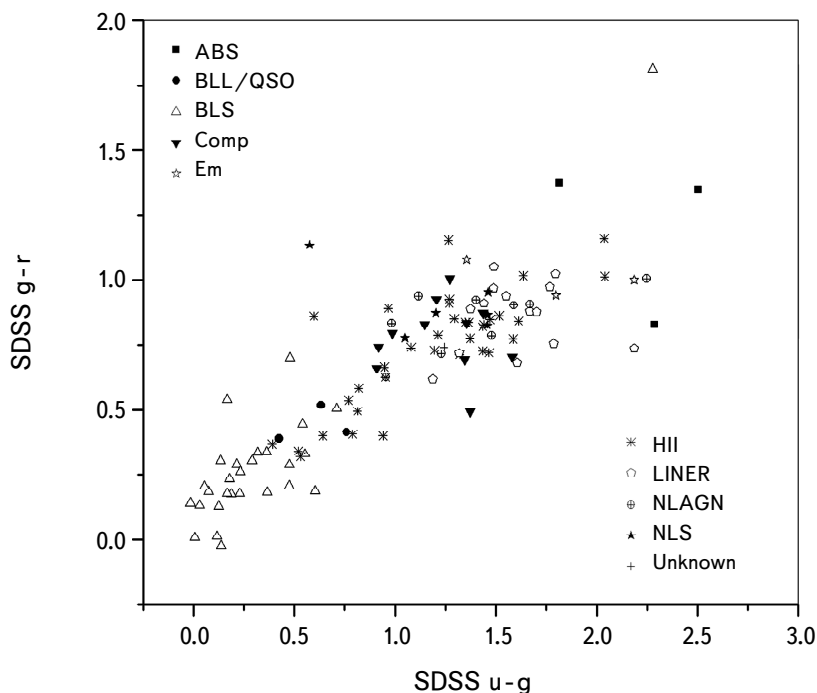
На рис.2 показаны SDSS DR14 $u-g$ и $g-r$ двухцветные диаграммы классифицированных галактик. Очевидно, что ряд свойств (такие как расстояния, ИК светимости) возрастает от более слабых AGN к более мощным, но на расстояниях также может быть наложена наблюдательная

Таблица 3

ТИПЫ ОБЪЕКТОВ, КОЛИЧЕСТВО, СРЕДНИЕ КРАСНЫЕ
СМЕЩЕНИЯ, СРЕДНИЕ ЗНАЧЕНИЯ SDSS $u-g$ И $g-r$ ЦВЕТОВ И
СРЕДНИЕ ИК СВЕТИМОСТИ

Тип активности	Количество объектов	$\bar{z}$	$\overline{u-g}$	$\overline{g-r}$	$\log(L_{\text{ИК}} / L_{\odot})$
BLL/QSO	3	0.89	0.60	0.44	13.14
BLS	28	0.30	0.34	0.31	12.37
NLS	6	0.19	1.20	0.90	12.10
NLAGN	9	0.17	1.41	0.85	12.14
LINER	14	0.16	1.60	0.86	12.12
Comp (NLAGN/HII)	11	0.19	1.23	0.78	12.21
HII	36	0.17	1.31	0.74	12.19
Em	3	1.83	1.78	1.01	12.86
Abs	3	0.19	2.20	1.18	12.07

селективность. Чем выше светимость, тем в среднем на более больших расстояниях объект может быть обнаружен. Замечается, что галактики с эмиссионными линиями своими свойствами расположены близко к объектам

Рис.2. SDSS двухцветная диаграмма $u-g/g-r$.

с высокой светимостью, что может означать, что в случае более подробной классификации в них могут быть обнаружены сейферты с широкими линиями или квазары. Анализ цветов также показывает регулярный переход от синего к красному, при уменьшении светимости объектов.

Данная выборка может послужить хорошим источником для исследований ИК галактик с высокой светимостью, а также для дальнейших более детальных исследований индивидуальных объектов.

Настоящее исследование проводилось с использованием Внегалактической базы данных NASA/IPAC (NED), поддерживаемой Лабораторией реактивного движения Калифорнийского технологического ин-та, по контракту с NASA.

Финансирование проекта SDSS IV было предоставлено Фондом Альфреда П. Слоана, Научным управлением Энергетического департамента США и институтами-участниками. SDSS выражает признательность за поддержку и ресурсы со стороны Центра высокопроизводительных вычислений в Университете Юты. Веб-сайт проекта SDSS: www.sdss.org.

Бюраканская астрофизическая обсерватория им. В.А.Амбарцумяна,
Армения, e-mail: gormick@mail.ru

SPECTRAL CLASSIFICATION OF ULIRGs FROM IRAS PSC/FSC COMBINED CATALOGUE

G.A.MIKAYELIAN, A.M.MICKAELIAN, H.V.ABRAHAMYAN,
G.M.PARONYAN, M.V.GYULZADYAN

High-luminosity IR galaxies (LIRGs, ULIRGs, and HLIRGs) are important for studies related to star-formation processes in the early Universe, as their luminosity allows to detect them at large distances. High IR indicates active star-formation and often starburst processes, which is typical to HII (starburst, SB). In many cases high IR indicates an Active Galactic Nuclei (AGN). An interesting question is whether the starburst triggers AGN or vice versa or there is no direct impact. Considering that very often such objects manifest double and multiple structure, it is also interesting to investigate the interrelationship between the SB, nuclear activity and interactions or merging. As a result of cross-correlation of the IRAS PSC/FSC Combined catalogue with SDSS DR14, 114 ULIRGs were separated and classified by the activity types. 1 BLL, 2 quasars, 29 Seyferts of types 1.0-1.8, 5 Seyferts of type 2, 14 LINERS, 36 HII, 14 objects with a

composite spectrum (Composite) were identified. Among the type 1 Seyfert galaxies there are many objects with narrow lines.

Keywords: *infrared galaxies: active galaxies: starburst galaxies: active galactic nuclei: ULIRGs*

ЛИТЕРАТУРА

1. *V.A.Ambartsumian*, Proc. 11th Solvay Conf. Physics. Ed. R.Stoops, Brussels, p.241, 1958.
2. *V.A.Ambartsumian*, Astron. J., **66**, 536, 1961.
3. *D.B.Sanders, I.F.Mirabel*, Ann. Rev. Astron. Astrophys., **34**, 749, 1996.
4. IRAS, Joint IRAS Science W.G., IRAS Catalog of Point Sources, Version 2.0, 1986.
5. *M.Moshir, G.Kopan, T.Conrow et al.*, IRAS Faint Source Catalog, v.2.0, NASA, 1990.
6. *H.V.Abrahamyan, A.M.Mickaelian, A.V.Knyazyan*, Astron. Computing, **10**, 99, 2015.
7. *A.Knyazyan, A.Mickaelian, H.Atsatryan*, Proc. Conf. Computer Science and Information Technologies, 2011.
8. *D.Ishihara, T.Onaka, H.Kataza et al.*, Astron. Astrophys., **514**, 1, 2010.
9. *I.Yamamura, S.Makiuti, N.Ikeda et al.*, AKARI/FIS All-Sky Survey BSC, Version 1.0, ISAS/JAXA, 2010.
10. *R.M.Cutri, E.L.Wright, T.Conrow et al.*, WISE All-Sky DR, IPAC/Caltech, 2013.
11. *R.M.Cutri, M.F.Skrutskie, S. Van Dyk et al.*, 2MASS All-Sky Catalog, Univ. Massachusetts and IPAC/Caltech, 2003.
12. *A.M.Mickaelian*, Astrophysics, **38**, 349, 1995.
13. *A.M.Mickaelian, L.A.Sargsyan*, Astrophysics, **47**, 213, 2004.
14. *A.M.Mickaelian, S.A.Akopian, S.K.Balaian et al.*, Astron. Lett., **24**, 635, 1998.
15. *S.K.Balaian, S.A.Akopian, A.M.Mickaelian et al.*, Astron. Lett., **27**, 284, 2001.
16. *A.M.Mickaelian, L.R.Hovhannisyan, L.A.Sargsyan*, Astrophysics, **46**, 177, 2003.
17. *A.M.Mickaelian*, Astrophysics, **47**, 361, 2004.
18. *L.A.Sargsyan, A.M.Mickaelian*, Astrophysics, **49**, 19, 2006.
19. *A.M.Mickaelian, G.S.Harutyunyan, A.Sarkissian*, Astron. Lett., **44**, 1, 2018.
20. *B.Abolfathi, D.S.Aguado, G.Aguilar et al.*, Astrophys. J. Suppl. Ser., **235**, 19, 2017.
21. *P.-A.Duc, I.F.Mirabel, J.Maza*, Astron. Astrophys. Suppl. Ser., **124**, 533, 1997.
22. *D.E.Osterbrock*, Texas Symposium on Relativistic Astrophysics, 9th, Munich, West Germany, December 14-19, 1978, Proceedings. (A80-42502 18-90) New York, New York Academy of Sciences, 22-38, 1980.
23. *H.Winkler*, Mon. Not. Roy. Astron. Soc., **257**, 677, 1992.
24. *D.E.Osterbrock, R.W.Pogge*, Astrophys. J., **297**, 166, 1985.

25. *S.Veilleux, D.E.Osterbrock*, Astrophys. J. Suppl. Ser., **63**, 295, 1987.
26. *T.M.Heckman*, A&Ap, **87**, 152, 1980.
27. *L.C.Хо, A.V.Filippenko, W.L.W.Sargent*, Proceedings of IAU Colloquium, 159, 1997.
28. *D.W.Weedman*, Vistas in Astron., **21**, 55, 1977.
29. *P.Véron, A.C.Goncalves, M.P.Véron-Cetty*, Astron. Astrophys., **319**, 52, 1997.

О ПРИРОДЕ МОЛОДЫХ ЗВЕЗД ТИПА RR LYRAE ПОЛЯ С СОЛНЕЧНОЙ МЕТАЛЛИЧНОСТЬЮ

В.А.МАРСАКОВ, М.Л.ГОЖА, В.В.КОВАЛЬ

Поступила 23 декабря 2018

Принята к печати 13 сентября 2019

По параметрам атмосфер, взятых из литературы, с помощью эволюционных треков Дартмутской базы данных определены массы ста переменных звезд типа RR Лиры (лирид) поля и проведен сравнительный анализ свойств лирид с разной металличностью. Найдено, что массы богатых металлами ($[Fe/H] > -0.5$) лирид с кинематикой тонкого диска заключены в интервале $(0.51-0.60) M_{\odot}$. Согласно современным представлениям, начальные массы таких звезд должны быть не более $(0.7-0.8) M_{\odot}$. Большое время эволюции таких маломассивных звезд входит в противоречие с заметно меньшим возрастом даже самых старых звезд подсистемы тонкого диска Галактики. Предлагается возможное объяснение природы таких, сравнительно молодых и богатых металлами переменных.

Ключевые слова: *эволюция звезд; содержания гелия в звездах; переменные типа RR Lyrae*

1. *Введение.* На необычные короткопериодические цефеиды поля (потом их переименовали в переменные типа RR Lyr), отсутствующие в шаровых скоплениях и концентрирующиеся к галактической плоскости, впервые обратил внимание 70 лет назад Кукаркин [1]. Через 10 лет Престон [2] показал, что такие лириды поля имеют высокую металличность и в окрестностях Солнца составляют примерно 25%, образуя отдельную группу. В предыдущих работах [3-5] мы на основе созданного компилятивного каталога, содержащего положения, скорости и металличности для 415 лирид поля и относительные содержания $[el/Fe]$ 12 химических элементов, в том числе четырех α -элементов (Mg, Ca, Si и Ti), для 100 лирид, исследовали связи между химическими и пространственно-кинематическими свойствами лирид поля. В частности было показано, что, несмотря на обычно декларируемый большой возраст этих переменных, среди них существуют звезды с кинематикой самой молодой подсистемы Галактики - тонкого диска, и обращено внимание на проблему существования металлических лирид с $[Fe/H] > -0.5$ и с солнечными относительными содержаниями α -элементов. Действительно, согласно теоретическим расчетам, чтобы попасть на горизонтальную ветвь, начальные массы этих звезд должны быть довольно низкими $(0.55-0.8) M_{\odot}$ [6], а такие звезды эволюционируют более 10 млрд. лет, т.е. дольше времени существования в Галактике

подсистемы тонкого диска. Более массивные металлические звезды попадают в область красного сгущения, находящуюся в стороне от полосы неустойчивости, и переменными быть не могут. Однако кинематика и химический состав этих звезд в нашем исследовании с высокой вероятностью свидетельствуют об их принадлежности именно к тонкому диску и об их более молодом возрасте. Несмотря на богатую историю их изучения, природа металлических лирид до сих пор остается непонятной. В работе [7] было предложено полуэмпирическое объяснение образования богатых металлами сравнительно молодых лирид в результате сброса значительной доли массы ($\sim 0.5 M_{\odot}$) на стадии эволюции красного гиганта. Версия не стала популярной, хотя и не была опровергнута. В работе [8] обнаружены существенные различия в кинематике оболочек богатых ($[Fe/H] > -1.0$) и бедных металлами лирид. В работах [3,4] мы предположили, что все или часть таких металлических лирид на самом деле могут также оказаться цефеидами, пульсирующими в обертонах с периодами менее суток. Такие цефеиды уже открыты в Большом и Малом Магеллановых Облаках в рамках проекта OGLE. Но при этом их массы должны быть даже выше, чем у лирид с меньшей температурой, что противоречит общей тенденции увеличения масс звезд горизонтальной ветви с уменьшением температуры (см. [8]).

Данная работа посвящена определению масс лирид поля с известными содержаниями химических элементов и параметрами атмосфер по теоретическим эволюционным трекам с целью оценки условий для попадания богатых металлами маломассивных звезд с кинематикой тонкого диска в полосу неустойчивости на горизонтальной ветви.

2. Параметры атмосфер и массы лирид. Значения эффективных температур $T_{\text{эфф}}$ и ускорений силы тяжести $\log g$ для всех 100 переменных типа RR Lyr нашего каталога получены из тех же 25 статей с 1995 по 2017гг., которые послужили нам источниками информации для нахождения содержаний химических элементов в атмосферах этих звезд в работе [3]. Ссылки на эти статьи можно найти в каталоге [9] или в электронном виде по адресу <http://vizier.u-strasbg.fr/viz-bin/VizieR?source=J/AZh/95/54>. В работе [10] подробно описаны процедура сведения искомых параметров и их ошибки, которые получились равными: $\varepsilon(T_{\text{эфф}}) = 226 \pm 15$ К и $\varepsilon(\log g) = 0.25 \pm 0.02$.

На рис.1 приведена диаграмма "эффективная температура $\log T_{\text{эфф}}$ - ускорение силы тяжести $\log g$ " для 100 лирид нашей выборки. Большими темными кружками обозначены самые богатые металлами звезды, чуть поменьше, светло-серыми - с $-0.5 > [Fe/H] > -1.0$, а маленькими серыми - самые малометаллические. Указанные выше ошибки температур и ускорений силы тяжести приводят к неопределенности найденных нами значений масс

$\varepsilon(M/M_{\odot}) \approx 0.015$. Из диаграммы можно увидеть, что действительно, подавляющая часть металлических лирид имеет в среднем более высокие значения как $\log g$, так и $\log T_{\text{эфф}}$, чем большинство менее металлических звезд. Однако налицо и большой разброс этих параметров у всех групп по металличности. Так, в отличие от данных [8], в нашей выборке появилось значительное количество малометаллических лирид с более высокими температурами, чем у металлических.

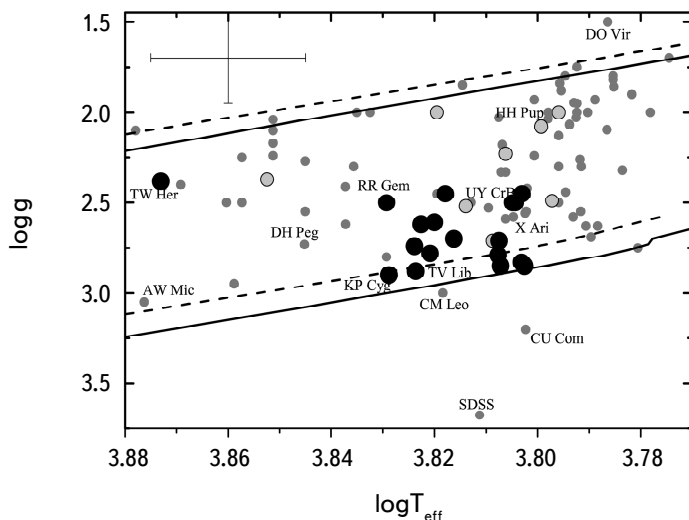


Рис.1. Связь эффективной температуры $\log T_{\text{эфф}}$ с ускорением силы тяжести $\log g$ для звезд типа RR Лyrae нашей выборки. Большими черными кружками выделены звезды с $[\text{Fe}/\text{H}] > -0.5$, чуть поменьше, светло-серыми - $-0.5 > [\text{Fe}/\text{H}] > -1.0$, а маленькими серыми самые малометаллические - $[\text{Fe}/\text{H}] < -1.0$. Проведены два теоретических эволюционных трека для солнечного химического состава с массами 0.49 и $0.54 M_{\odot}$ (сплошные линии) и для в сто раз менее металлического с характерно увеличенными относительными содержаниями α -элементов ($[\alpha/\text{Fe}] = 0.4$) с массами звезд 0.52 и $0.75 M_{\odot}$ (штриховые линии). Приведены бары средних ошибок параметров и имена лирид, которые на разных диаграммах далеко отходят от наибольшей концентрации точек.

Для определения масс лирид нашей выборки мы использовали эволюционные треки Дартмутской базы данных (см. [11]). В этих теоретических расчетах предусмотрена возможность учитывать не только общее содержание тяжелых элементов $[\text{Fe}/\text{H}]$ в звездах, но и относительные содержания в них α -элементов $[\alpha/\text{Fe}]$, при этом содержание гелия Y изменяется пропорционально металличности. Но есть еще возможность задать увеличенные содержания гелия. Поскольку эволюционные треки для дискретных масс рассчитаны по $[\text{Fe}/\text{H}]$ с шагом 0.5 dex , а по $[\alpha/\text{Fe}]$ с шагом 0.2 dex , то массу каждой лириды мы находили путем интерполяции между всеми этими параметрами. Для определения значения $[\alpha/\text{Fe}]$ мы усреднили относительные содержания магния, кальция, кремния и титана. При этом обилие всех

четырёх элементов известно для большинства звезд нашей выборки. В случае отсутствия информации о каком-либо из перечисленных выше элементе, среднее вычисляли по известным данным о других α -элементах. И только для звезды UY CrB, металличность которой близка к солнечной, в нашем каталоге нет содержаний α -элементов. Для поиска массы этой лириды использовалось обилие $[\alpha/\text{Fe}] = 0.0$, типичное для звезд с солнечной металличностью. Увеличение $[\alpha/\text{Fe}]$ не привело к заметному изменению полученной по трекам массы этой звезды. Результат определения масс лирид представлен в табл.1 в работе [12].

На рис.1 приведены по две теоретические изолинии одинаковых масс, но разного химического состава, ограничивающие сверху и снизу лириды нашей выборки на диаграмме. Теоретические изолинии меньших масс при любой металличности появляются в верхней части диаграммы, как правило, при более высокой температуре, тогда как изолинии больших масс не доходят до полосы неустойчивости в нижней части диаграммы и полностью лежат за пределами ее низкотемпературной границы. В итоге, у звезд горизонтальной ветви с одинаковыми параметрами атмосфер, массы у менее металличных будут больше. В сторону больших масс немного смещает и уменьшение относительных содержаний α -элементов. Из диаграммы " $\log T_{\text{эфф}} - \log g$ " можно увидеть, что разброс фундаментальных параметров атмосфер и диапазон масс у лирид с высокой металличностью значительно уже, а сами массы в среднем меньше, чем у малометаллических лирид.

3. Связь массы с металличностью и пространственно-кинематическими характеристиками лирид. Указанные в заголовке раздела связи приведены на панелях рис.2. Разными значками обозначены звезды, попавшие в разные подсистемы Галактики. Для стратификации по подсистемам мы воспользовались кинематическим критерием из работы [13], в котором по компонентам полных пространственных скоростей вычисляется вероятность принадлежности лирид подсистемам тонкого диска, толстого диска и гало (подробнее о стратификации наших лирид см. в [3]). При этом подразумевается, что компоненты пространственных скоростей звезд в каждой подсистеме подчиняются нормальным распределениям. В работе [3] мы всесторонне проанализировали зависимость относительных содержаний каждого из четырех исследуемых α -элементов от металличности у наших лирид поля, приведенных на рис.2а-г и рис.3а, б, на которых разными значками обозначена их принадлежность по кинематике разным галактическим подсистемам. На рис.2а приведена зависимость массы от металличности. Видно, что у всех лирид с $[\text{Fe}/\text{H}] > -1.0$ массы больше 0.51 , но меньше $0.60 M_{\odot}$, тогда как при меньшей металличности верхний предел масс резко возрастает, а нижний предел остается

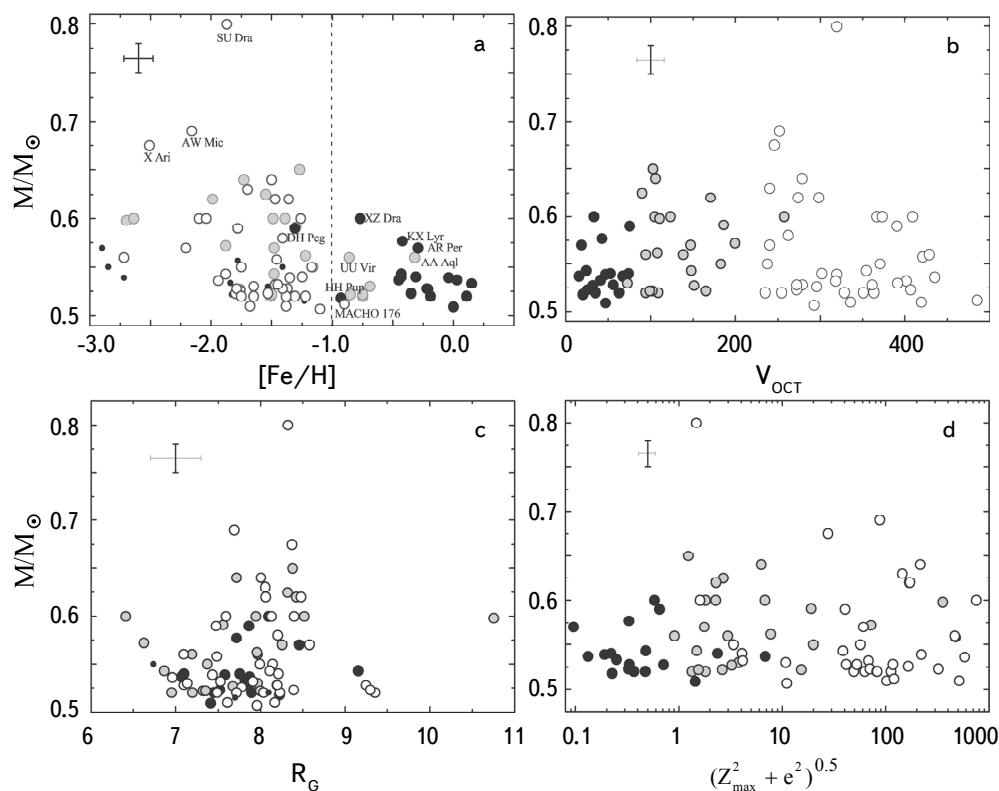


Рис.2. Зависимость массы лирид нашей выборки от металличности (а), полной остаточной скорости (б), удаления от галактического центра (с) и орбитального параметра $(Z_{\max}^2 + 4e^2)^{1/2}$ (д). Темными большими кружками обозначены лириды, принадлежащие по кинематическому критерию тонкому диску, серыми - толстому диску, светлыми - гало; маленькими темными кружками обозначены нестратифицированные лириды. Вертикальная штриховая линия проведена через $[\text{Fe}/\text{H}] = -1.0$.

постоянным. Причем такая закономерность никак не связана с принадлежностью звезды по кинематике к той или иной подсистеме. Она связана с металличностью: все металличные лириды, принадлежащие и к толстому диску и гало, имеют малые массы. Напомним, что при переходе через пограничное значение $[\text{Fe}/\text{H}] = -1.0$ происходит скачкообразное увеличение разброса удалений от галактической плоскости, а также увеличение дисперсии пространственных скоростей у наших лирид (см. рис.1б, д, е в [3]). Такое поведение дисперсии скоростей спровоцировало традиционное использование разделения лирид этим значением металличности по принадлежности к подсистемам толстого диска и гало, несмотря на то, что именно кинематика определяет пространственное распределение звезд в подсистемах. Тем не менее, мы полагаем, что скачок масс коррелирует со скачком скорости только из-за того, что оба параметра

связаны через металличность, но физически масса от скорости не зависит. Заметим, что и шаровые звездные скопления также обнаруживают резкое различие пространственно-кинематических свойств при переходе через то же значение металличности (см., например, [14]).

В работе [12] мы продемонстрировали, что связи полученных масс лирид с другими параметрами звездных атмосфер естественно объясняются заложенными в теоретические расчеты формулами и никак не выявляют каких-либо явно выделенных групп звезд. Не обнаружилось явной связи и масс лирид на рис.2а с принадлежностью разным подсистемам Галактики. Возможно, зависимость масс от кинематики и положений выявится внутри подсистем. Для этого рассмотрим связи масс лирид с полной остаточной скоростью (рис.2b), удаленностью от галактического центра (рис.2c) и от орбитального параметра $(Z_{max}^2 + 4e^2)^{1/2}$ (рис.2d), предложенного в работе [15]. Здесь e - эксцентриситет галактической орбиты, а Z_{max} - максимальное удаление точек орбиты от галактической плоскости в килопарсеках. Предварительно, по имеющимся скоростям и положениям, были вычислены элементы галактических орбит лирид по многокомпонентной модели Галактики. Модель состоит из центральной части, включающей две сферические компоненты с общей массой $1.9 \cdot 10^{10} M_{\odot}$, диска, состоящего из трех потенциалов Миямото-Нагаи и трех слагаемых потенциала Миямото-Нагаи для имитации тонкого слоя газа в диске (подробнее см. в [16]).

На рис.2b видна стратификация Галактики по остаточным скоростям на тонкий диск ($V_{ост} < 85$ км/с), толстый диск ($85 \text{ км/с} < V_{ост} < 220$ км/с) и гало ($V_{ост} > 220$ км/с). Одновременно можно увидеть, что внутри подсистем корреляция массы со скоростью не наблюдается. Налицо лишь небольшое скачкообразное увеличение массы при переходе от тонкого к толстому диску. Но это, как следует из рис.2а, следствие зависимости массы от металличности. Можно отметить увеличение массы во всех подсистемах с удалением от галактического центра в диапазоне $7 < R_G < 9$ кпк на рис.2с. Причем мы видим, что существуют кинематически очень "молодые" лириды, у которых остаточные скорости практически равны солнечной. Еще более наглядно проявляется увеличение массы с ростом орбитального параметра на рис.2d. По-видимому, все же именно металличность, как внутренний параметр, является причиной ограничения сверху величины массы лириды, поскольку кинематика влияет лишь на положение звезды.

4. Обсуждение. Таким образом, в работе показано, что практически все найденные в литературе величины эффективных температур $T_{эфф}$ и ускорений силы тяжести $\log g$ для переменных типа RR Лиры поля попадают по обоим параметрам атмосфер в полосу неустойчивости соответствующих теоретических

эволюционных треков звезд горизонтальной ветви, что позволяет найти их массы. Мы полагаем это одним из свидетельств корректности определенных параметров их атмосфер. Установлено, что нижние пределы масс богатых и бедных металлами лирид совпадают и равны примерно половине солнечной массы. Зато верхний предел масс монотонно уменьшается с увеличением металличности. Причем малометаллические лириды с малой массой принадлежат в основном подсистеме гало и в меньшей степени толстому диску, т.е. это очень старые звезды, и с ними проблем нет. Тогда как при традиционном предположении, что потеря массы звездой на стадии красного гиганта и последующей гелиевой вспышки порядка $(0.1-0.2) M_{\odot}$ (см. [7] и ссылки в ней), начальные массы большинства металличных звезд получаются слишком малыми, чтобы достичь горизонтальной ветви за время меньше времени существования подсистемы тонкого диска. Анализ содержаний химических элементов в близких звездах показывает, что и в толстом диске имеются старые звезды с солнечной металличностью и низким относительным содержанием α -элементов, но с возрастом более 10 млрд. лет (см., например, [17]). Однако лириды с солнечным химическим составом демонстрируют еще и очень "молодую" кинематику, что не характерно для звезд этой подсистемы, а свойственно только для тонкого диска. Если предположить, что это более массивные звезды - цефеиды - пульсируют в обертоне, т.е. с более коротким периодом, то тогда они должны были бы демонстрировать и систематически более низкие значения ускорения силы тяжести и более низкие температуры, типичные для цефеид. Но такого мы не наблюдали. Подтверждают это предположение и результаты недавно вышедшей работы [24], где исследованы те же 400 лирид поля, что и в используемом нами исходном каталоге [25], но уже на основе параллаксов из GAIA DR2. В итоге было показано, что светимость у лирид поля в среднем уменьшается с ростом $[Fe/H]$. Причем среди металличных лирид ни одна не достигает даже средней светимости, характерной для менее металличных переменных. То есть среди них, скорее всего, нет более ярких звезд, которых можно классифицировать как цефеиды, пульсирующие в высоких обертонах (см. рис.20 из [24]).

Можно предположить и другое их происхождение. Действительно, по близким звездам с кинематикой тонкого диска обнаружено, что уже на самых начальных этапах формирования тонкого диска в нем появилось небольшое количество звезд с солнечным химическим составом (см. рис.8 в [18]). Это так называемые старые металличные звезды, которые, как полагают, родились близко к галактическому центру и мигрировали оттуда в результате возмущающего действия асимметричных гравитационных компонентов, таких как центральный бар или спиральные волны плотности ([19]). Согласно Дартмутским эволюционным трекам, уже звезда с первоначальной массой $1.05 M_{\odot}$ и с

солнечным химическим составом достигнет горизонтальной ветви через ~ 10 млрд. лет, что соответствует обычно принимаемому возрасту тонкого диска. Чтобы попасть в полосу неустойчивости на горизонтальной ветви, такие массивные звезды должны на стадии красного гиганта потерять примерно половину своей массы, как это и предполагали авторы работы [7].

Кроме того, можно еще уменьшить начальную массу звезды, предположив, что начальное содержание гелия в предшественниках металлических лирид было выше. Действительно, согласно Дартмутским теоретическим расчетам, звезда даже с массой $0.8 M_{\odot}$ и начальным содержанием гелия $Y=0.4$ дойдет до горизонтальной ветви за ~ 9.3 млрд. лет. Чтобы попасть в полосу неустойчивости, такие звезды в момент гелиевой вспышки должны потерять хотя значительную долю своей массы $(0.2-0.3) M_{\odot}$, но такая потеря уже не представляется нереальной [20]. Звезды с повышенным содержанием гелия уже обнаружены в балдже. Так, в недавней работе [21] авторы оценили содержание гелия в звездах типа RRab по огромной выборке лирид из OGLE IV [22] с помощью метода, основанного на том, что согласно модели нелинейных конвективных пульсаций, минимальный период в фундаментальной моде RRab сильно зависит от содержания в них гелия. В частности, в работе был сделан вывод, что авторы "... не могут исключить наличия в балдже небольшой фракции переобогащенных гелием RRab, подобной обнаруженной среди гигантов красного сгущения балджа со средними $Y=0.28-0.35$ " [23]. Для проверки последнего предположения желательно оценить содержания гелия в богатых химическими элементами группы железа переменных типа RR Лиры поля, находящихся в настоящее время в окрестностях Солнца.

Однако мы не можем исключить также и ситуацию, когда рожденные в балдже на ранних этапах формирования Галактики маломассивные звезды с солнечным химическим составом мигрировали в околосолнечные окрестности таким образом, что оказались с низкими скоростями относительно локального центра покоя. В течение длительного времени миграции они успели стать лиридами.

Авторы благодарят Л.В.Шпигель за вычисление элементов галактических орбит для наших лирид поля. М.В.А. и Г.М.Л. благодарят за поддержку Минобрнауки РФ (госзадание №3.5602.2017/БЧ), а К.В.В. благодарит за поддержку Минобрнауки РФ (госзадание № 3.858.2017/4.6).

Южный федеральный университет, Ростов-на-Дону, Россия
e-mail: marsakov@sfedu.ru

ON THE NATURE OF YOUNG FIELD RR LYRAE STARS WITH SOLAR METALLICITY

V.A.MARSAKOV, M.L.GOZHA, V.V.KOVAL'

Based on atmospheric parameters compiled from the literature, the masses of 100 field RR Lyrae variable stars were determined using evolutionary tracks of the Dartmouth database and a comparative analysis of the properties of Lirids with different metallicities was carried out. It was found that the masses of metal-rich ($[\text{Fe}/\text{H}] > -0.5$) Lirids with thin disk kinematics are enclosed in the interval $(0.51-0.60) M_{\odot}$. According to modern concepts, the initial masses of such stars should be no more than $(0.7-0.8) M_{\odot}$. The long time of evolution of such low-mass stars comes into conflict with a noticeably lower age of even the oldest stars of the thin disk subsystem of the Galaxy. A possible explanation of the nature of such relatively young and metal-rich variables is proposed.

Keywords: *evolution of stars: helium abundances: RR Lyrae variable stars*

ЛИТЕРАТУРА

1. Б.В.Кукаркин, Исследование строения и развития звездных систем на основе изучения переменных звезд. М.-Л., Государственное издательство технико-теоретической литературы, с.191, 1949.
2. G.Preston, *Astrophys. J.*, **130**, 507, 1959.
3. В.А.Марсаков, М.Л.Гожа, В.В.Коваль, *Астрон. ж.*, **95**, 54, 2018, (*Astron. Rep.*, **62**, 50, 2018).
4. В.А.Марсаков, М.Л.Гожа, В.В.Коваль и др., *Астрофизика*, **61**, 191, 2018, (*Astrophysics*, **61**, 171, 2018).
5. М.Л.Гожа, В.А.Марсаков, В.В.Коваль, *Астрофизика*, **61**, 55, 2018, (*Astrophysics*, **61**, 41, 2018).
6. M.Marconi, G.Coppola, G.Bono et al., *Astrophys. J.*, **808**, 5, 2015.
7. R.E.Taam, R.P.Kraft, N.Suntzeff, *Astrophys. J.*, **207**, 201, 1976.
8. M.Chadid, C.Snedden, G.W.Preston, *Astrophys. J.*, **835**, 187, 2017.
9. V.A.Marsakov, M.L.Gozha, V.V.Koval, *Astron. Rep.*, **62**, 1095, 2018.
10. М.Л.Гожа, В.А.Марсаков, В.В.Коваль, *Астрофизика*, **62**, 415, 2019, (*Astrophysics*, **62**, 369, 2019).
11. A.Dotter, B.Chaboyer, D.Jevremovic et al., *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, **178**, 89, 2008. <http://stellar.dartmouth.edu/models/index.html>

12. *В.А.Марсаков, М.Л.Гожа, В.В.Коваль*, Астрон. ж., **96**, 219, 2019, (Astron. Rep., **63**, 2003, 2019).
13. *T.Bensby, S.Feldzing, I.Lungstrem*, Astron. Astrophys., **410**, 527, 2003.
14. *Т.В.Боркова, В.А.Марсаков*, Астрон. ж., **77**, 750, 2000.
15. *R.G.Gratton, E.Carretta, R.Claudi et al.*, Astron. Astrophys., **404**, 187, 2003.
16. *В.А.Марсаков, М.Л.Гожа, В.В.Коваль и др.*, Астрон. ж., **93**, 49, 2016, (Astron. Rep., **60**, 43, 2016).
17. *В.А.Марсаков, Т.В.Боркова*, Письма в Астрон. ж., **31**, 577, 2005.
18. *В.А.Марсаков, Т.В.Боркова*, Письма в Астрон. ж., **32**, 545, 2006.
19. *R.Schonrich, J.Binney*, Mon. Not. Roy. Astron. Soc., **396**, 203, 2009.
20. *X.Fu, A.Bressan, P.Marigo et al.*, Mon. Not. Roy. Astron. Soc., **476**, 496, 2018.
21. *M.Marconi, D.Minniti*, Astrophys. J., **853**, 20, 2018.
22. *P.Pietrukowicz, S.Kozowski, J.Skowron et al.*, Astrophys. J., **811**, 113, 2015.
23. *Y.-W.Lee, S.Jang*, Astrophys. J., **833**, 236, 2016.
24. *T.Muraveva, H.E.Delgado, G.Clementini et al.*, Mon. Not. Roy. Astron. Soc., **481**, 1195, 2018.
25. *A.K.Dambis, L.N.Berdnikov, A.Y.Kniazev et al.*, Mon. Not. Roy. Astron. Soc., **435**, 3206, 2013.

МАССЫ И МЕТАЛЛИЧНОСТЬ ОБОЛОЧЕК НОВЫХ С УГЛЕРОДНО-КИСЛОРОДНЫМ (CO) И КИСЛОРОДНО- НЕОНОВО-МАГНИЕВЫМ БЕЛЫМ КАРЛИКОМ (ONeMg)

Т.Н.ТАРАСОВА

Поступила 4 апреля 2019

Принята к печати 13 сентября 2019

Исследованы наблюдаемые массы (62 звезды) и металличности (38 звезд) сброшенных оболочек у новых с CO и ONeMg белыми карликами. Проведено сравнение наблюдаемых масс и металличностей с теоретической зависимостью массы и металличности оболочки от параметра t_3 , характеризующего скорость падения блеска. Наблюдаемые массы и металличности оболочек новых не показали зависимости от параметра t_3 , подобно той, которая получена из теоретических вычислений. Массы оболочек для определенных масс белого карлика, в своем подавляющем большинстве, на порядок величины и более превышают теоретические, и находятся в пределах от $7 \times 10^{-6} M_{\odot}$ до $6 \times 10^{-4} M_{\odot}$. Металличности новых с CO и ONeMg белыми карликами заметно не различаются и заключены в одних и тех же границах от 0.04 до 0.5.

Ключевые слова: *двойные звезды: новые звезды: массы и металличность оболочек новых*

1. *Введение.* К классическим новым звездам относятся двойные системы, состоящие из белого карлика и звезды Главной последовательности. В результате аккреции от холодного компонента на поверхности белого карлика накапливается вещество, образующее водородную оболочку. Поскольку вещество белого карлика находится в вырожденном состоянии, то повышение температуры по мере накопления вещества в оболочке не вызывает ее расширения. Поэтому температура продолжает повышаться. При достижении некоторой критической температуры у основания оболочки вырождение "снимается", происходит термоядерный взрыв и, как следствие, - сброс оболочки. В оптическом диапазоне мы наблюдаем вспышку. При этом блеск звезды увеличивается более чем на 9 зв. величин.

Основные параметры вспышки новой, такие как светимость, масса и содержание химических элементов в сброшенной оболочке, определяются свойствами двойной системы: массой, температурой, химическим составом белого карлика, а также темпом аккреции на него от звезды донора. Теоретические расчеты показывают достаточно простую зависимость между массой оболочки и массой белого карлика. В частности, самые большие массы

оболочек должны наблюдаться у новых с самой малой массой белого карлика и с самым низким темпом аккреции. Самые малые массы – у новых с массой белого карлика близкой к пределу Чандрасекара и при достаточно высоком темпе аккреции [1]. Однако значения масс оболочек для новых, полученные из наблюдений, отличаются от теоретических более чем на порядок величины, а для новых с массивным белым карликом, иногда, – на несколько порядков. Причина такого несовпадения между теоретическими расчетами и значениями, полученными из наблюдений, до сих пор не понята.

В теоретических расчетах существует возможность увеличения массы оболочки, но в том случае, если предположить, что за счет перемешивания в водородную оболочку от белого карлика поступают тяжелые элементы. В таком случае увеличивается непрозрачность вещества в оболочке, и как следствие, задерживается поступление энергии от внутренних слоев оболочки. В результате для достижения температуры загорания термоядерных реакций в теоретических расчетах необходимо увеличить массу аккрецирующего вещества.

С другой стороны, различие может быть связано с точностью определения массы оболочки из наблюдений. В частности, масса оболочки может быть завышена из-за того, что неправильно или неточно оценена степень ее заполняемости веществом, т.е. насколько точно определен так называемый коэффициент заполнения. Несмотря на то, что существуют достаточно корректные методы определения этого коэффициента, оценки разных авторов могут различаться более чем на порядок величины. Согласно оценкам значение коэффициента заполнения находится в пределах от 1 до 10^{-5} . Кроме того, при вычислении массы чаще всего рассматривается сферическая оболочка, что не всегда соответствует действительности. Однако, несмотря на все попытки сопоставить теоретические и наблюдаемые значения масс оболочек, все же на сегодняшний день нет удовлетворительных объяснений различия в массах. Поэтому, с одной стороны, необходимо усовершенствование теоретических расчетов, а с другой, – накопление и анализ наблюдаемого материала.

Соотношение теоретической и наблюдаемой металличности, другой важный параметр вспышки новой, было рассмотрено, в частности, в работе Уорнер [2]. Исходя из достаточно простых вычислений он показал, что между металличностью и скоростью падения блеска должна существовать зависимость. Однако по значениям металличности оболочек для 20-ти новых она регистрировалась неуверенно. Поскольку на сегодняшний день существенно увеличилась база данных по металличности оболочек, то интересно было рассмотреть, улучшилась ли указанная зависимость.

Таким образом, в данной работе собраны и проанализированы наиболее полные на сегодняшний день данные о массе и металличности оболочек новых. Кроме того, мы рассмотрели зависимости массы и металличности

оболочек от скорости падения блеска отдельно для новых с СО и ONeMg белыми карликами. На наш взгляд такое разделение имеет смысл, поскольку такие новые могут иметь разные свойства, т.е. различаться по химическому составу и массе оболочки, а также иметь разную структуру оболочки и, возможно, разную заполняемость веществом.

Таблица 1

СКОРОСТЬ ПАДЕНИЯ БЛЕСКА, МАССА И МЕТАЛЛИЧНОСТЬ
ОБОЛОЧЕК НОВЫХ С СО БЕЛЫМИ КАРЛИКАМИ

Звезда	t_3	Ссылка	$M_{\text{env}}, 10^{-5}$	Ссылка	Z	Ссылка
1	2	3	4	5	6	7
OS And	22	Warner, 1995	3.9	Kato, Hachisu, 2007		
	23	Strope, Schaefer, 2010	3.6	Cassatella et al., 2005		
	20	Schwarz et al., 1997				
V1425 Aql	79	Strope, Schaefer, 2010	2.5-4.2	Lyke et al., 2001	0.228	Lyke et al., 2001
	23	Kamath et al., 1997	40	Kamath et al., 1997	0.154	Архипова и др., 2002
			21-32	Mason et al., 1996		
V1494 Aql	16	Strope, Schaefer, 2010	1.8-28	Eyres et al., 2005	0.191	
	16±0.5	Kiss, Thomson, 2000	4.7-6.2	Iijima, Esenoglu, 2003		
			0.6	Kamath et al., 2005		
V1723 Aql	24.5	Тарасова, 2019	20	Weston et al., 2014		
	38.4	Nagashima et al., 2013				
T Aur	84	Strope, Schaefer, 2010			0.13	Gallagher et al., 1981
	50	Downes, Duerbeck, 2000				
V705 Cas	67	Strope, Schaefer, 2010	5.2	Cassatella et al., 2005	0.261	Архипова и др., 2000
	90	Mason et al., 1998	1	Mason et al., 1998		
V723 Cas	299	Strope, Schaefer, 2010	0.5	Iijima, 2006		
	173±5	Chochol, Pribulla, 1997	2.6-43	Evans et al., 2003		
			1.13	Heywood et al., 2005		
			3.6	Hachisu, Kato, 2004		
			1.1	Takeda et al., 2018		
V842 Cen	48	Downes, Duerbeck, 2000	3	Pacheco et al., 1989	0.36	Andrea et al., 1994
	37	Тарасова, 2019				
	121	Shafter, 1997				
IVCep	37	Warner, 1995	8.7	Pacheco, 1977	0.39	Pacheco, 1977
NCep 2014	42±1	Srivastava et al., 2015	0.5-13	Srivastava et al., 2015		
V1668Cyg	23	Warner, 1995	2	Gehrz, 1988	0.32	Stickland et al., 1981
	26	Strope, Schaefer, 2010	6	Stickland et al., 1981	0.35	Andrea et al., 1994
	30	Gehrz, 1988	5.8	Kato, Hachisu, 2007		
	25	Cassatella et al., 1979				
V1819Cyg	181	Strope, Schaefer, 2010	9	Hjellming, 1996		
	89	Downes, Duerbeck, 2000				
	87-104	Gehrz et al., 1993				
V2467Cyg	20	Strope, Schaefer, 2010	8.5	Тарасова, 2014	0.19	Тарасова, 2014
	15.1	Lynch et al., 2009				
	14.6±3.5	Poggiani, 2009				
	18	Shugarov et al., 2010				

Таблица 1 (продолжение)

1	2	3	4	5	6	7
V2468Cyg	20	Shugarov et al., 2010	1.7	Iijima, Naito, 2011	0.09	Тарасова, 2013
	13	Тарасова, 2013	5	Тарасова, 2013		
V2659Cyg	150	Тарасова, 2016	0.3-1	Raj et al., 2015	0.05	Тарасова, 2016
	230	Warner, 1995	30	Тарасова, 2016	0.077	Tylenda, 1979
HRDel			33	Malakpur, 1973		
			9	Anderson et al., 1977		
V339Del			1.1-1.5	Hartwick et al., 1978		
			10	Tylenda, 1979		
V339Del	27	Тарасова, 2019	90	Moraes, Diaz, 2009		
	18	Chochol et al., 2014	8.6	Hjellming, 1996		
DQ Her	23.5	Munari et al., 2015	7.5	Gehrz et al., 2015	0.06	Тарасова, 2016
			7	Тарасова, 2016		
DQ Her	94	Warner, 1995	2-3	Shore et al., 2016		
	100	Strope, Schaefer, 2010	0.05-0.17	Evans, 2017		
V827 Her	86	Downes, Duerbeck, 2000	5	MacDonald, 1983	0.57	Williams et al., 1978
	96	Harrison et al., 2013	0.7	Pottasch, 1959	0.57	Petitjean et al., 1990
CP Lac	53	Strope, Schaefer, 2010			0.38	Martin, 1989
	55	Gehrz et al., 1993	4.6	Hjellming, 1996	0.35	Andrea et al., 1994
GQ Mus	60	Andrea et al., 1994				
	10	Warner, 1995	3.7	Pottasch, 1959	0.14	Ferland, 1979
V2214 Oph	9	Strope, Schaefer, 2010				
	9.8	Downes, Duerbeck, 2000				
RR Pic	40	Warner, 1995	≤ 0.2	Gehrz, 1988	0.42	Hassall et al., 1990
	45	Gehrz, 1988	50	Diaz et al., 1995	0.24	Morisset, Pequignot, 1996
V445Pup	48	Whitelock, 1984	12.5 ± 1.5	Morisset, Pequignot, 1996		
	122	Hachisu, Kato, 2008	2.8	Pacheco, Codina, 1985		
V574 Pup	89	Strope, Schaefer, 2010			0.37	Andrea et al., 1994
	100	Warner, 1995				
LW Ser	92	Andrea et al., 1994				
	150	Warner, 1995	30	MacDonald, 1983	0.043	Williams, Gallagher, 1979
FH Ser	122	Strope, Schaefer, 2010	1	Pottasch, 1959	0.039	Gehrz et al., 1993
	127	Downes, Duerbeck, 2000				
V1280 Sco	136	Harrison et al., 2013				
	240	Strope, Schaefer, 2010	7-18	Kato et al., 2008		
V1186 Sco	25±2	Naik et al., 2010	0.2-1.8	Naik et al., 2010		
	27	Strope, Schaefer, 2010				
LW Ser	58	Siviero et al., 2005				
	50	Warner, 1995	2	Gehrz, 1988		
FH Ser	52	Strope, Schaefer, 2010				
	55	Gehrz, 1988				
V1186 Sco	59	Downes, Duerbeck, 2000	1.04	Hartwick, Hutchings, 1978		
	62	Gehrz, 1988	4.5	Hjellming, 1996		
V1186 Sco	34.3	Hounsell et al., 2010	4.7	Della Valle et al., 1997		
	20-40	Das et al., 2008	10	Chesneau et al., 2008		
V1186 Sco	62	Strope, Schaefer, 2010	10	Naito et al., 2013		
			6.5	Schwarz et al., 2007		

Таблица 1 (окончание)

1	2	3	4	5	6	7
V1324 Sco	70 29.5	Schwarz et al., 2007 Munari et al., 2015	1.8±0.6	Finzell et al., 2018		
V1535 Sco	19±1 21.1	Srivastava et al., 2015 Munari et al., 2017	0.05-26	Srivastava et al., 2015		
V443 Sct	60 80 39 46±9	Strope, Schaefer, 2010 Shafter, 1997 Andrea et al., 1994 Anupama et al., 1992	3.5	Anupama et al., 1992	0.06	Andrea et al., 1994
V463 Sct	25	Тарасова, 2019	2.1-5.7	Hachisu, Kato, 2004		
V496 Sct	100±5	Тарасова, 2019	6.3±0.2	Raj et al., 2012		
V5114 Sgr	21	Ederoclite et al., 2006	0.01-0.1	Ederoclite et al., 2006		
V5558 Sgr	170	Poggiani, 2010	60±15	Das et al., 2015		
V5584 Sgr	46	Raj et al., 2015	0.015	Raj et al., 2015		
V5589 Sgr	10.9±0.7 12.8±1.5	Thompson, 2017 Weston et al., 2016	2.6	Weston et al., 2016		
V5668 Sgr	158	Тарасова, 2019	2.7-5.4	Banerjee et al., 2016		
PW Vul	147 116 126 100 140	Andrea et al., 1994 Strope, Schaefer, 2010 Downes, Duerbeck, 2000 Gehrz, 1988 Saizar et al., 1991	0.32 5.9 16 5.3 0.6	Gehrz, 1988 Cassatella et al., 2005 Schwarz et al., 1997 Saizar et al., 1991 Andrea et al., 1991	0.3 0.14	Andrea et al., 1994 Schwarz et al., 1997
NQ Vul	50 53 65	Strope, Schaefer, 2010 Downes, Duerbeck, 2000 Yamashita et al., 1977	10 10	Gehrz, 1988 Ney et al., 1978		
QV Vul	60 47 53 61	Warner, 1995 Strope, Schaefer, 2010 Downes, Duerbeck, 2000 Andrea et al., 1994	12.3	Gehrz et al., 1992	0.053	Andrea et al., 1994
N LMC	40	Schwarz et al., 1998	2.4	Cassatella et al., 2005		
1988-03a	38.4	Hearnshaw et al., 2004				
N LMC	8	Schwarz et al., 2001	30	Schwarz et al., 2001		
1991-04a			2.6	Cassatella et al., 2005		
N LMC	18	Cassatella et al., 2005	2.9	Cassatella et al., 2005		
1992-11a	13.77±1.6	Hearnshaw et al., 2004				

Для анализа мы исследовали зависимость массы и металличности оболочки от параметра t_3 и сравнили эту зависимость с теоретической, которая представлена в работе [1]. Параметр t_3 является интервалом времени, в течение которого блеск звезды падает на 3 зв. величины и таким образом характеризует скорость падения блеска. В анализе часто используют этот параметр, потому что он, помимо того что показывает интервал времени, в течение которого происходит сброс 85% массы оболочки, он еще косвенно характеризует массу белого карлика. В некоторых работах использовался другой параметр t_2 , который подобно параметру t_3 , характеризует скорость падения блеска и равен интервалу времени, в течение которого происходит падение блеска новой от

Таблица 2

**СКОРОСТЬ ПАДЕНИЯ БЛЕСКА, МАССА И МЕТАЛЛИЧНОСТЬ
ОБОЛОЧЕК НОВЫХ С ONeMg БЕЛЫМИ КАРЛИКАМИ**

Звезда	t_3	Ссылка	$M_{\text{env}}, 10^{-5}$	Ссылка	Z	Ссылка
1	2	3	4	5	6	7
V1370Aql	13	Warner, 1995	0.7	Snijders et al., 1987	0.86	Andrea et al., 1994
	28	Strope et al., 2010			0.32,	Snijders et al., 1987
	10	Gehrz, 1988			0.84,	
	21	Тарасова, 2019			0.97	
V1065Cen	26	Evans et al., 2014	16	Helton et al., 2010	0.45	Helton et al., 2010
	26	Helton et al., 2010				
V693CrA	12	Warner, 1995	2-2.7	Kato, Hachisu, 2007	0.33	Vanlandingham et al., 1997
	18	Strope et al., 2010	6.8	Vanlandingham et al., 1996	0.65	Andrea et al., 1994
	14	Vanlandingham et al., 1996			0.39	Williams, et al., 1985
CP Cru	10	Lyke et al., 2003	3.9	Lyke et al., 2003	0.07	Lyke et al., 2003
V1500Cyg	4	Strope et al., 2010	4.3-6.5	Ferland, Shields, 1978	0.3	Ferland, Shields, 1978
	3.7	Downes, Duerbeck, 2000	14	Seaquist et al., 1980	0.16	Lance et al., 1988
	6	Gehrz, 1988	1.8	Hartwick, 1978		
			0.5-80	Gehrz, 1988		
			5-15	Lance et al., 1988		
			24	Hjellming, 1996		
V1974Cyg	42	Warner, 1995	20	Vanlandingham et al., 2005	0.49	Austin et al., 1996
	37	Downes, Duerbeck, 2000	31	Hjellming, 1996	0.60	Архипова и др., 1997
	43	Strope et al., 2010	5	Austin et al., 1996	0.13	Hayward et al., 1996
			20-50	Woodward et al., 1997	0.15	Vanlandingham et al., 2005
			3.9-4.8	Kato, Hachisu, 2007	0.18	Schwarz et al., 2007
V2491Cyg	16	Strope et al., 2010	1.5	Тарасова, 2014	0.17	Тарасова, 2014
	13	Тарасова, 2014	0.53	Munari et al., 2011	0.14	Munari et al., 2011
	16.8	Takei et al., 2011				
KT Eri	9	Raj et al., 2013	2.4-7.4	Raj et al., 2013		
	13.6	Hounsell et al., 2010				
	14.3	Imamura, Tanabe, 2012				
V838 Her	3.2	Warner, 1995	9-64	Woodward et al., 1992	0.09	Vanlandingham et al., 1996
	4	Strope et al., 2010	18	Vanlandingham et al., 1996	0.12	Schwarz et al., 2007
	5	Woodward et al., 1992	0.73	Schwarz et al., 2007		
			10.1	Hjellming, 1996		
			0.4	Harrison, Stringfellow, 1994		
			1.3	Chandrasekhar et al., 1992		
			1-10	Lloyd et al., 1992		
V959Mon	≤ 21	Тарасова, 2014	23	Тарасова, 2014	0.13	Тарасова, 2014
			≤ 6	Shore et al., 2013	0.14	Peretz et al., 2016
			1.8	Peretz et al., 2016		
V2944 Oph	11	Тарасова, 2019	9.5-19	Srivastava et al., 2016		
CP Pup	8	Downes, Duerbeck, 2000			0.48	Warner, 1995
	8	Strope et al., 2010				
	6.5	Balman et al., 1995				
V351Pup	26	Shafter, 1997	3.1	Kato, Hachisu, 2007	0.38	Saizar et al., 1996
			0.02	Saizar et al., 1996		

Таблица 2 (окончание)

1	2	3	4	5	6	7
USco	3 3.6 7.0	Strope et al., 2010 Schaefer et al., 2011 Shafter, 1997	101	Hjellming, 1996	0.08	Andrea et al., 1994
			0.63	Wendeln et al., 2017		
			0.46	Anupama et al., 2013		
			2.3	Banerjee et al., 2010		
			0.027	Evans et al., 2001		
			0.01	Anupama, Dewangan, 2000		
			0.01	Williams et al., 1981		
			0.43	Schaefer et al., 2011		
			0.3	Diaz et al., 2010		
			0.21	Pagnotta et al., 2015		
V745 Sco	9	Banerjee et al., 2014	0.03-0.09	Ijima, 2002	0.08	Andrea et al., 1994
			0.01	Banerjee et al., 2014		
V977 Sco	8	Shafter, 1997	0.01	Drake et al., 2016	0.08	Andrea et al., 1994
V1187 Sco	17	Strope et al., 2010	10	Lynch et al., 2006	0.2	Schwarz et al., 2007
	15	Lynch et al., 2006				
V4160 Sgr	3	Strope et al., 2010	3.6	Schwarz et al., 2007		
V3890 Sgr	14	Strope et al., 2010	0.01	Harrison et al., 1993		
	14.4	Schaefer, 2010	0.03	Anupama, Sethi, 1994		
	18	Anupama, Sethi, 1994			0.02	Augusto, Diaz, 2003
	17	Kato, Hachisu, 2007				
V382 Vel	13	Strope et al., 2010	18-50	Schwarz et al., 2007		
	9	Della Valle et al., 2002	40-50	Shore et al., 2003	0.07	Shore et al., 2003
	12.3	Liller, Jones, 2000	0.65	Della Valle et al., 2002	0.074	Schwarz et al., 2007
QUVul	40	Warner, 1995	80	Taylor et al., 1987	0.1	Saizar et al., 1992
	36	Strope et al., 2010	48	Hjellming, 1996	0.41	Andrea et al., 1994
	49	Downes, Duerbeck, 2000	2-150	Saizar et al., 1992	0.44	Austin et al., 1996
	28	Andrea et al., 1994	35	Schwarz, 2002	0.07	Schwarz et al., 2007
			30	Gehrz et al., 1998		
V458 Vul			40	Shin et al., 1998		
	15	Poggiani, 2008	1.4	Tapасова, 2015	0.01	Тарасова, 2013
	21	Hounsell et al., 2016	40	Rajabi et al., 2012		
	18	Тарасова, 2008				

максимума на 2 зв. величины. Зависимость массы оболочки от параметра t_2 исследовалась ранее в работе [3], однако в ней не было разделения по типу белого карлика и не проводились сравнения с теоретическими наблюдениями. Кроме того, в нашей работе представлен более обширный материал, охватывающий более 60 звезд. Данные для массы оболочки и металличности с СО белыми карликами представлены в табл.1, а для новых с ONeMg белыми карликами в табл.2.

2. *Параметр t_3 .* Значение параметра t_3 было взято, в основном, из работ [2,4,5]. В случае, когда для одной новой известно было более одного значения параметра t_3 , мы использовали среднее значение. Кроме того, для

тех новых, у которых этот параметр был неизвестен, мы определили его, используя кривые блеска AAVSO. В некоторых случаях был известен только параметр t_2 , и кривая блеска была недоступна. В этих случаях для расчета параметра t_3 мы использовали соотношение $t_3 = 2.75t_2^{0.88}$ [2]. Значение параметра t_3 приведено во 2-й колонке табл.1 и табл.2, там же, после значения этого параметра в следующей колонке приведены неполные ссылки на источник.

Из таблиц видно, что значения параметра t_3 для новых с СО белыми карликами находятся в пределах от 8 до 240 сут., для новых с ONeMg белыми карликами - от 3 до 40 сут. Таким образом, несколько новых с СО белыми карликами имеют нехарактерные для такого типа достаточно малые значения $t_3 < 20$ сут. Это V1494 Aql ($t_3 = 16$), CP Lac ($t_3 = 9.6$), V5589 Sgr ($t_3 = 11.9$), NLMC1 1991-04a ($t_3 = 8$) и NLMC1 1992-11a ($t_3 = 15.9$), V2467 Cyg ($t_3 = 16.9$), V2468 Cyg ($t_3 = 16.5$). По-видимому, только три новые NLMC1 1991-04a, NLMC1 1992-11a и V5589 Sgr являются исключением. У V1494 Aql предполагается, что белый карлик может быть также и ONeMg. CP Lac - это новая 1936г., и для оценки массы белого карлика данных недостаточно. А у новых V2467 Cyg и V2468 Cyg более корректным может быть не среднее значение параметра t_3 , а значение равное $t_3 = 20$ сут. [6]. Новая V5589 Sgr является гибридной новой. У таких новых, чаще всего, - достаточно массивный белый карлик. Не исключено, что и новая V5589 Sgr может быть новой с ONeMg белым карликом.

Среди ONeMg, две новые V1974 Cyg и QU Vul имеют значение параметра t_3 , превышающее граничное значение $t_3 = 20 - 25$ сут. для таких новых. Однако, если тщательнее проанализировать величину параметра t_3 у этих новых, то оказывается, что она может быть близка к этому граничному значению. У V1974 Cyg мы заново проанализировали визуальную кривую блеска этой звезды, взятую из базы данных AAVSO, и обнаружили, что разброс величин параметра t_3 находится в интервале от 13 до 43 сут. Рассмотрев немногочисленные данные кривой блеска AAVSO в полосе V , мы получили величину этого параметра, равную около 20 суток. Поэтому для этой звезды был взят параметр t_3 , равный 20 суткам. Для новой QU Vul мы взяли значение параметра $t_3 = 28$ сут. [7].

3. Массы оболочек. В данной работе собраны все доступные на сегодняшний день данные о массах оболочек для 62 новых, которые приведены в третьей колонке в табл.1 для новых с СО белым карликом и для новых с ONeMg белым карликом в табл.2. В следующем столбце приведены неполные ссылки на источник.

Для некоторых новых было получено несколько значений масс оболочек разными методами и в разных спектральных областях. Некоторые методы

давали только приближенную оценку массы оболочки, иногда точность такого определения находилась в пределах одного порядка величины. Поэтому для анализа, там где это было возможно, мы использовали среднюю величину.

Опишем кратко методы, с помощью которых были получены массы оболочек. Достоверно, за редким исключением, нам неизвестно как распределено вещество в оболочке новой. Из наблюдений некоторых старых новых в случаях, где можно рассмотреть детали оболочки, можно заметить, что вещество в оболочке сосредоточено в отдельных сгустках и форма оболочки несферическая. Кроме того, есть основание считать, что оболочка, скорее всего, имеет некоторую толщину. В каждом из предлагаемых методов вычисления массы оболочки по-своему решается (или не решается) проблема распределения плотности вещества, ее толщина и геометрия. Чаще всего, принимается, что оболочка имеет сферическую форму.

Методы определения масс оболочек можно разделить по спектральному диапазону, в котором были получены данные для определения массы оболочки. Это оптический, инфракрасный, радиодиапазон, и в редких случаях - рентгеновский. Наиболее часты определения в оптическом диапазоне. Основных методов, фактически два. Один из них наиболее полно учитывает все особенности оболочки. Это метод, в котором для определения содержания химических элементов рассматриваются фотоионизационные модели. В нем в качестве параметров, в частности, используются: распределение плотности вещества вдоль радиуса, доля оболочки, заполненная веществом (коэффициент заполнения), ее внутренний и внешний радиусы. Однако во многих случаях в этих моделях рассматривалась сферическая оболочка и, не редко, коэффициент заполнения принимался равным 1.

Другой метод существенно проще. В нем предполагается, что оболочка оптически тонкая и весь водород ионизирован. Масса ионизированной оболочки определяется как произведение массы атома водорода, электронной плотности и объема оболочки, заполненного веществом. То есть $M(H^+) = N_e m_H fV$, где m_H - масса атома водорода, N_e - электронная плотность, V - объем оболочки, $V = 4\pi R^2 \delta$, где $R = vt$ - радиус оболочки, $\delta = Rv_{\text{theor}}/v$ - толщина оболочки, $v_{\text{theor}} = (3kT/m_p)^{1/2}$, m_p - масса протона, f - коэффициент заполнения оболочки. Электронная плотность вычисляется в этом методе сопоставлением наблюдаемых и теоретических отношений потоков в запрещенных линиях. Коэффициент заполнения вычисляют, в основном, сопоставляя наблюдаемую и теоретическую светимости в эмиссионных бальмеровских линиях $H\alpha$ и $H\beta$. Чаще используют линию $H\beta$, так как линия $H\alpha$ блендирована линиями запрещенного азота. В некоторых случаях учитывается толщина оболочки. Таким образом, коэффициент заполнения может быть получен из соотношения $4\pi D^2 F(H\beta) = 4\pi \alpha_{H\beta} N_e^2 fV$, где D - расстояние до новой, $F(H\beta)$ - поток в

линии $H\beta$, $\alpha_{H\beta}$ - объемный коэффициент излучения. Отсюда $f = D^2 F(H\beta) / \alpha_{H\beta} N_e^2 V$. Масса оболочки, в результате, равна $M(H^+) = 4 N_e m_H \pi R^2 f \delta$. Толщина оболочки учитывалась не во всех работах, но в тех, в которых она вычислялась [8], она составляла 0.2-0.3 радиуса оболочки. Коэффициенты заполнения были от 10^{-5} до 1.

Для получения полной массы оболочки необходимо знать содержание химических элементов или, по крайней мере, содержание гелия. Тогда полная масса равна $M_{tot} = 1/X M(H^+)$, где $M(H^+)$ - масса водородной оболочки, а X - долевое содержание водорода в оболочке новой. Если известно только содержание гелия, то полная масса оболочки $M_{tot} = (4 + 1/Y) M(H^+)$, где Y - долевое содержание гелия в оболочке новой. Основные недостатки этого метода, это предположения, что оболочка полностью ионизирована, и электронная плотность во всех частях оболочки одна и та же.

Существуют два метода определения массы оболочки в инфракрасной области [9-11]. Первый метод может быть доступен, если наблюдения проводятся с хорошим временным разрешением и есть возможность получить распределение энергии в спектре звезды в момент, когда оно начинает отличаться от распределения абсолютно черного тела. В этом случае непрозрачность оболочки будет, в основном, связана с томсоновским рассеянием. Тогда масса оболочки может быть вычислена из соотношения: $M_{env} = 2\pi v^2 t_0 k_T^{-1}$, где k_T - коэффициент непрозрачности томсоновского рассеяния, v - скорость расширения оболочки, t_0 - время в сутках от начала вспышки до окончания фазы излучения как абсолютно черного тела.

Во втором методе используется связь между электронной плотностью и некоторой "пороговой" длиной волны λ_c , у которой происходит переход от оптически толстой оболочки к оптически тонкой. Эта длина волны определяется из наблюдений. В этом случае масса оболочки равна: $M_{env} = 1.5 \times 10^{-12} f(vt)^{5/2} \lambda_c^{-1}$, где f - отношение толщины оболочки к ее радиусу, v - скорость расширения оболочки.

Из радионаблюдений масса оболочки может быть вычислена как $M_{env} = \mu m_H E / N_e$, $E = N_e^2 V$ [12], где μ - средний молекулярный вес оболочки, E - мера эмиссии. Если оболочка несферическая, то $V = \Omega R^3 / 3$, $\Omega = 4\pi \sin \phi$, Ω - телесный угол, под которым видна оболочка для наблюдателя, ϕ - угол наклона плоскости орбиты к наблюдателю.

Масса оболочки также рассчитывалась с использованием, как радио, так и оптических наблюдений [13]. Вначале определялась масса ионизированного водорода как $M(H^+) = m_H L(H\beta) / (\alpha(H\beta) n_{loc})$, где $\alpha(H\beta)$ - объемный коэффициент излучения в линии $H\beta$, n_{loc} - локальная плотность, которая характерна для ионизированной зоны и принадлежит более плотным областям. Она может быть получена из оптических наблюдений. Полная масса может быть

определена как $M(\text{tot}) = \mu_e m_H n_{\text{loc}} f V = \mu_e m_H n_{\text{rms}} f^{1/2} V$, где n_{rms} - среднеквадратичная плотность, которая вычисляется из радионаблюдений, f - коэффициент заполнения, равный отношению локальной плотности к некоторой среднеквадратичной $f = n_{\text{loc}}^2 / \langle n_{\text{rms}}^2 \rangle$.

Таким образом, несмотря на неоднородность данных по массам оболочек, нами была предпринята попытка проанализировать и сравнить эти данные с теоретическими, а также сделать некоторые предположения о причинах расхождения.

4. *Исследование корреляции между массой оболочки и параметром t_3 .* Теоретические [1] и наблюдаемые массы оболочек и соответствующие им параметра t_3 показаны на рис.1. Наблюдаемые значения представлены крупными значками. Причем новые с СО белыми карликами показаны заполненными кружками, а новые с ONeMg белыми карликами - открытыми кружками. Теоретическая зависимость массы оболочки от параметра t_3 представлены на рис.1 мелкими значками. В подписях к этому рисунку даны пояснения, для каких масс белого карлика приведены теоретические значения массы оболочки и параметра t_3 . Разброс теоретических значений масс оболочек в пределах одной и той же массы обусловлен разной температурой белого карлика и темпом аккреции. Температура белого карлика находится в пределах $10^7 < T_{\text{wd}} < 5 \times 10^7$, а темп аккреции - $10^{-12} < dM/dt < 10^{-7}$. Оси на рисунке для наглядности изображены в логарифмической шкале. Пунктирные горизонтальные линии показывают границу между быстрыми и медленными новыми, которая расположена в области 20-25 суток.

В первую очередь на себя обращает внимание, радикальное расхождение между наблюдаемыми и теоретическими массами оболочек у быстрых новых ($t_3 \leq 20 - 25$ суток), которые преимущественно являются новыми с ONeMg белыми карликами. Согласно теоретической кривой, массы быстрых новых должны быть, по крайней мере, на два порядка меньше. Заметные расхождения наблюдаются и для новых с СО белыми карликами, наблюдаемые массы оболочек у таких новых должны быть на порядок величины меньше теоретических. И только у 5 новых массы оболочек белых карликов близки к теоретическим. Это новая V1370 Aql с ONeMg белыми карликами и 4 новые V5114 Sgr, V574 Pup, V5668 Sgr, V723 Cas с СО белыми карликами. Следует отметить, что оба типа новых имеют массы оболочек, которые находятся в одних и тех же границах, от $10^{-5} M_{\odot}$ до $6 \times 10^{-4} M_{\odot}$ и только три новых имеют массы, которые не укладываются в общую картину. Среди них две повторные новые U Sco, V3890 Sgr с ONeMg белыми карликами и одна новая V5584 Sgr с СО белыми карликами показывают массы, которые меньше теоретических.

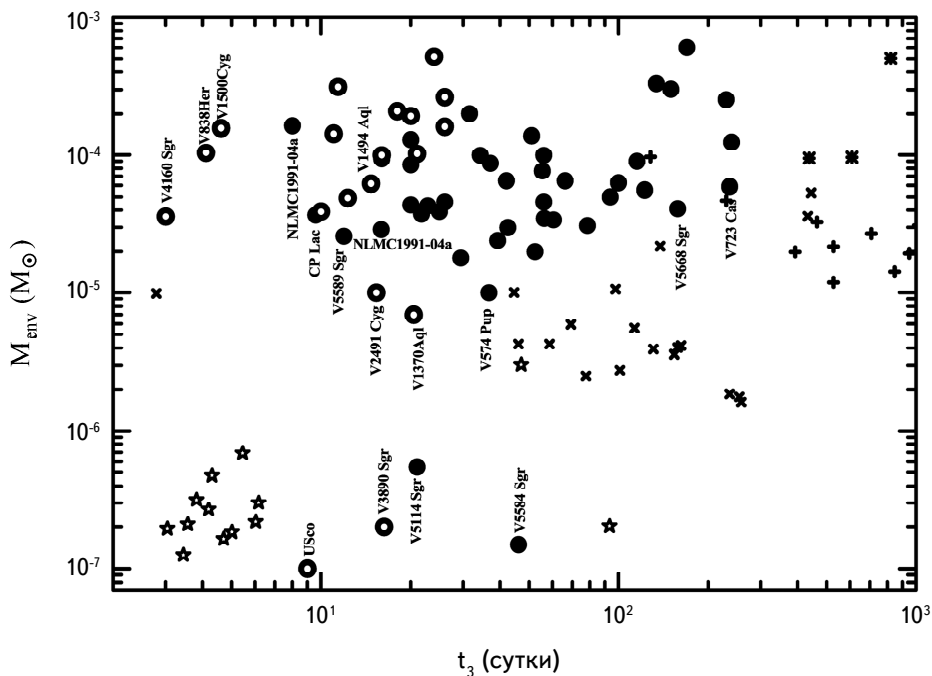


Рис.1. Сравнение теоретических [1] и наблюдаемых масс оболочек новых. Теоретические массы оболочек представлены как зависимость от параметра t_3 . Наблюдаемые значения представлены с соответствующими параметрами t_3 и обозначены крупными значками. Для новых с СО белыми карликами эта зависимость представлена заполненными кружками, для новых с ONeMg белыми карликами - открытыми кружками. Теоретическая зависимость массы оболочки от параметра t_3 представлена разными мелкими значками, которые соответствуют разным массам белого карлика: звездочками для масс белых карликов $1.4 M_{\odot}$, крестиками - для $1.25 M_{\odot}$, плюсами - для $1 M_{\odot}$.

Кроме того, обращает на себя внимание тот факт, что почти все наблюдаемые массы оболочек новых с ONeMg белыми карликами (на рис.1 они представлены открытыми кружками) находятся в области теоретических масс оболочек с предельно большими массами белых карликов в $1.4 M_{\odot}$ (на рисунке они представлены звездочками). То же самое и для новых с СО белыми карликами - наблюдаемые массы оболочек преимущественно находятся в области, где расположены теоретические массы оболочек с массами белых карликов от 1.25 (на рис.1 они представлены крестиками) до $1.4 M_{\odot}$. Однако принято считать, что массы СО белых карликов не превышают $1.2 M_{\odot}$. Возможно, причина такого противоречия, с одной стороны, в том, что неточно определено наблюдаемое значение параметра t_3 , которое вычисляется по наблюдаемой кривой блеска новой, не редко показывающей пульсации на фоне плавного падения блеска. С другой стороны, несоответствие может быть связано с тем, что в теоретических расчетах использовалась зависимость

между массой белого карлика и параметром t_3 , которая не до конца правильно отражает реальное соотношение между этими параметрами.

5. *Исследование корреляции между металличностью оболочки и параметром t_3 .* В табл.1 мы собрали все доступные на сегодняшний день данные о металличности новых с СО белыми карликами, а в табл.2 - с ONeMg белыми карликами, всего для 38 звезд. Там же, в таблицах после значений металличности в следующей колонке приведены неполные ссылки на источник. На рис.2 показана теоретическая зависимость металличности новых от параметра t_3 . Теоретические зависимости металличности от параметра t_3 взяты из работы [1]. Там же представлены наблюдаемые металличности для исследуемых новых с полученным из наблюдений параметром t_3 . Обозначения на этом рисунке такие же, как и на рис.1. Металличности новых с СО белыми карликами обозначены заполненными кружками, металличности новых с ONeMg белыми карликами - открытыми кружками. Теоретическая зависимость металличности оболочки от параметра t_3 представлена на рис.1 мелкими значками. В подписи к этому рисунку даны пояснения, для каких масс белого карлика приведены теоретические значения металличности оболочки

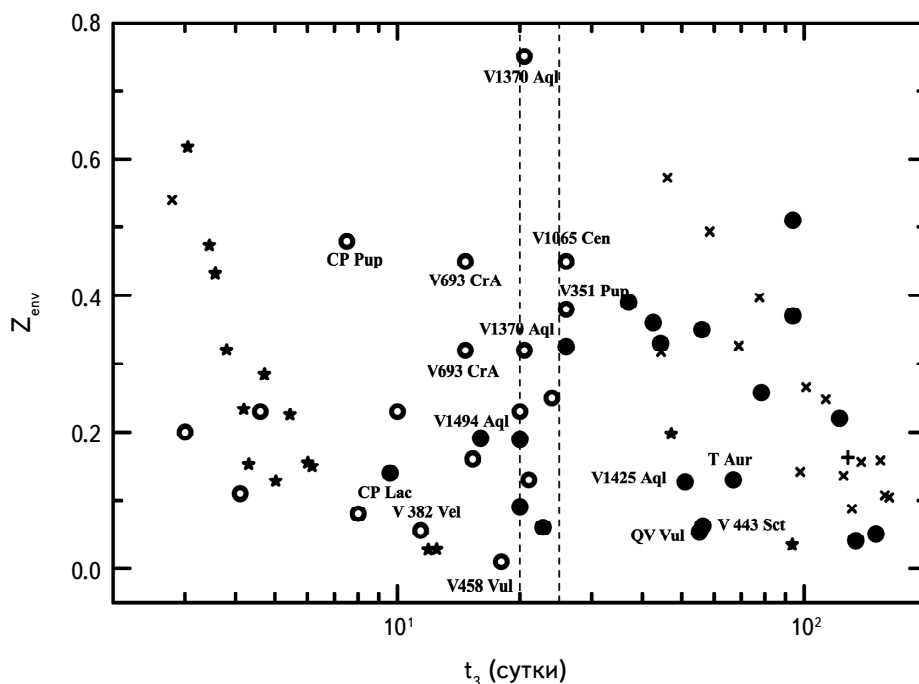


Рис.2. Сравнение теоретических [1] и наблюдаемых металличностей оболочек новых. Теоретические металличности представлены как зависимость от параметра t_3 . Наблюдаемые значения представлены с соответствующими параметрами t_3 и обозначены крупными значками. Обозначения те же, что и на рис.1.

и параметра t_3 . Разброс металличности для каждой массы белого карлика связан с разным темпом аккреции, который исходя из теоретических расчетов, находится в пределах от 10^{-12} до 10^{-6} . Ось абсцисс, показывающая изменения параметра t_3 , представлена для наглядности в логарифмической шкале. Двумя пунктирными линиями, также как и на рис.1, отмечена граница, разделяющая новые на быстрые и медленные.

Для тех новых, для которых было получено несколько оценок металличности, на рис.2 приведены средние значения. Из рисунка видно, что металличность, полученная из наблюдений, показывает достаточно большой разброс как для новых с CO, так и с ONeMg белыми карликами. Однако пределы, в которых находятся значения металличности для новых с разными типами белых карликов, практически одни и те же, от 0.04 до 0.5. Несколько звезд не попадают в эти границы. Прежде всего, это новая V1370 Aql с ONeMg белым карликом. У нее средняя величина металличности в полтора раза превышает верхний предел, а максимальная 0.97 превышает его же почти в два раза. Однако следует отметить, что предельные значения для этой металличности 0.97 и 0.32 были получены в работе [14] при разных температурах и плотностях. Но наилучшим приближением по металличности автор выделил величину 0.97. Кроме того, другое значение металличности, полученное этим же автором и равное 0.84, практически совпадает с металличностью, полученной Андреа и др. [7]. Исходя из того, что все значения металличности могут быть вероятными, мы на рис.2 привели среднее значение. Другая новая с ONeMg белым карликом, которая не попадает в указанные пределы металличностей, это V458 Vul. Однако металличность этой новой, скорее всего, нами была недооценена из-за того, что в спектре отсутствовал достаточный набор спектральных линий для корректного определения температуры и плотности, а также содержания химических элементов в выброшенной оболочке.

Из рисунка также видно, что около половины новых как с CO, так и с ONeMg белыми карликами с некоторым разбросом повторяют ход теоретических зависимостей металличности от параметра t_3 . Оставшаяся половина новых попадает преимущественно на границу, разделяющую быстрые и медленные новые. На рис.2 она отмечена вертикальными пунктирными линиями и соответствует $20 \leq t_3 \leq 25$ суток. В окрестности этой границы, к сожалению, отсутствуют теоретические расчеты зависимости металличности от параметра t_3 , поэтому ничего нельзя сказать о соответствии теоретических и наблюдаемых металличностей для новых у этой границы. Наибольшее отклонение от теоретической зависимости среди новых с ONeMg белыми карликами показывают новые CP Pup, V693 CrA, V1065 Cen и V351 Pup, помимо V1370 Aql. Следует отметить, что у V1370 Aql и V693 CrA можно понизить металличность, взяв не средние значения, а значения, полученные

Снайдерс и др. [14] и Ванландигхам и др. [15] и равные 0.32. Новые положения этих новых показаны на рис.2 серыми незаполненными кружочками. Новые V1065 Cen и V351 Pup попадают на границу, разделяющую быстрые и медленные новые, где отсутствуют теоретические расчеты.

Среди новых с СО белыми карликами наибольшее отклонение от теоретической зависимости показывают QV Vul, V443 Sct, V1425 Aql, T Aur и DQ Her, за исключением новых, которые попадают на граничную полосу, разделяющую быстрые и медленные новые. CP Lac попадает в область быстрых новых. Мы причислили ее к новым с СО белыми карликами, но как уже упоминалось раньше, она является достаточно старой новой, информации об этой звезде мало, и не исключено, что она может быть новой с ONeMg белым карликом. У новых V1425 Aql, T Aur и, особенно, у QV Vul и V443 Sct металличность меньше теоретической, в отличие от новой DQ Her, у которой она больше. Однако, если у новых QV Vul, V443 Sct, V1425 Aql, T Aur взять наибольшие, а не средние значения параметра t_3 , то металличность у этих звезд, за исключением QV Vul, будет близка к теоретической зависимости. Новые положения этих новых показаны на рис.2 серыми заполненными кружочками. Кроме того, если у новой V1425 Aql взять не среднее значение металличности, а значение, полученное Лайк и др. [16], то ее металличность будет очень хорошо совпадать с ходом теоретической зависимости.

6. Выводы.

1. Используя большую выборку новых звезд как с СО, так и с ONeMg белыми карликами, мы подтвердили расхождение между наблюдаемыми и теоретическими массами оболочек новых. Явной зависимости между наблюдаемыми массами оболочки новой и параметром t_3 , подобной теоретической, также не обнаружено. В своем подавляющем большинстве наблюдаемые массы на порядок величины и более превышают теоретические для определенных масс белого карлика, и находятся в достаточно узком диапазоне от $10^{-5} M_{\odot}$ до $6 \times 10^{-4} M_{\odot}$. Однако в большинстве случаев массы оболочек новых с ONeMg белыми карликами значительно сильнее отличаются от теоретических, чем массы оболочек новых с СО белыми карликами. Мы предположили, что это связано с тем, что оболочки новых с ONeMg белыми карликами заполнены веществом значительно меньше, чем оболочки новых с СО белыми карликами, т.е. коэффициент заполнения значительно больше недооценен у новых с ONeMg белыми карликами, чем у новых с СО белыми карликами.

2. Металличности новых с СО и ONeMg белыми карликами заметно не различаются и заключены, практически, в одних и тех же пределах от 0.04 до 0.5. Явной зависимости между металличностью и скоростью падения блеска также не обнаружено, однако для около половины новых ход наблю-

даемой зависимости металличности от параметра t_3 с некоторым разбросом соответствует ходу теоретической, отдельно для новых с СО белыми карликами и отдельно с ONeMg белыми карликами. У границы $20 \leq t_3 \leq 25$ суток, разделяющей быстрые и медленные новые, и там где отсутствуют теоретические расчеты, наблюдается наибольший разброс металличностей как для новых с СО белыми карликами, так и для новых с ONeMg белыми карликами.

Крымская астрофизическая обсерватория РАН,
e-mail: taya_tarasova@mail.ru

MASSSES AND A METALLICITY (Z) OF THE NOVA ENVELOPES WITH CARBON-OXYGEN (CO) AND OXYGEN-NEON-MAGNESIUM (ONeMg) WHITE DWARF

T.N.TARASOVA

The observed masses (62 stars) and metallicities Z (38 stars) of the nova envelopes with CO and ONeMg white dwarfs are analyzed. Comparison of observed masses and metallicities of an envelope with theoretical dependence from t_3 parameter is carried out. The observed masses and metallicities of the nova envelopes did not show dependence from t_3 parameter, similar that which is obtained from theoretical calculations. The masses of envelopes for a certain mass of the white dwarf, in the overwhelming majority, more than order of magnitude exceed theoretical, and are ranging from $7 \times 10^{-6} M_{\odot}$ up to $6 \times 10^{-4} M_{\odot}$. Metallicity of the nova with CO and ONeMg white dwarfs considerably do not differ and are in the same range $Z = 0.04 - 0.5$.

Keywords: *double stars: nova stars: mass and metallicity Z of the envelope*

ЛИТЕРАТУРА

1. O.Yaron, D.Prialnik, M.M.Shara et al., Astron. J., **623**, 398, 2005.
2. B.Warner, Cataclysmic variable stars, Cambridge University Press, 1995.
3. M. Della Valle, L.Pasquini, D.Daou et al., Astron. Astrophys., **390**, 155, 2002.
4. R.J.Strope, B.E.Schaefer, A.A.Henden, Astrophys. J., **140**, 34, 2010.

5. *R.A.Downes, H.W.Duerbeck*, *Astron. J.*, **120**, 2007, 2000.
6. *J.Andrea, H.Drechsel, M.A.J.Snijders et al.*, *Publ. Astron. Soc. Pacif.*, **244**, 111, 1991.
7. *J.Andrea, H.Drechsel, S.Starrfield*, *Astron. Astrophys.*, **291**, 869, 1994.
8. *A.Ederoclite, E.Mason, M. Della Valle et al.*, *Astron. Astrophys.*, **459**, 875, 2006.
9. *R.D.Gehrz*, *Ann. Rev. Astron. Astrophys.*, **26**, 377, 1988.
10. *R.D.Gehrz, J.W.Truran, R.E.Williams et al.*, *Publ. Astron. Soc. Pacif.*, **110**, 3, 1998.
11. *R.D.Gehrz, A.Evans, L.A.Helton et al.*, *Astrophys. J.*, **812**, 132, 2015.
12. *A.R.Taylor, E.R.Seaquist, J.M.Hollis et al.*, *Astron. Astrophys.*, **183**, 38, 1987.
13. *C.M.Lance, M.L.McCall, A.K.Uomoto*, *Astrophys. J. Suppl.*, **66**, 151, 1988.
14. *M.A.J.Snijders, T.J.Batt, P.F.Roche et al.*, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, **228**, 329, 1987.
15. *K.M.Vanlandingham, S.Starrfield, S.N.Shore*, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, **290**, 87, 1997.
16. *J.E.Lyke, R.D.Gehrz, C.E.Woodward et al.*, *Astron. J.*, **122**, 3305, 2001.

ВЕКОВАЯ СТАБИЛЬНОСТЬ СТРУКТУР МАГНИТНОГО ПОЛЯ В МАГНИТНЫХ СР-ЗВЕЗДАХ

Ю.В.ГЛАГОЛЕВСКИЙ, А.Ф.НАЗАРЕНКО

Поступила 8 апреля 2019

Принята к печати 13 сентября 2019

Исследованы структуры магнитных полей звезд разного возраста. Не найдены изменения положения и ориентации магнитных диполей с возрастом. Сделан вывод об отсутствии глобальных движений внутри магнитных звезд, таких как дифференциальное вращение, меридиональная циркуляция и др. Приведены доводы в пользу предположения, что магнитные звезды вращаются твердотельно. Выводы не касаются поведения конвективных ядер.

Ключевые слова: *звезды: магнитные поля - звезды: эволюция - звезды: магнитные структуры - звезды: возрасты*

1. *Введение.* Исследование геометрии магнитных полей химически пекулярных звезд и их стабильности имеет ключевое значение в проблеме происхождения и эволюции звезд этого типа. По мере накопления наблюдательных данных изменялись и уточнялись знания о природе магнитных СР-звезд. В частности, решение проблемы вековой стабильности структур магнитного поля важно для решения проблемы магнитного динамо. Год за годом мы все больше начинаем понимать что такое магнитные химически пекулярные СР-звезды.

Пионерские работы Бэбкока [1,2] посвящены открытию первых магнитных звезд, имеющих структуры магнитного поля, подобные теоретическому магнитному диполлю.

Шварцшильд [3] и Стиббс [4] разработали теорию наклонного магнитного ротатора с магнитным диполем в центре звезды.

Бэбкок [5,6] высказывал мнение, что по виду профилей спектральных линий магнитное поле не принадлежит отдельным пятнам, как на Солнце, звезда намагничена целиком и структура поля имеет доминирующий дипольный характер, хотя присутствие мультиполей высокого порядка возможно. Он также ввел понятие наклонного магнитного ротатора.

Дейч [7-11] изучал магнитные звезды в рамках модели жесткого наклонного ротатора с диполем в центре звезды. Однако он заметил, что не все звезды имеют магнитный диполь в центре.

Бэбкок [12] обсуждает модель наклонного ротатора для магнитных звезд и утверждает, в частности, что в них не может быть дифференциального вращения, которое быстро разрушило бы наблюдаемые структуры магнитного поля. Возможно, сильное магнитное поле обеспечивает внутреннюю жесткость магнитных звезд.

Бем-Витензе [13,14] исследованы свойства центрального диполя, а также сферически-несимметричные структуры магнитных структур.

Престон [15] впервые исследовал ориентацию магнитных диполей внутри звезд. Он обнаружил наличие преимущественной ориентации магнитных диполей в плоскости экватора.

Пайпер [16] подтвердила правильность гипотезы о том, что все магнитные звезды являются наклонными ротаторами с осями диполей, наклоненными к оси вращения, и что нет никаких признаков перемещения ни магнитного поля, ни химических аномалий по поверхности, т.е. магнитная звезда ведет себя как жесткий ротатор.

Ландстрит [17] исследовал структуры магнитного поля звезд при предположении наклонного к оси вращения (на угол β) центрального диполя и смещенного диполя. Его исследование смещенных из центра диполей, также как и исследование сложных структур с помощью моделирования, оказалось важным для решения проблемы происхождения магнитных звезд.

Престон [18], на основании работы Стиббса [4], разработал простейший вариант модели наклонного ротатора с диполем, находящимся в центре звезды. На ранних этапах разными авторами было успешно выполнено много работ с применением этой модели. Престон допускал присутствие мультиполей высокого порядка, но он считал, что преобладающий компонент - дипольный.

Штифт [19,20] усовершенствовал теорию смещенного магнитного диполя, которая позволяет исследовать диполь в любой точке внутри звезды, наклоненный на любой угол к оси вращения. Смещение диполя также может быть в любом направлении. Разработанная методика позволила объяснить некоторые непонятные тогда свойства магнитных звезд.

Важнейший вывод сделал Матисс [21] о том, что не заметно, чтобы на структуры магнитных полей налагалось мелкомасштабное поле, потому что нет существенного поглощения на номинальной длине волны в центре линии, расщепленной в магнитном поле. Оказывается, что магнитное поле покрывает всю поверхность. Такое мнение целиком поддерживает аналогичное мнение Бэбкока [5,6]. Но слабые остатки мелкомасштабной фракции, по-видимому, все еще наблюдаются на магнитных звездах [22].

2. Моделирование магнитных полей. Мы посчитали достаточно обоснованными предположения разных авторов о дипольных структурах

магнитного поля химически пекулярных звезд. На основе этого предположения нами была создана программа [23-26] для моделирования крупномасштабных структур магнитного поля на основе использования фазовых зависимостей продольного $Be(\Phi)$ или среднего поверхностного $Bs(\Phi)$ магнитного поля, полученных разными авторами. Программа дает возможность подбирать положение и ориентацию виртуальных магнитных диполей внутри звезд методом последовательных приближений так, чтобы наблюдаемая и вычисленная фазовые зависимости отличались бы не более, чем на 3σ на всех фазах периода изменений магнитного поля звезд. Программа позволяет задавать любое количество диполей внутри звезд. При этом получаются все основные параметры магнитного поля - среднее поверхностное магнитное поле Bs , магнитное поле на полюсах Bp , угол наклона оси диполя к плоскости экватора α , расстояние диполя от центра звезды Δa , меркаторская карта распределения магнитного поля по поверхности, а также теоретические фазовые зависимости $Bs(\Phi)$ и $Be(\Phi)$. На основании полученных данных оказалось возможным вычислить распределение крупномасштабного магнитного поля и силовых линий в любом разрезе внутри звезды. Особенно интересны такие распределения в плоскости магнитного диполя для сложных двухдипольных и трехдипольных структур [27-29]. К настоящему времени подробно описаны 120 моделей [30-32]. Столь большое количество исследованных одинаковой методикой звезд позволяет окончательно решить проблему о дипольной (точнее полоидальной) структуре крупномасштабной фракции магнитных полей CP-звезд.

Одним из важнейших результатов моделирования является получение средних поверхностных величин магнитного поля Bs . Их использование в статистических работах предпочтительней часто применяемых средних квадратических значений $\langle Be \rangle$, которые зависят от угла наклона звезды к лучу зрения. Правильность моделей проверена по звездам, магнитное поле которых измерено по расщепленным компонентам в неполяризованном свете [21]. Уверенность в результатах подтверждается также тем, что моделирование звезд по фазовым зависимостям $Be(\Phi)$ и $Bs(\Phi)$ приводит к одинаковым параметрам. Это обстоятельство указывает не только на правильность моделирования, но и на правильность измерений. Вследствие неравномерного распределения химических элементов по поверхности, величины параметров, особенно величина магнитного поля, зависят некоторым образом от того, по каким линиям измерялось поле. При статистических исследованиях это создает некоторое рассеяние точек на зависимостях. Этого недостатка практически нет при измерениях магнитного поля по линиям водорода. Распределение магнитного поля по поверхности и внутри звезд практически не зависит от этого эффекта. Возрасты магнитных звезд в работе [32] определены по

эволюционным трекам из работы [33].

Интересно, что крупномасштабное магнитное поле центрального диполя наблюдается только у $\sim 16\%$ магнитных звезд, в остальных случаях структура поля описывается смещенным диполем или она является многодипольной. В работах [34,35] показано, что на основании результатов моделирования наблюдаемые магнитные структуры можно разделить на 4 основных типа: 1) магнитный диполь расположен в центре звезды; 2) диполь смещен из центра вдоль оси диполя; 3) диполь смещен из центра поперек силовых линий и 4) сложные структуры, описываемые двумя или тремя диполями.

Для многих звезд число измерений и точность недостаточны для выяснения типа структуры, поэтому для них задавалась (присваивалась) структура центрального диполя. Таких звезд в табл.1 27%. Надо отметить, что такое представление приводит к параметрам, достаточно близким к точным результатам и их можно использовать в статистических исследованиях. Ценность серии наших работ по исследованию структур магнитных полей состоит в том, что они выполнены единой методикой.

Таблица 1

ДОЛЯ ЗВЕЗД С РАЗНОЙ СТРУКТУРОЙ МАГНИТНОГО ПОЛЯ

Структура крупномасштабного поля	Доля звезд, %
Центральный диполь	16
Смещенный вдоль оси диполь	34
Смещенный диполь поперек оси	12
Двух- и трехдипольная структура	11
Неизвестная структура	27

3. *Вековая стабильность магнитных структур.* Среди исследованных магнитных звезд с разными структурами имеются как очень молодые с возрастом $t = 10^6$ лет, так и предельно старые объекты с $t = 10^9$ лет. Наша задача состояла в том, чтобы определить, есть ли признаки вековых изменений в структурах. Изменение структур магнитного поля со временем может указывать на то, что внутри магнитных звезд существуют движения масс, такие как меридиональная циркуляция, дифференциальное вращение, турбулентия и т.д. Из обзора, приведенного во *Введении*, видно, что уже на ранних стадиях изучения магнитных звезд возникали предположения о стабильности структур магнитных полей. Но на очень больших временах изменения могут быть заметными. Теоретически время омической диссипации магнитного поля может происходить за время $t = 10^{10} - 10^{11}$ лет, хотя макси-

мальный возраст магнитных звезд $t = 10^9$ лет. Существование магнитных звезд такого возраста с простыми структурами магнитного поля, соответствующими центральному диполю, лежащему в плоскости экватора, уже достаточно хорошо демонстрирует необычайно высокую стабильность магнитных структур звезд. Легче можно себе представить, что крупномасштабные движения вещества внутри звезд приведут простые дипольные конфигурации к сложным, но не наоборот. Тем более, что омическая диссипация, натяжение силовых линий и другие эффекты действуют в сторону упрощения структур.

В табл.2 и рис.1 отобраны данные для двух групп звезд - предельно молодых и предельно старых, имеющих структуры магнитного поля центрального диполя, ориентированного во всех случаях вблизи плоскости экватора. Температура, величина магнитного поля и возраст взяты из работы [32]. В последнем столбце L приведена ссылка на работу, в которой получена модель магнитного поля звезды, в том числе параметр α - угол наклона оси диполя

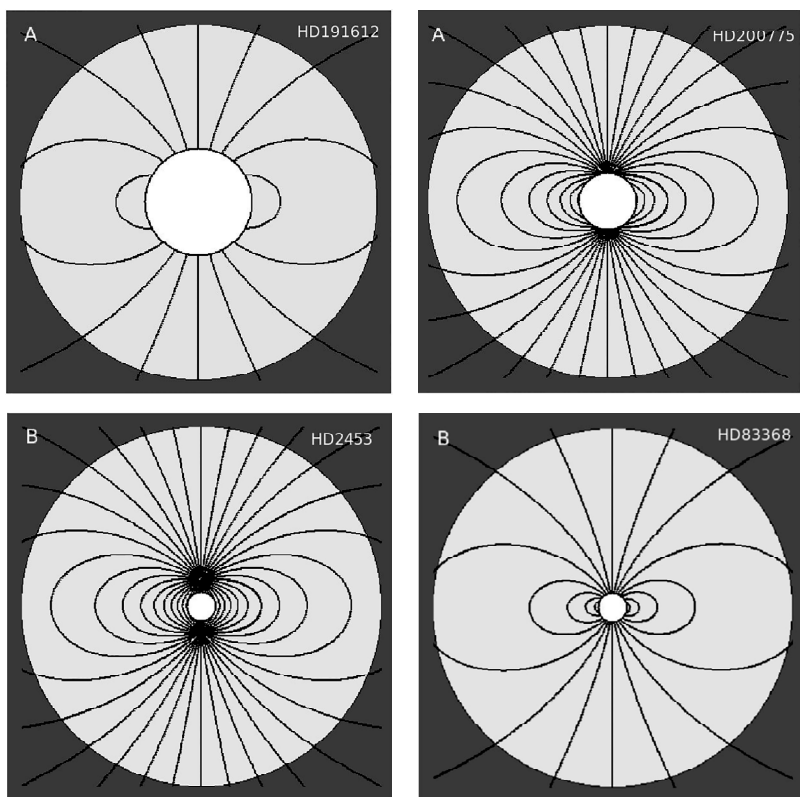


Рис.1. Схемы магнитных силовых линий в звездах с центральным диполем. А - молодые звезды (левый рисунок HD191612, правый рисунок HD200775). В - старые звезды (левый рисунок HD2453, правый рисунок HD83368).

Таблица 2

ЗВЕЗДЫ С ЦЕНТРАЛЬНЫМ ДИПОЛЕМ

HD	$T_{\text{эф}}$, K	B_s , Гс	α , град.	t , год	L
191612	35000	600	22	10^6	36
200775	17000	3951	0	10^6	37
2453	8230	3737	10	$8 \cdot 10^8$	34
83368	7770	8400	0	$8 \cdot 10^8$	38

к плоскости экватора. Пример, приведенный в табл.2, показывает, что возраст не оказывает на структуру магнитного поля никакого влияния - диполи у самых старых звезд остаются в центре звезды, угол α остается малым. Самые старые звезды примерно в 800 раз старше молодых. Если бы внутри звезд существовало перемещение масс, то вследствие замороженности магнитного поля структура его изменялась бы, в старых звездах центральный диполь не мог бы сохраниться. На рис.1 показаны внутренние структуры указанных звезд. Круги в центре показывают положение конвективного ядра, размеры его соответствуют температуре.

В табл.3 и рис.2 приведены такие же данные для звезд, у которых магнитный диполь смещен вдоль его оси. Параметр Δa показывает величину смещения диполей в единицах радиуса звезды. Из данных этой таблицы можно сделать вывод, аналогичный предыдущему. Угол α у старых звезд по-прежнему мал, величина смещения диполя Δa остается такого же порядка. Максимальное отношение возрастов отобранных звезд порядка 100.

В нашем списке звезд с диполями, смещенными поперек их оси, нет объектов с существенно разными возрастами, поэтому мы их не рассматриваем. Данные для звезд с двухдипольными структурами приведены в табл.4 и рис.3. Параметры приведены только для основного, сильного диполя. Из таблицы видно, что одинаковые конфигурации наблюдаются как среди молодых, так и среди старых объектов. В таблице мы также не замечаем признаков вековых изменений структур магнитного поля. Различия в расположении диполей есть, но они связаны с большим разнообразием конфигураций магнитного поля

Таблица 3

ЗВЕЗДЫ С ДИПОЛЕМ, СМЕЩЕННЫМ ВДОЛЬ ЕГО ОСИ

HD	$T_{\text{эф}}$, K	B_s , Гс	α , град.	Δa , R	t , год	L
64740	23840	849	16	0.20	10^7	39
101412	9500	535	13	0.13	10^7	36
55719	8720	6501	5	0.23	$6 \cdot 10^8$	40
166473	7760	7649	15	0.28	10^9	40

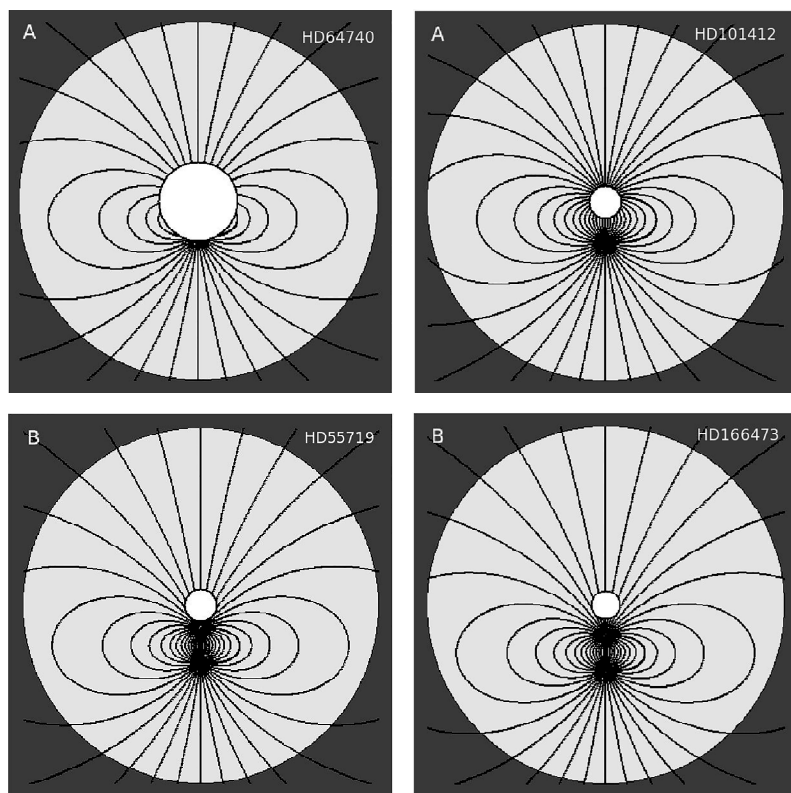


Рис.2. Схемы магнитных силовых линий в звездах со смещенными вдоль их оси диполями. А - молодые звезды (левый рисунок HD64740, правый рисунок HD101412). В - старые звезды (левый рисунок HD55719, правый рисунок HD166473).

в родительских протозвездных облаках и какой-либо зависимости от возраста нет. На основании данных, представленных в таблицах, делаем заключение, что магнитные звезды стабильны и вращаются твердотельно. Максимальное отношение возрастов звезд в табл.4 порядка 400.

Таблица 4

ЗВЕЗДЫ С ДВУМЯ ДИПОЛЯМИ

HD	T_{eff} , К	B_s , Гс	α , град.	Δa , R_s	t , год	L
35502	16060	6500	10	0.15	$2 \cdot 10^6$	38
142301	16250	6425	3	0.4	10^7	38
137909	7910	5620	5	0.18	$8 \cdot 10^8$	38
152107	8820	4100	7	<0.5	$5 \cdot 10^8$	38

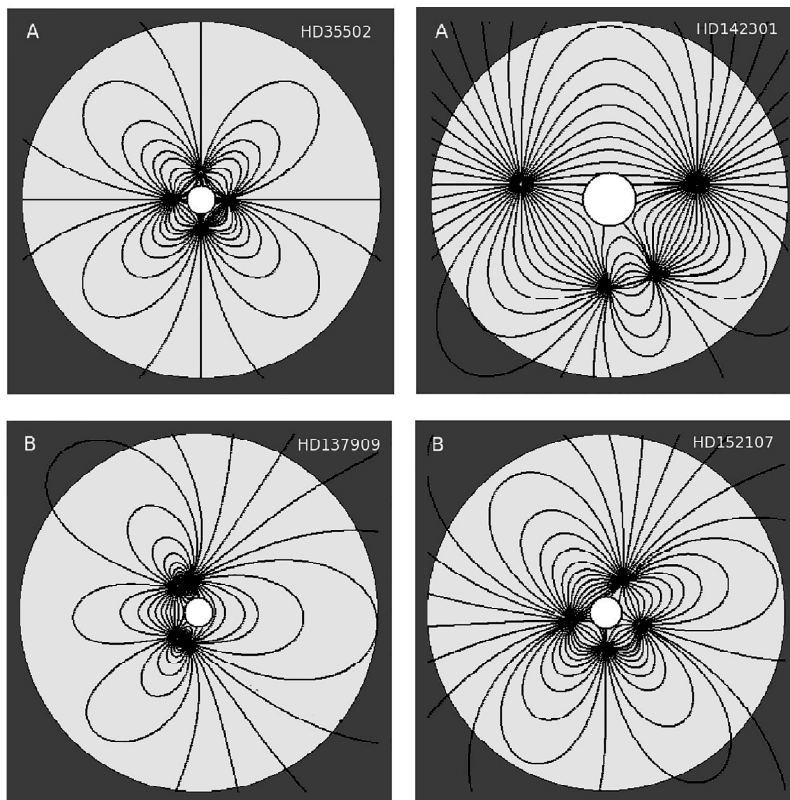


Рис.3. Схемы магнитных силовых линий в звездах с двумя диполями. А - молодые звезды (левый рисунок HD35502, правый рисунок HD142301). В - старые звезды (левый рисунок HD137909, правый рисунок HD152107).

4. *О твердотельности вращения магнитных звезд.* Есть возможность рассмотреть проблему стабильности структур по-другому. При моделировании магнитных структур мы получаем два параметра - α и Δa . Эти параметры очень чувствительны к изменениям структуры поля. Данные для построения зависимостей α и Δa от возраста взяты из работ [31,32]. На рис.4а приведены зависимости $\alpha(\log t)$ для Si+SrCrEu объектов, на рис.4б для He-r+He-w звезд. Изменений с возрастом на обоих рисунках не заметно, угловые коэффициенты прямой регрессии незначимы. На рисунках штриховой линией обозначена граница, внутри которой находятся звезды с диполями в плоскости экватора. На рис.5а, б показаны зависимости $\Delta a(\log t)$ для тех же групп звезд. На них тоже нет хода с возрастом. Из рассмотрения всех рисунков можно сделать вывод, что структуры магнитного поля с возрастом не меняются. Создается впечатление, что звезды с гелиевыми аномалиями

имеют только $\alpha = 0 - 20^\circ$, но, возможно, это возникает вследствие малой статистики. Рассмотренные примеры еще раз подтверждают постоянство структур магнитного поля в течение всей жизни магнитных звезд на Главной последовательности. Вследствие вмороженности магнитного поля, полученный вывод с очевидностью демонстрирует твердотельное вращение магнитных звезд. Этот результат позволяет окончательно отвергнуть гипотезу магнитного динамо.

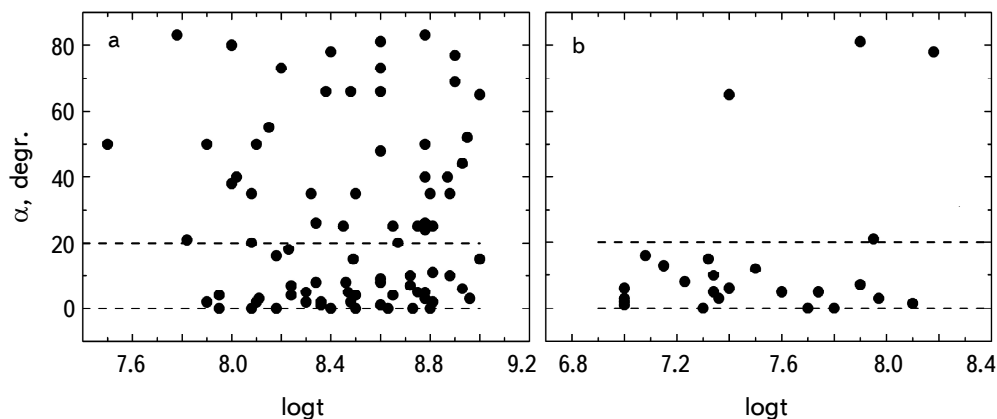


Рис.4. Изменение параметра α с возрастом. а) Изменение угла α у звезд (Si+SrCrEu)-типов, б) изменение α у звезд (He-r+He-w)-типов.

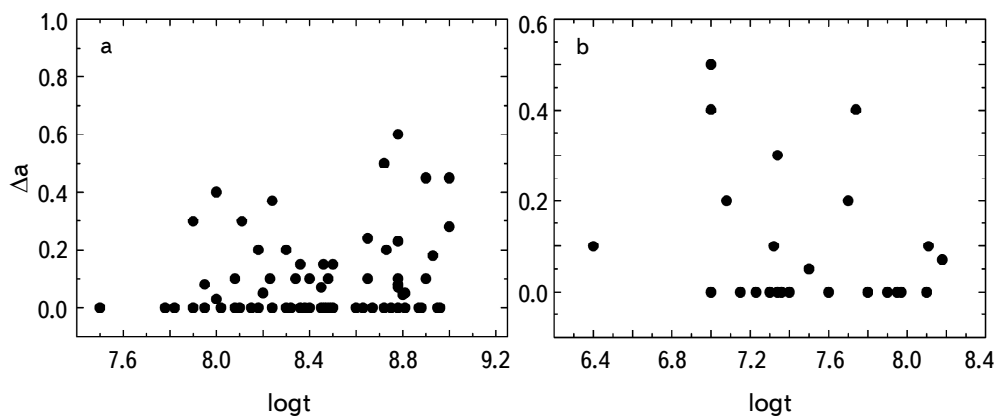


Рис.5. Изменение параметра Δa с возрастом. а) Изменение параметра Δa у звезд (Si+SrCrEu)-типа, б) изменение параметра Δa у звезд (He-r+He-w)-типа.

5. Обсуждение. На рис.1-3 показаны распределения силовых линий в плоскости экватора для всех рассмотренных звезд. Круг в центре звезд показывает положение конвективного ядра, диаметр которого зависит от температуры. Внутри этого круга полоидальное магнитное поле отсутствует. Рис.1 соответствует звездам с центральным диполем, рис.2 - это звезды с

смещенным вдоль оси диполем, рис.3 демонстрирует звезды с двойным диполем. В каждой группе левые два рисунка А относятся к молодым звездам, правые два В - к старым. При рассмотрении всех рисунков мы видим, что в каждой группе старые и молодые звезды имеют структуры с одинаковыми характерными чертами. Особенно интересны структуры с диполем в центре. Какие-либо неустойчивости внутри звезд могут симметричную конфигурацию привести к более сложной, но не наоборот. К сожалению, звезд со смещением диполя поперек оси и с трехдипольной структурой слишком мало для выявления устойчивости.

Дополнительно к сказанному напомним, что в работе [31] изучены распределения $N(\alpha)$ для долгоживущих звезд (Si+SrCrEu)-типа и коротко живущих (He-r+He-w)-типов отдельно. Оказалось, что в основных чертах оба распределения одинаковы. Они показывают преимущественную ориентацию в плоскости экватора магнитных диполей в звездах всех типов пекулярности [15,41]. Эти свойства свидетельствуют о устойчивости конфигураций магнитного поля со временем.

В табл.1 показано, что доля звезд всех возрастов с магнитным полем центрального диполя равна 16%. Очевидно, что при наличии внутри звезд каких-либо крупномасштабных движений вещества при условии замороженности магнитного поля, такие конфигурации не могли бы существовать. Это замечание, впрочем, относится и к другим конфигурациям, но пример дипольной конфигурации более впечатляет.

Предположение о твердотельном вращении магнитных звезд и отсутствии в них крупномасштабных движений масс не касается конвективного ядра. Проблема состоит только в одном: вращается ли конвективное ядро относительно стабильной части звезды. Если оно вращается с другой угловой скоростью, то в пограничном слое силовые линии навиваются в тороидальную структуру и поле усиливается. Происходит генерация тороидального поля, которое должно всплыть на поверхности. Поскольку это не наблюдается, то остается единственный вывод - ядро вращается синхронно со всей массой звезды.

После детального изучения всех имеющихся в нашем распоряжении модельных структур магнитных звезд, мы сделали окончательный вывод, что магнитные звезды вращаются твердотельно. Это подозревали также ранние исследователи. Опыт предыдущих исследований предсказывал также отсутствие всяких движений масс внутри магнитных протозвезд, как мы полагаем, вследствие их медленного вращения и частично вследствие замороженности магнитного поля. Именно отсутствие всяких движений вещества при медленном вращении внутри магнитных звезд сохраняет их магнитные конфигурации в течение всей их жизни на Главной последовательности. Можно считать, что с момента образования лучистой молодой магнитной звезды с возрастом $t=0$, крупно-

масштабная структура магнитного поля остается стабильной. Исследования звезд со сложными структурами магнитного поля показывают, что их свойства несовместимы с гипотезой тороидально-полоидальных конфигураций магнитных звезд [42].

Специальная астрофизическая обсерватория РАН,
Россия, e-mail: glagol@sao.ru

THE SECULAR STABILITY OF MAGNETIC STRUCTURES OF MAGNETIC STARS

Yu.V.GLAGOLEVSKIY, A.F.NAZARENKO

The structures of the magnetic fields of stars of different ages are investigated. No changes in the position and orientation of the magnetic dipoles with age were found. It was concluded that there are no global motions inside magnetic stars, such as differential rotation, meridional circulation, etc. Arguments were made for the assumption that magnetic stars rotate solid-state. The conclusions do not concern the behavior of convective nuclei.

Keywords: *stars: magnetic fields - stars: evolution - stars: magnetic structures - stars: ages*

ЛИТЕРАТУРА

1. *H.W.Babcock*, Publ. Astron. Soc. Pacif., **59**, 112, 1947.
2. *H.W.Babcock*, Publ. Astron. Soc. Pacif., **59**, 260, 1947.
3. *M.Schwarzschild*, Astrophys. J., **112**, 222, 1950.
4. *D.W.N.Stibbs*, Mon. Not. Roy. Astron. Soc., **110**, 395, 1950.
5. *H.W.Babcock*, Astrophys. J., **56**, 116, 1951.
6. *H.W.Babcock*, Astrophys. J., **114**, 1, 1951.
7. *A.J.Deutsch*, Astrophys. J., **105**, 283, 1947.
8. *A.J.Deutsch*, Publ. Astron. Soc. Pacif., **68**, 92, 1956.
9. *A.J.Deutsch*, Vistas in Astronomy, **2**, 1421, 1956.
10. *A.J.Deutsch*, Handbuch der Physik, **51**, 689, 1958.

11. *A.J.Deutsch*, IAU Symp. No6, 209, 1958.
12. *H.W.Babcock*, in Stellar atmospheres, Ed. J.L.Greenstein (The University of Chicago press), 1960.
13. *E.Z.Bohm-Vitenze*, Astrophys. J., **64**, 326, 1966.
14. *E.Z.Bohm-Vitenze*, in Modern Astrophysics, Ed. M.Hack (Gauthier-Villars,Paris, 1967), p.112.
15. *G.Preston*, Astrophys. J., **150**, 547, 1967.
16. *D.M.Pyper*, Astrophys. J. Suppl., **18**, 347, 1969.
17. *J.D.Landstreet*, Astrophys. J., **159**, 1001, 1970.
18. *G.Preston*, Publ. Astron. Soc. Pacif., **83**, 571, 1971.
19. *M.J.Stift*, Mon. Not. Roy. Astron. Soc., **172**, 133, 1975.
20. *M.J.Stift*, Mon. Not. Roy. Astron. Soc., **183**, 433, 1978.
21. *G.Mathys*, Astron. Astrophys. Suppl. Ser., **123**, 353, 1997.
22. *O.Kochukhov*, *S.Bagnulo*, *G.Wade*, Astron. Astrophys., **414**, 613, 2004.
23. *E.Gerth*, *Yu.V.Glagolevskij*, *G.Scholz*, in Stellar magnetic fields, Eds. Yu.V.Glagolevskij, I.I.Romanyuk, 1997, p.67.
24. *E.Gerth*, *Yu.V.Glagolevskij*, ASP Conf. №305, 2003.
25. *E.Gerth*, *Yu.V.Glagolevskij*, Bull. SAO, **56**, 25, 2003.
26. *E.Gerth*, *Yu.V.Glagolevskij*, in Magnetic stars, Ed. Yu.V.Glagolevskij, I.M.Kopylov, 2003, p.152.
27. *Yu.V.Glagolevskij*, Astrophys. Bull., **72**, 305, 2017.
28. *Yu.V.Glagolevskij*, Astrophys. Bull., **72**, 418, 2017.
29. *Yu.V.Glagolevskij*, *A.F.Nazarenko*, Astrophys. Bull., **73**, 201, 2018.
30. *Yu.V.Glagolevskij*, Astrophysics, **56**, 173, 2013.
31. *Yu.V.Glagolevskij*, Astrophysics, **59**, 321, 2016.
32. *Yu.V.Glagolevskij*, Astrophys. Bull., **74**, 72, 2019.
33. *S.Ekstrem et al.*, Astron. Astrophys., **537**, A146, 2012.
34. *Yu.V.Glagolevskij*, Astrophys. Bull., **66**, 144, 2011.
35. *Yu.V.Glagolevskij*, Astrophys. Bull., **66**, 158, 2011.
36. *Yu.V.Glagolevskij*, Astrophys. Bull., **71**, 453, 2016.
37. *Yu.V.Glagolevskij*, Astrophysics, **55**, 169, 2012.
38. *Yu.V.Glagolevskij*, Astrophys. Bull., **71**, 43, 2016.
39. *Yu.V.Glagolevskij*, Astrophys. Bull., **67**, 264, 2012.
40. *Yu.V.Glagolevskij*, Astrophys. Bull., **70**, 89, 2015.
41. *G.W.Preston*, The Magnetic and Related stars, Ed. by R.Cameron, (Mono Book Corp., Baltimore, 1967), p.3.
42. *J.Braithwaite*, *A.Nordlung*, Astron. Astrophys., **450**, 1077, 2006.

ОБ УСЛОВИЯХ ОБРАЗОВАНИЯ ЛИНИИ ГЕЛИЯ HeI 10830 Å В ДИСКОВОМ И МАГНИТОСФЕРНОМ ВЕТРАХ МОЛОДЫХ ЗВЕЗД Ae ХЕРБИГА

Т.А.ЕРМОЛАЕВА

Поступила 27 апреля 2019

Принята к печати 13 сентября 2019

Исследуются условия образования линии гелия в дисковых и магнитосферных ветрах звезд типа Ae Хербига. Для решения этой задачи используется пакет CLOUDY. Показано, что необходимая для объяснения наблюдаемых профилей типа Р Лебедя оптическая толщина газа в линии HeI 10830 Å достигается в дисковом или магнитосферном ветрах звезд Ae Хербига при $T_e \geq 10000$ К. При этом рентгеновское излучение, образующееся на поверхности и в окрестностях молодой звезды, является основным источником ионизации атомов гелия.

Ключевые слова: *молодые звезды; звезды типа Ae Хербига; дисковый ветер; магнитосферный ветер*

1. *Введение.* Квазирезонансная линия нейтрального гелия HeI 10830 Å наблюдается в спектрах многих молодых звезд малых и промежуточных масс [1-4] и является чувствительным индикатором состояния газа в эмиссионных областях. Профили этой линии часто имеют форму, свидетельствующую как об аккреции газа звездой, так и об истечении вещества из окрестности звезды. Аккреционные профили демонстрируют также и другие линии гелия, в то время как истечение вещества наблюдается только в линии λ 10830 [5]. Эта особенность объясняется метастабильностью нижнего уровня перехода $2p^3P^0 - 2s^3S$, образующего линию λ 10830. Спонтанные радиационные переходы с уровня 2^3S запрещены правилами отбора, что позволяет атомам накапливаться на метастабильном уровне, создавая большую оптическую толщину в линии λ 10830, по сравнению с другими линиями нейтрального гелия.

Существует ряд теоретических работ, посвященных моделированию условий образования линии λ 10830 в спектрах звезд типа Т Тельца [6,7]. В рамках этих исследований было показано, что оптическая толщина, необходимая для объяснения наблюдаемых профилей, может быть достигнута только при сильной ионизации гелия в ветре. Эта зависимость возникает благодаря рекомбинационному механизму заселения триплетных уровней атома гелия. Однако излучение звезды и электронные удары при относительно низких

температурах ветра ($T_e \sim 10^4$ К) не могут обеспечить достаточную степень ионизации, а, следовательно, и оптическую толщину в линии HeI 10830 Å. Поэтому необходим дополнительный источник ионизации: УФ или рентгеновское излучение.

Источниками рентгеновского излучения, наблюдаемого в спектрах звезд типа Т Тельца, могут быть: горячая корональная плазма и ударные волны, образующиеся при аккреции газа на звезду (см., например [8] и цитированную там литературу). Звезды Ae Хербига лишены конвективной оболочки и не обладают такими сильными магнитными полями, как звезды типа Т Тельца [9-11]. Поэтому возможность формирования рентгеновского излучения в их хромосферах и коронах остается под вопросом. Другим потенциально важным источником рентгеновского излучения Ae звезд Хербига являются ударные волны, образующиеся при аккреции газа на звезду.

В нашей статье исследуются условия образования линии гелия в дисковых и магнитосферных¹ ветрах звезд типа Ae Хербига. Для решения этой задачи мы используем разработанный Ферландом и др. [12] пакет CLOUDY. С помощью этого пакета рассчитан ряд моделей с различными источниками ионизации стандартного по химическому составу газа (электронный удар, ионизация рентгеновским излучением и излучением звезды). Параметры моделей выбраны с учетом условий, характерных для дискового и магнитосферных ветров. Обсуждается влияние физических условий на оптическую толщину и энергетику газа в линии HeI 10830 Å.

2. Описание модели. Истечение вещества из окрестностей молодых звезд обычно изучают с помощью моделей, в которых основные параметры ветра - температура, скорость движения и плотность газа меняются непрерывным образом. Однако есть основания предполагать, что ветер имеет стохастическую составляющую, которую можно представить, как совокупность разрывов в движущемся газе. Такой ветер представляет собой совокупность газовых сгустков (струй) и его очень трудно моделировать [13-15]. Ниже мы рассмотрим состояние газа в таких газовых структурах (блоках), выбирая их параметры таким образом, чтобы имитировать физические условия, реализующиеся в различных участках дискового и магнитосферного ветров.

Как известно, характерные пространственные масштабы излучающих областей молодых звезд порядка $10^{10} - 10^{12}$ см, концентрация водорода в них меняется в пределах $N_H \sim 10^9 - 10^{12}$ см⁻³, характерные значения электронной температуры $T_e \sim 10^4 - 1.5 \cdot 10^4$ К [16,17]. Эти значения исходных параметров

¹ Это может быть X-ветер [18], полярный ветер [19], или конический ветер [20], образующиеся при взаимодействии аккреционного диска с магнитосферой звезды.

будут учитываться при моделировании состояния газа на основе простой модели неподвижного, изотермического слоя толщиной Z , находящегося на расстоянии R_{in} от звезды (рис.1).

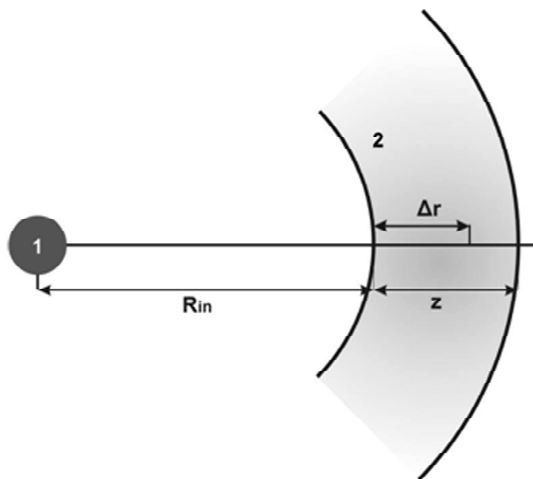


Рис.1. Схематическое изображение рассматриваемой модели. R_{in} - расстояние от центра источника до внутренней границы слоя, Δr - расстояние от внутренней границы до произвольной точки внутри слоя, Z - толщина слоя.

На внутреннюю границу слоя падает излучение звезды, а также рентгеновское излучение. Для простоты предполагается, что оно образуется на поверхности звезды. Для сравнения рассматриваются два типа молодых звезд: типа Т Тельца и Ae Хербига. С учетом результатов наблюдений [21-26] рентгеновская светимость звезд принята равной $L_x = 10^{-4} L_{star}$ - для звезд типа Т Тельца и $10^{-5} L_{star}$ - для звезд Хербига.

С целью выяснения роли различных источников ионизации и нагрева газа, мы последовательно рассмотрели четыре модели, в которых ионизация и возбуждение осуществляются: а) только излучением звезды, б) только рентгеновскими квантами и в) комбинацией этих двух источников. Кроме того, нами была рассмотрена модель, в которой состояние ионизации и возбуждения газа контролируется только столкновительными процессами. Во

Таблица 1

МОДЕЛЬНЫЕ ПАРАМЕТРЫ ГАЗОВОГО СЛОЯ

Номер модели	$\log N_H$, см^{-3}	R_{in} , R_{star}	Z , см
Модель 1	12	2	10^{10}
Модель 2	11	5	$5 \cdot 10^{10}$
Модель 3	10	10	10^{11}
Модель 4	9	20	$5 \cdot 10^{11}$

всех моделях принят стандартный химический состав газа.

В табл.1 приведены значения модельных параметров. Принятые в ней комбинации параметров отражают физические условия в излучающем газе в дисковом ветре звезд Ae Хербига на разных расстояниях от области старта [27].

Излучение звезды предполагается чернотельным. Ее светимость определяется двумя параметрами: радиусом звезды R_{star} и эффективной температурой T_{eff} . Мы выбрали характерные для звезд типа Т Тельца и Ae Хербига значения светимости и T_{eff} . Параметры рентгеновского излучения также выбраны с учетом результатов рентгеновских наблюдений звезд этих типов. Параметры источников внешнего излучения представлены в табл.2.

Таблица 2

ПАРАМЕТРЫ ИСТОЧНИКОВ ВНЕШНЕГО ИЗЛУЧЕНИЯ

Звезда	$L (L_{\odot})$	$T_{eff} (K)$	$R_{star} (R_{\odot})$	$L_{x-ray} (эрг/с)$	$T_x (K)$
Т Тельца	1	4000	2	$4 \cdot 10^{29}$	10^7
Ae Хербига	50	10000	2.3	$2 \cdot 10^{30}$	10^7

3. *Результаты расчетов.* С помощью пакета CLOUDY мы рассчитали состояния возбуждения и ионизации газа для указанного в табл.1 интервала модельных параметров слоя.

3.1. Состояние ионизации водорода и гелия.

3.1.1. *Водород.* Ниже на рис.2-5 приведены результаты расчетов модели газового слоя, имеющего следующие параметры: концентрация атомов водорода $N_H = 10^{11} \text{ см}^{-3}$, электронная температура $T_e = 10^4 \text{ K}$, геометрическая толщина слоя $Z = 5 \cdot 10^{10} \text{ см}$, расстояние до внутренней границы слоя $R_{in} = 5R_{star}$.

На рис.2а (слева) представлена зависимость концентрации ионов водорода N_{H+} от расстояния до внутренней границы слоя Δr . Источниками внешнего излучения являются: звезда типа Т Тельца и ее рентгеновское излучение. Каждый график на рисунке соответствует одной из четырех, описанных выше, моделей. Видно, что вблизи внутренней границы слоя, в отсутствие рентгеновского излучения, водород слабо ионизован: излучения звезды типа Т Тельца недостаточно, чтобы ионизовать атомы водорода, находящиеся преимущественно на первом уровне. С продвижением в глубь слоя, непрозрачность газа для излучения звезды увеличивается, включается ионизация атомов водорода с возбужденных уровней. Этот процесс дает весомый вклад в ионизацию водородного газа в переходном слое ($\Delta r \sim 10^6 - 10^8 \text{ см}$), в то время как ионизация рентгеновскими квантами из-за сильного поглощения эффективна только в тонком слое вблизи внутренней границы ($\Delta r \leq 10^6 \text{ см}$). С продвижением в глубь слоя ($\Delta r > 10^8 \text{ см}$), ионизация водорода определяется

электронными ударами с возбужденных уровней.

На рис.2b представлены те же зависимости, что и на рис.2a, но для звезды Ae Хербига и ее рентгеновского излучения. Видно, что в этом случае собственное излучение звезды дает существенный вклад в ионизацию водорода.

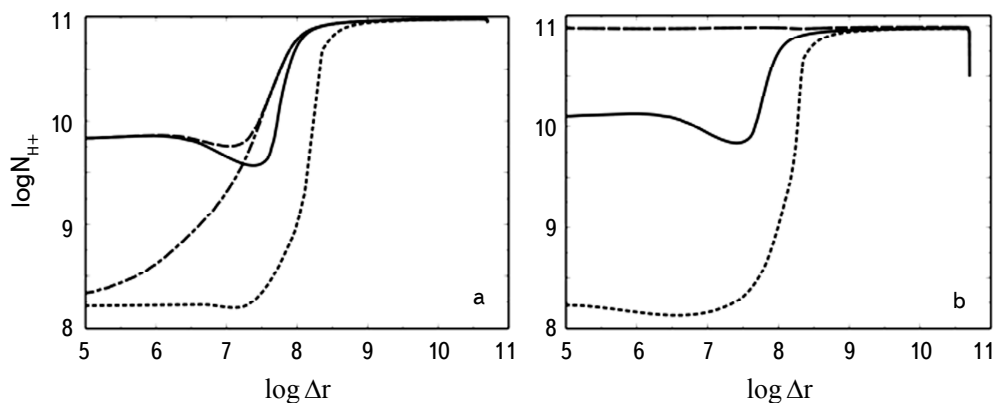


Рис.2. Зависимость концентрации ионов водорода от координаты внутри слоя Δr для звезды типа Т Тельца (а) и Ae Хербига (б) в моделях с разными источниками ионизации газа: излучение звезды (штрих-пунктир), рентгеновское излучение (сплошная линия), комбинированный источник (штриховая линия), только электронные удары (пунктир).

Даже вблизи внутренней границы слоя, используя только лишь звездные кванты, можно добиться почти полной ионизации водородного газа, которая сохраняется с продвижением в глубь слоя. Рентгеновская модель демонстрирует схожее с предыдущим случаем поведение. В обоих случаях, даже в отсутствие внешнего излучения, степень ионизации резко увеличивается при продвижении в глубь слоя. Этот эффект обусловлен ионизациями атомов водорода с возбужденных уровней электронными ударами и подробно описан в статье Катышевой и др. [28].

3.1.2. Гелий. Как отмечалось выше, триплетные уровни атомов гелия заселяются в основном рекомбинационным путем, в результате чего их населенности тесно связаны с концентрацией ионов гелия в слое. На рис.3 показаны зависимости концентрации ионов N_{HeII} от Δr в разных моделях ионизации газа. Видно, что рентгеновское излучение является основным источником ионизации атомов гелия, как в моделях со звездой типа Т Тельца (рис.3a), так и в моделях, включающих звезду типа Ae Хербига (рис.3b). На рис.3b, сравнение графиков комбинированной (рентген + звезда) и рентгеновской модели показывает, что излучение звезды Хербига способствует увеличению концентрации ионов HeII на больших расстояниях от границы слоя Δr . Этот эффект объясняется дополнительной ионизацией водорода, создаваемой излу-

чением звезды. В результате газ становится более прозрачным для рентгеновских квантов и они проникают в более глубокие слои. Ионизация атомов гелия электронным ударом при рассматриваемой электронной температуре (10^4 К) не играет сколько-нибудь существенной роли (в отличие от водорода).

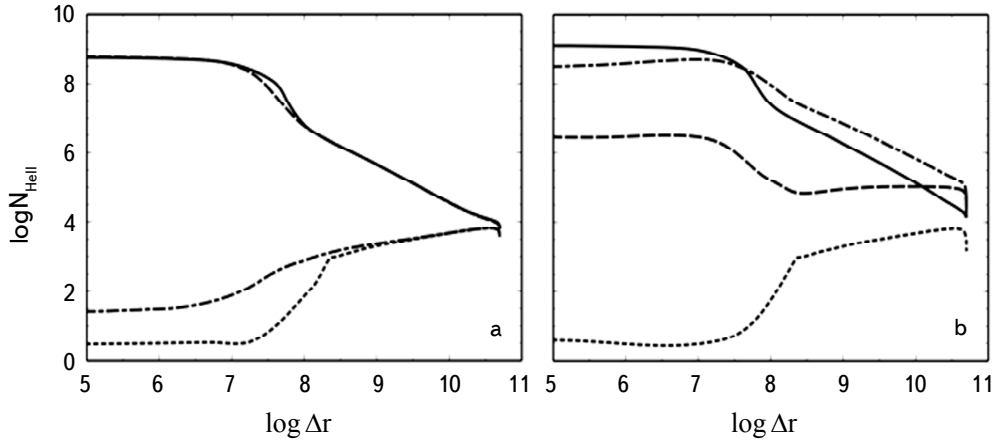


Рис.3. Зависимость концентрации ионов HeII от координаты внутри слоя Δr для звезды типа Т Тельца (а) и Ae Хербига (б). Излучение звезды (штрих-пунктир), рентгеновское излучение (сплошная линия), комбинированный источник (штриховая линия), электронная модель (пунктир).

Перейдем теперь к рассмотрению физических условий, влияющих на населенность нижнего уровня линии He 10830 Å – $N(2^3S)$. На рис.4 показана зависимость населенности этого уровня от Δr . Видно, что включение рентгеновского излучения увеличивает населенность уровня 2^3S в среднем на

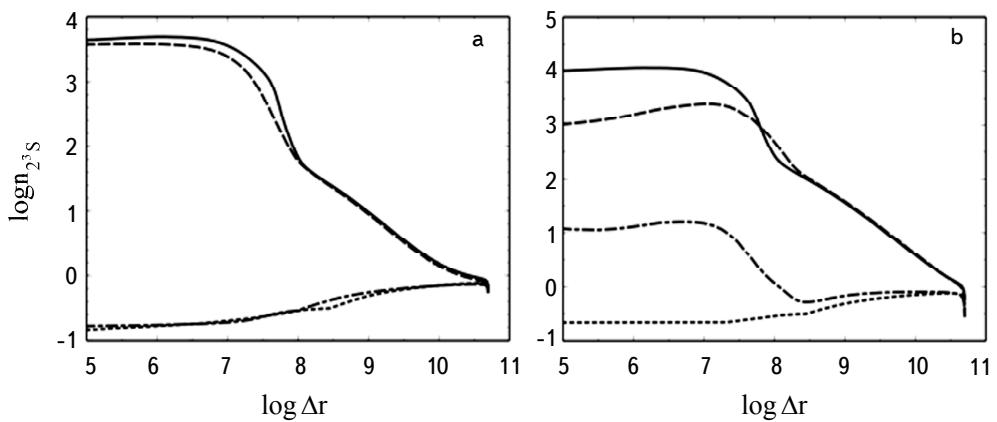


Рис.4. Зависимость населенности уровня 2^3S от координаты внутри слоя Δr при $T_e = 10000$ К, звезда типа Т Тельца (а) и Ae Хербига (б). Излучение звезды (штрих-пунктир), рентгеновское излучение (сплошная линия), комбинированный источник (штриховая линия), только электронные удары (пунктир).

2-3 порядка. Такая реакция вполне понятна, поскольку, как отмечалось ранее, уровень 2^3S заселяется в основном при рекомбинациях He II, и этот процесс напрямую зависит от степени ионизации He.

Рассмотрим более детально комбинированную модель (рис.4b). Выше мы отметили, что излучение звезды Ae Хербига заметно усиливает ионизацию атомов He внутри слоя (что обусловлено просветлением среды в результате ионизации водорода). Исходя из этого наблюдения, можно было бы предположить, что излучение звезды, таким образом, способствует увеличению населенности уровня 2^3S . Однако из рис.4b видно, что это не совсем так. Вблизи внутренней границы слоя населенность уровня 2^3S уменьшается под влиянием излучения звезды. Это связано с тем, что звезда, ионизуя водород, способствует не только уменьшению концентрации нейтральных атомов водорода, но и увеличению N_e . В моделируемых нами условиях, деактивация электронным ударом является основным механизмом опустошения уровня 2^3S . Поэтому с увеличением N_e эффективность процесса деактивации возбужденных состояний гелия возрастает, что, в итоге, и приводит к уменьшению населенности рассматриваемого уровня.

При $T_e \sim 10^4$ К энергия свободных электронов недостаточна для ударной ионизации гелия. По этой причине столкновительные процессы практически не участвуют в заселении уровня 2^3S .

На рис.5 представлена зависимость населенности уровня 2^3S от Δr при электронной температуре равной 15000 К. Попарное сравнение рис.4а, b с рис.5а, b показывает, что при увеличении T_e населенность уровня 2^3S уменьшается в моделях, включающих источник рентгеновского излучения, и увеличивается в моделях без него. Из рис.5а следует, что в случае звезд типа

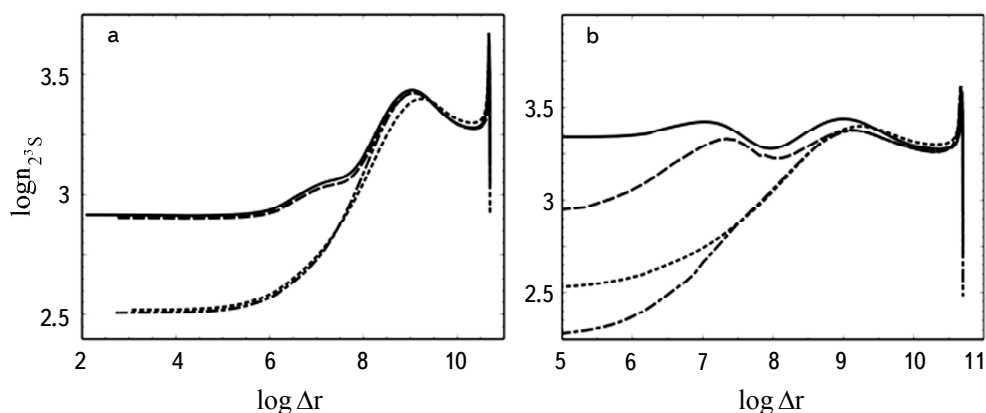


Рис.5. Зависимость населенности уровня 2^3S от координаты внутри слоя Δr при $T_e = 15000$ К, звезда типа Т Тельца (а) и Ae Хербига (б). Излучение звезды (штрих-пунктир), рентгеновское излучение (сплошная линия), комбинированный источник (штриховая линия), только электронные удары (пунктир).

Т Тельца при $T_e \sim 15000$ К эффективность ударных механизмов возбуждения и ионизации гелия возрастает настолько, что ионизация рентгеновским излучением отступает на второй план. Именно по этой причине графики всех моделей на рис.5а демонстрируют схожее поведение вне зависимости от наличия и типа источника излучения.

При высокой электронной температуре ионизация гелия в окрестностях звезды типа Ae Хербига происходит за счет двух конкурирующих процессов. В моделях без рентгеновского излучения, так же как и у звезд типа Т Тельца, ионизация происходит за счет электронных ударов. В тех моделях, где рентгеновское излучение присутствует, на первый план выходит ионизация рентгеновскими квантами, а электронные удары и излучение звезды опустошают уровень 2^3S .

4. *Оптическая толщина в линии HeI 10830 и светимости в линии Na*. Для объяснения наблюдаемых профилей линии HeI 10830 Å необходимо, чтобы оптическая толщина газа в частотах линии была порядка или больше единицы. При этом необходимо иметь в виду, что линия образуется в среде с градиентом скорости. Тогда как в программе CLOUDY мы работаем с неподвижным слоем. Чтобы учесть это обстоятельство необходимо, чтобы в неподвижном слое оптическая толщина в линии HeI 10830 Å была порядка или больше 10, чтобы компенсировать просветление среды в частотах линии из-за градиента скорости.

На рис.6 показаны оптические толщины в линии HeI 10830 Å, полученные для комбинированных моделей (рентген + звезда), при фиксированных модельных параметрах, находящихся в указанных ранее интервалах (табл.2).

Из графиков видно, что в комбинированных моделях, включающих звезду типа Ae Хербига (рис.6b), оптическая толщина при $T_e \sim 12000$ К и

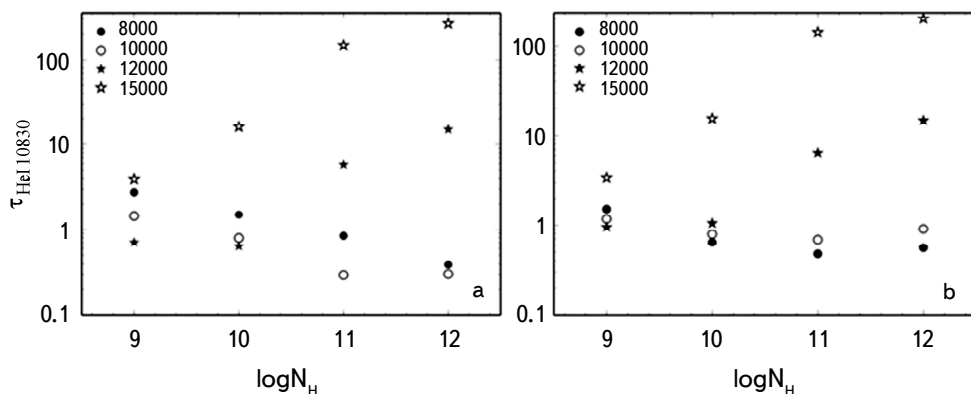


Рис.6. Оптические толщины в линии HeI 10830 Å. Комбинированные модели: звезда типа Т Тельца + рентген (а) и звезда Ae Хербига + рентген (b).

$N_H \sim 10^{11} - 10^{12} \text{ см}^{-3}$ достигает значения порядка 10. Этого достаточно, чтобы при наличии градиента скорости получить линию $\lambda 10830$ в поглощении. При более высоких температурах величина $\tau_{\text{HeI}10830}$ может быть еще больше.

Возникает вопрос: может ли линия HeI 10830 Å в спектре звезды типа Ae Хербига возникнуть в отсутствие рентгеновского излучения? Ответ на этот вопрос можно получить из сравнения двух графиков, представленных на рис.7. На рис.7b показаны оптические толщины в моделях с рентгеновским излучением, (рис.7a) без него. Сравнение рис.7a и 7b наглядно демонстрирует, что только лишь излучения звезды типа Ae Хербига **недостаточно**, чтобы получить необходимую оптическую толщину при электронной температуре ветра, не превышающей 15000 К.

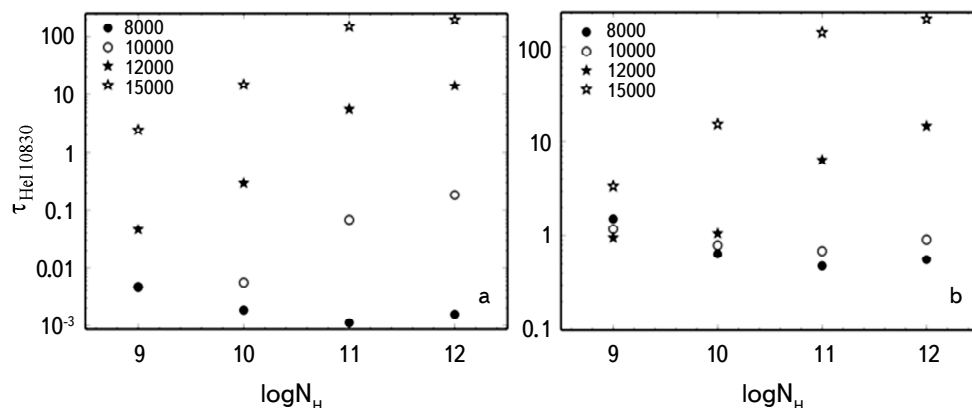


Рис.7. Оптические толщины в линии HeI 10830 Å. Звезда типа Ae Хербига (a) и звезда Ae Хербига + рентген (b).

Из рис.5 и 6 видно, что оптическая толщина в линии $\lambda 10830$ существенно возрастает с увеличением электронной температуры. Однако высокие значения T_e могут привести к чрезмерно большим светимостям в линии $\text{H}\alpha$ [7].

Для оценки энергетики рассмотренных моделей мы рассчитали светимости выходящего из слоя излучения в линии $\text{H}\alpha$ (табл.3), предполагая, что рассматриваемый слой является сферическим. Видно, что полученные в наших моделях

Таблица 3

СВИТИМОСТИ В ЛИНИИ $\text{H}\alpha$. КОМБИНИРОВАННАЯ МОДЕЛЬ:
ЗВЕЗДА ХЕРБИГА + РЕНТГЕН

T_e , K	$\tau_{\text{HeI}10830}$	$\log L_{\text{H}\alpha}$, эрг/с
8000	0.478	32.115
10000	0.687	32.171
12000	6.39	32.199
15000	142	32.241

светимости попадают в наблюдаемый интервал $L_{\text{H}\alpha} \sim 10^{30} - 10^{35}$ эрг/с [29] даже при $T_e = 15000$ K.

5. *Заключение.* Представленные выше результаты расчетов позволяют сделать следующие выводы:

1. Рентгеновское излучение, возникающее в окрестностях звезд Ae Хербига, является наиболее эффективным источником ионизации атомов гелия. Этот вывод переключается с результатом, полученным Кваном и Фишером [6] для звезд типа Т Тельца.

2. Фотосферное излучение звезды типа Ae Хербига способствует увеличению концентрации ионов гелия внутри слоя, однако, негативно сказывается на населенности уровня 2^3S , увеличивая эффективность процесса деактивации атомов электронным ударом.

3. В комбинированных моделях - "звезда Ae Хербига + рентген" - оптические толщины, необходимые для объяснения наблюдаемых абсорбционных профилей HeI 10830 Å, могут быть достигнуты лишь при температурах ветра 10000-15000 K.

4. При определенных условиях ($T_e > 15000$ K) достаточно большая оптическая толщина газа в линии HeI 10830 Å может быть достигнута без участия рентгеновского излучения. Следует также отметить, что роль фотосферного излучения, как источника ионизации атомов гелия, существенно возрастает при переходе к ранним звездам Be Хербига, которые мы здесь не рассматриваем.

Автор благодарит В.П.Григина за полезные обсуждения. Работа выполнена при поддержке гранта Президиума РАН 12 "Вопросы происхождения и эволюции Вселенной".

Главная (Пулковская) астрономическая обсерватория РАН,
С.-Петербург, e-mail: puzyrnay.tamara@gmail.com

ON THE CONDITIONS FOR THE HeI 10830 Å LINE FORMATION IN THE DISK AND MAGNETOSPHERIC WINDS OF HERBIG Ae STARS

T.A.ERMOLAEVA

This paper focuses on the origin of the HeI 10830 Å line in disk and magnetospheric winds of Herbig Ae stars. Using the microphysics code CLOUDY,

we show that the optical depth of the gas in the HeI line 10830 Å needed in explaining the observed P Cyg profiles is reached in the disk or magnetospheric winds of Herbig Ae stars at $T_e \geq 10000$ K. Under these conditions, X-ray emission formed on the surface and in the surroundings of a young star is the main source of ionization of helium atoms.

Keywords: *pre-main sequence stars: Ae Herbig stars: disk wind: magnetospheric wind: outflows*

ЛИТЕРАТУРА

1. S.Edwards, W.Fischer, L.Hillenbrand et al., Astrophys. J., **646**, 319, 2006.
2. A.K.Dupree, N.S.Brickhouse, S.R.Cranmer et al., Astrophys. J., **789**, 17, 2014.
3. P.W.Cauley, C.M.Johns-Krull, Astrophys. J., **797**, 21, 2014.
4. M.Reiter, N.Calvet et al., Astrophys. J., **852**, 12, 2018.
5. W.Fischer, J.Kwan, S.Edwards et al., Astrophys. J., **687**, 1117, 2008.
6. J.Kwan, W.Fischer, Mon. Not. Roy. Astron. Soc., **411**, 2383, 2011.
7. R.Kurosawa, M.M.Romanova, T.J.Harries, Mon. Not. Roy. Astron. Soc., **416**, 2623, 2011.
8. P.C.Schneider, H.M.Günther, J.Robrade et al., Astron. Astrophys., **618**, 16, 2018.
9. T.Montmerle, Advances in Space Research, **32**, 1067, 2003.
10. S.Hubrig, I.Ilyin, M.Schöller et al., Astron. Nachr., **334**, 1093, 2013.
11. S.Bagnulo, L.Fossati, J.D.Landstreet et al., Astron. Astrophys., **583**, 37, 2015.
12. G.J.Ferland, R.L.Porter, P.A.M. Van Hoof et al., Revista Mexicana de Astronomiay Astrofisica, **49**, 137, 2013.
13. V.P.Grinin, A.S.Mitskevich, Astrophys. Space Sci., **185**, 107, 1991.
14. A.S.Mitskevich, A.Natta, V.P.Grinin, APS Conference Ser., **40**, 205, 1993.
15. L.M.Oskinova, B.Kubatova, W.R.Hamann, Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer, **183**, 100, 2016.
16. P.Safier, Astrophys. J., **408**, 115, 1993.
17. P.J.V.Garcia, J.Ferreira, S.Cabrit et al., Astron. Astrophys., **377**, 589, 2001.
18. F.Shu, J.Najita, E.Ostriker et al., Astrophys. J., **429**, 781, 1994.
19. S.R.Cranmer, Astrophys. J., **689**, 316, 2008.
20. M.M.Romanova, G.V.Ustyugova, A.V.Koldoba et al., Mon. Not. Roy. Astron. Soc., **399**, 1802, 2009.
21. E.D.Feigelson, G.P.Garmire, Astrophys. J., **572**, 335, 2002.
22. A.Telleschi, M.Güdel, K.R.Briggs et al., Astron. Astrophys., **468**, 443, 2007.
23. H.Zinnecker, Th.Preibisch, Astron. Astrophys., **292**, 152, 1994.
24. K.Hamaguchi, S.Yamauchi, K.Koyama, Astrophys. J., **618**, 360, 2005.

25. *D.A.Swartz, J.J.Drake, R.F.Elsner et al.*, *Astrophys. J.*, **628**, 811, 2005.
26. *B.Stelzer, G.Micela, K.Hamaguchi et al.*, *Astron. Astrophys.*, **457**, 223, 2006.
27. *В.П.Гринин, Л.В.Тамбовцева*, *Астрон. ж.*, **88**, 766, 2003.
28. *N.A.Katysheva, T.A.Ermolaeva V.P.Grinin*, *Astrophysics*, **61**, 286, 2018.
29. *J.R.Fairlamb, R.D.Oudmaijer, I.Mendigutia et al.*, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, **453**, 976, 2015.

АКТИВНОСТЬ ЗВЕЗДЫ β SCL ПО НАБЛЮДЕНИЯМ КОСМИЧЕСКОГО ТЕЛЕСКОПА TESS

И.С.САВАНОВ

Поступила 25 апреля 2019

Принята к печати 13 сентября 2019

Выполнено исследование вращательной и вспышечной активности химически пекулярной звезды B9.5IIIpHgMnSi β Scl по данным архива космической миссии TESS. На кривой блеска звезды хорошо видны проявления вращательной модуляции блеска, а также две вспышки, которые обладают структурой, характерной для вспышек звезд позднего спектрального класса - резкий подъем, пик, стадия затухания. На построенном спектре мощности имеется пик, соответствующий периоду вращения 1.91 ± 0.09 суток. По стандартной методике, принятой при анализе вспышечной активности звезд по наблюдениям космического телескопа Кеплер и миссией TESS, найдена энергия излучения в двух вспышках. Энергия, излученная в первой вспышке, оказалась равной $3 \cdot 10^{36}$ эрг, а во второй - $4.5 \cdot 10^{35}$ эрг. Найденные нами величины находятся в согласии с литературной оценкой для первой вспышки. Обсуждаются аргументы в пользу и против того, что вспышки произошли на β Scl, а не на возможном компаньоне на угловом расстоянии в 0.641 угл. с.

Ключевые слова: *звезды: фотометрия: переменность: активность: пятна: вспышки*

1. *Введение.* Основная цель работы космической миссии TESS [1] состоит в обнаружении и исследовании экзопланет. Кроме того, полученные TESS данные позволяют проводить широкий круг астрофизических исследований, в том числе изучение вращения и активности звезд различных спектральных классов. В ряде исследований содержатся результаты анализа кривых блеска горячих звезд (спектральных классов A-B и O). Авторами [2] были получены предварительные результаты анализа первых наблюдений (сектора 1 и 2) продолжительностью 55 суток. Позднее, в [3] была представлена классификация объектов первых сетов наблюдений по типам переменности, включая выделение звезд, обладающих вращательной модуляцией блеска. Особый интерес к этому типу объектов обусловлен тем, что вращательная модуляция напрямую связана с их поверхностными неоднородностями (пятнами) и дает возможность провести высокоточные определения периода вращения (P).

Указанные обстоятельства и обнаружение вспышечной активности ряда объектов требуют более углубленного изучения физики явлений, происходящих

в верхних слоях атмосфер В и А звезд. Обзор результатов исследований активности звезд спектрального класса А по наблюдениям космического телескопа Кеплер можно найти в статьях Балона (см., ссылки в [3]) и в наших публикациях (см., например, [4]).

Нами был выполнен анализ одного объекта, рассмотренного авторами [3] - β Scl (HR 8937, HD 221507), который является яркой ($U=3^m.92$, $B=4^m.28$, $V=4^m.37$), химически пекулярной звездой B9.5IIIp HgMnSi класса. Параллакс β Scl составляет 17.9406 ± 0.4534 mas, она обладает высоким собственным движением. Данные приведены согласно базе данных simbad.u-strasbg.fr и архиву GAIA DR2.

Вопрос о двойственной природе β Scl до конца не решен [5]. По результатам исследований переменности лучевой скорости и эквивалентных ширин спектральных линий Hg, Mn и Y, авторами [6] был найден период ее вращения - $P=1.93$ суток. Авторы [7] по линиям Y II установили присутствие у β Scl слабого магнитного поля $\langle Bz \rangle = 78 \pm 25$ Гс, причем только по линиям Mn II величина поля составила 75 ± 23 Гс.

2. Описание наблюдений и их обработка. Как и в [2,3] для β Scl мы использовали данные из архива космической миссии TESS (сектор 1 и сектор 2), полученные с временным разрешением в 2 минуты. Обработка данных была аналогичной проводимой нами ранее при анализе данных из архива космического телескопа Кеплер (см., например, [8]).

На рис.1a представлена кривая блеска β Scl. Хорошо заметны периодическая модуляция блеска и события во временном интервале 1356-1357 сут., которые можно характеризовать как вспышки (рис.1c). Несмотря на малую величину фотометрической переменности блеска этого объекта (порядка сотых долей процента), высокоточные наблюдательные данные телескопа TESS позволяют надежно судить о периодичности изменений блеска, открытых в [3]. Согласно этому источнику, период вращения β Scl составляет 1.916 сут. (0.522 day^{-1}). На построенном нами спектре мощности (рис.1b) имеется пик $P=1.91 \pm 0.09$ сут.

Звезда β Scl входит в число трех объектов, у которых в [3] были открыты вспышки. При этом в [3] упоминается лишь одна вспышка, энергия которой оценивается равной порядка 10^{36} эрг. На рис.1c хорошо видны две вспышки, которые обладают структурой, характерной для вспышек звезд позднего спектрального класса - резкий подъем, пик, стадия затухания. Нет никаких сомнений в достоверности вспышек, поскольку на профиль каждой из них приходится несколько десятков измерений. Других вспышек обнаружено не было.

Энергия излучения во вспышке была вычислена нами по стандартной методике, принятой при анализе вспышечной активности звезд по наблюдениям космического телескопа Кеплер [9]. Данная методика уже неоднократно

использовалась для определений энергетики вспышек звезд по наблюдениям миссии TESS с учетом изменения полосы пропускания TESS - см., например, описание в [10], в котором вспышка характеризуется чернотельным излучением.

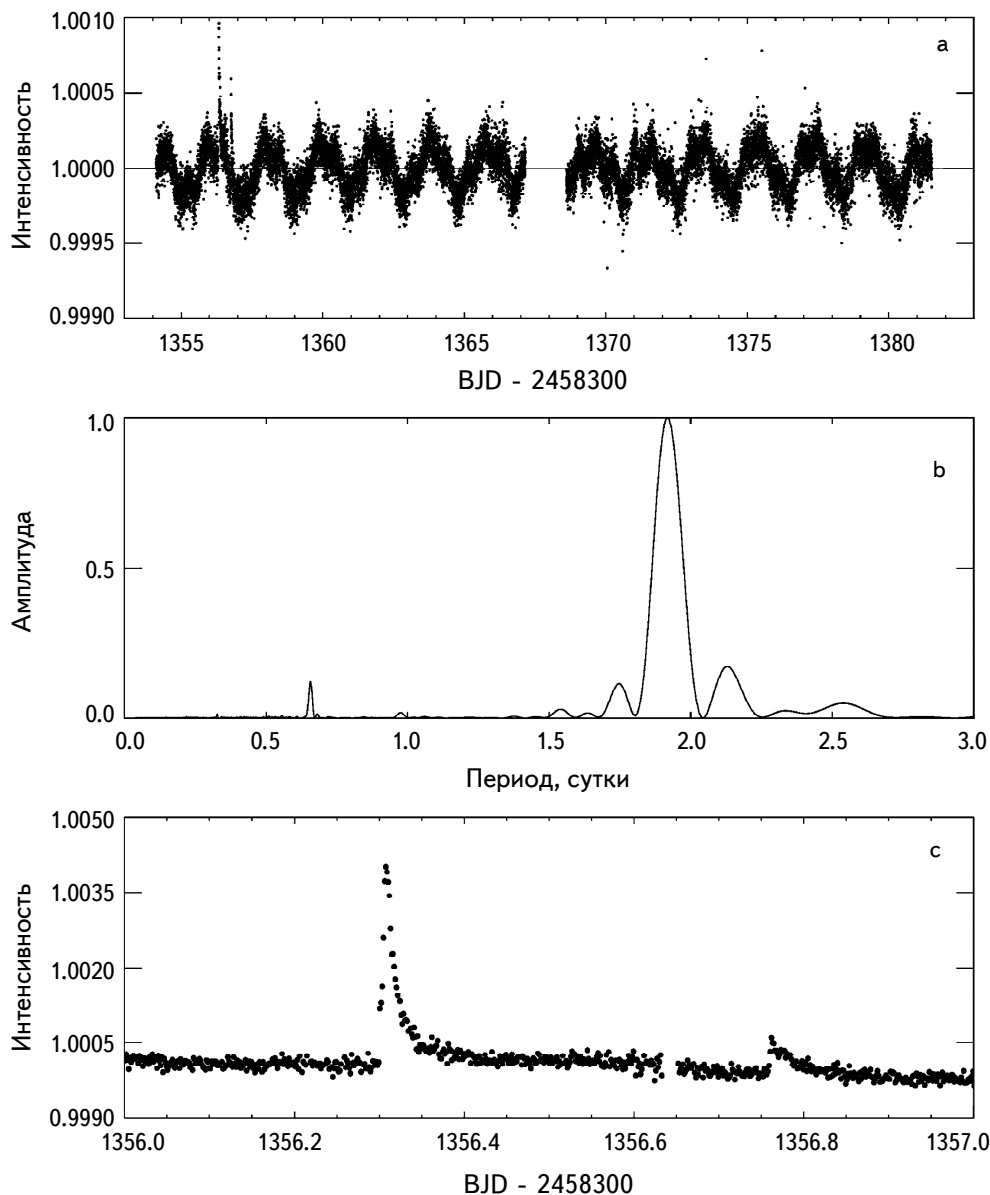


Рис.1. а) Кривая блеска β Scl по наблюдениям с космической миссией TESS. б) Спектр мощности, пик соответствует периоду вращения звезды $P = 1.91 \pm 0.09$ сут. в) Часть кривой блеска, содержащая две вспышки. На верхней и нижней диаграммах по оси ординат - нормированная на среднее значение интенсивность излучения, по оси абсцисс - время.

Измеренная нами относительная энергия вспышки RE составила 1.8 с для первой вспышки и 1.6 с - для второй. Вычисленная по формулам (5)-(9) из [10] энергия, излученная в первой вспышке, оказалась равной $3 \cdot 10^{36}$ эрг, а во второй - $4.5 \cdot 10^{35}$ эрг. Найденные нами величины находятся в согласии с оценкой из [3] для первой вспышки. Для сравнения укажем, что значения энергии солнечных вспышек составляют от 10^{27} эрг до 10^{32} эрг, а энергии вспышек красных карликовых звезд примерно в 10 - 1000 раз больше - см. в [10,11].

Указанные оценки верны в случае, если вспышки произошли на горячей звезде β Scl. Авторы [5] при анализе результатов своего обзора 56 пекулярных звезд с NAOS-CONICA на VLT сделали заключение о возможном компаньоне β Scl на угловом расстоянии в 0.641 угл. с. В этом случае, вероятнее всего, при наблюдениях космического телескопа TESS регистрируется общий блеск от двух компонентов (см. рис.1 в [5]). Наличие второго компонента позволяет также сделать предположение, что вспышки могут происходить на нем, поскольку вспышки на звездах солнечного типа и более холодных хорошо известны и многократно изучались (в [5] не приводится никаких данных о компоненте). В итоге мы не можем полностью исключить вероятность того, что две обсуждаемые нами вспышки произошли не на β Scl, а на другой звезде, вне зависимости от того, является ли она вторым компонентом системы или нет (эффект проекции).

К аналогичному заключению мы пришли в нашем исследовании [12] вспышечной активности KIC 1294756, которая была ранее отмечена в [13,14]. Нами было сделано предположение о том, что вспышки могут происходить не на самой изучаемой звезде спектрального класса A (BD +36 3554 A), а на близлежащем компоненте BD +36 3554 B позднего спектрального класса.

Однако в пользу того, что вспышки произошли на β Scl может свидетельствовать следующее обстоятельство. Автором [13] на основе сопоставления энергий вспышек, возможно происходящих на A-F звездах, было установлено эмпирическое соотношение вида $\log E = 3 \log(R/R_{\odot}) + 34.14$ (соотношение и данные представлены на рис.11 в [13], R - радиус звезды, $R_{\odot}$ - радиус Солнца). Если мы воспользуемся оценками параметров звезды из [3] (табл.1), то можем получить оценку радиуса β Scl, которая составляет 6.5 радиусов Солнца.

Тогда, согласно указанной зависимости, соответствующая этому радиусу величина $\log E$ составит 36.58. Для найденных нами энергий вспышки, значения $\log E$ равны 36.48 и 35.65, что хорошо согласуется с предложенной в [13] зависимостью.

Подчеркнем, что связь между величинами E и R была установлена в [13]

по наблюдениям телескопа Кеплер до начала работы миссии TESS. Можно заключить, что β Scl принадлежит к числу объектов спектральных классов A-F, исследованных в [13] по наблюдениям космического телескопа Кеплер, проявивших вспышки наибольших энергий.

3. Заключение. Цель нашего исследования состояла в изучении вращательной и вспышечной активности химически пекулярной звезды B9.5IIIpHgMnSi β Scl по данным архива космической миссии TESS. Подтверждены вращательная модуляция блеска и вероятная вспышечная активность этой звезды, установленные в [3].

Наличие пятен на поверхности HgMn звезд и их эволюция со временем не вызывают сомнений - из всех многочисленных исследований укажем, например, лишь [15-17]. Вопрос о вспышечной активности объектов этого типа пекулярности является новым и требующим изучения. В настоящее время список вспыхивающих звезд среди объектов спектрального класса A и B по наблюдениям космического телескопа Кеплер составляет несколько десятков [13,18]. Новые наблюдения с миссией TESS должны существенно увеличить число горячих звезд, у которых присутствует вспышечная активность. Более чем для половины объектов из уже имеющегося списка можно найти свидетельства о том, что вспышки либо являются артефактами, либо происходят на более холодном, пространственно неразрешенном компоненте [14]. В случае β Scl требуются новые исследования, посвященные установлению двойственности объекта и уточнению характеристик компаньона. С другой стороны, требуется анализ эмпирических соотношений, связывающих энергии вспышек с основными параметрами звезд, а также теоретические исследования возможности генерации вспышек с энергиями 10^{33} - 10^{36} эрг в случае звезд с температурой выше 8000 К. Наличие вспышек должно указывать на присутствие локальных магнитных полей у A-F звезд, подобных полям у звезд поздних спектральных классов. Согласно современным представлениям, у таких звезд отсутствует развитая приповерхностная конвективная область. Рентгеновские наблюдения свидетельствуют об отсутствии корон у A - поздних B звезд. Но, в принципе, появление слабых магнитных полей на поверхности этих объектов теоретически допустимо - см., например, [19] и ссылки в этой публикации. Согласно [19], поверхностные слабые магнитные поля могут быть связаны с присутствием небольших конвективных зон, связанных с зонами ионизации водорода и гелия (см. рис.2 в [19]). Наличие этих зон может привести к появлению в результате действия динамо механизма магнитных полей порядка нескольких гаусс, а проявлением появившихся магнитных полей могут быть пятенная и вспышечная активности.

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда (проект № 18-12-00423).

Институт астрономии Российской академии наук, Москва,
Россия, e-mail: igs231@mail.ru

ACTIVITY OF β SCL FROM TESS OBSERVATIONS

I.S.SAVANOV

The rotational and flare activity of a chemically peculiar star B9.5IIIpHgMnSi β Scl was studied using the data from the archive of the TESS space mission. On the light curve of the star there are clearly visible manifestations of the rotational modulation of the brightness, as well as two flashes that have a structure characteristic of flares of late type stars. On the constructed power spectrum there is a peak corresponding to a rotation period of 1.91 ± 0.09 days. According to the standard method adopted in the analysis of the flare activity of stars with Kepler space telescope and TESS mission, the radiation energy in two flares was found. The energy of the first flare is equal to be $3 \cdot 10^{36}$ erg, and in the second - $4.5 \cdot 10^{35}$ erg. Our estimations are in agreement with the literary source for the first flare. Arguments in favor of and against the fact that flares occurred on β Scl, and not on a possible companion (at an angular separation of 0.641 arcsec) are discussed.

Keywords: *stars: photometry: variability: activity: spots: flares*

ЛИТЕРАТУРА

1. G.R.Ricker, J.N.Winn, R.Vanderspek et al., SPIE Conf. Series, **9143**, 20, 2014.
2. M.G.Pedersen, S.Chowdhury, C.Johnston et al., Astrophys. J, **872**, 9, 2019.
3. L.A.Balona, G.Handler, S.Chowdhury et al., Mon. Not. Roy. Astron. Soc., **485**, 3457, 2019.
4. I.S.Savanov, Astron. Rep., **62**, 814, 2018.
5. M.Scholler, S.Correia, S.Hubrig et al., Astron. Astrophys., **522**, 85, 2010.
6. M.Briquet, H.Korhonen, J.F.Gonzalez et al., Astron. Astrophys., **511**, 71, 2010.

7. *S.Hubrig, J.F.Gonzalez, I.Ilyin et al.*, *Astron. Astrophys.*, **547**, 90, 2012.
8. *I.S.Savanov, E.S.Dmitrienko*, *Astron. Rep.*, **55**, 890, 2011.
9. *T.Shibayama, H.Maehara, S.Notsu et al.*, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, **209**, 5, 2013.
10. *M.N.Günther, Z.Zhan, S.Seager et al.*, 2019, arXiv190100443G.
11. *P.E.Гершберг*, Активность солнечного типа звезд главной последовательности, Симферополь, Антиква, 2015, 6Вс.
12. *I.S.Savanov*, *Astron. Rep.*, (в печати), 2019.
13. *L.A.Balona*, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, **447**, 2714, 2015.
14. *M.G.Pedersen, V.Antoci, H.Korhonen et al.*, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, **466**, 3060, 2017.
15. *O.Kochukhov, S.J.Adelman, A.F.Gulliver et al.*, *Nature Physics*, **3**, 526, 2007.
16. *S.Hubrig, J.F.Gonzalez, I.Savanov et al.*, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, **371**, 1953, 2006.
17. *V.Makaganiuk, O.Kochukhov, N.Piskunov et al.*, *Astron. Astrophys.*, **539**, A142, 2012.
18. *T. Van Doorsselaere, H.Shiriyati, J.Debosscher*, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, **232**, 26, 2017.
19. *M.Cantiello, J.Braithwaite*, 2019, arXiv190402161C.

ПЕРИОДИЧНОСТЬ ЧАСТОТЫ ВСПЫШЕК ВСПЫХИВАЮЩИХ ЗВЕЗД

А.А.АКОПЯН

Поступила 17 июля 2019

По данным орбитальной обсерватории "Кеплер" проведено статистическое исследование периодической/циклической переменности частоты вспышек 76 вспыхивающих звезд. Получены соответствующие периодические функции частоты вспышек и проверена возможная периодичность частоты вспышек с периодом, равным периоду вращения звезды. Периоды функций частоты вспышек оказались близкими к периодам осевых вращений звезд. Построены теоретические распределения вспышек по фазам, которые сравнены с аналогичным наблюдаемым распределением вспышек при данном периоде. Для всех без исключения звезд это сравнение (с помощью критерия χ^2) свидетельствует в пользу периодичности частоты вспышек. Полученные результаты свидетельствуют о том, что: а) частота вспышек модулируется осевым вращением звезд, и б) структурные и физические изменения активных областей рассмотренных звезд происходили сравнительно медленно. Среди рассмотренных звезд оказались звезды с планетными системами. Подозревается, что орбитальное вращение планеты влияет на частоту вспышек звезды KIC 5791720.

Ключевые слова: *вспышка: частота вспышек: циклическая переменность*

1. *Введение.* За последнее десятилетие возобновился и резко возрос интерес к вспыхивающим звездам и родственным объектам. Это обусловлено, в основном, наблюдениями космического телескопа "Кеплер", предназначенного для поиска экзопланет. Однако, благодаря своим уникальным характеристикам, наблюдения "Кеплер" одновременно дают ценную и однородную информацию о переменных звездах и переменных явлениях почти всех типов, в том числе о вспыхивающих звездах и вспышечных явлениях. Сравнительно длинный ряд почти непрерывных и однородных наблюдений с высокой чувствительностью, большое поле и огромное количество одновременно наблюдаемых объектов дают возможность комплексного (как статистического, так и физического) исследования вспыхивающих звезд и вспышечных явлений. Комплексность выражается не только и не столько в количественных характеристиках данных, а в том, что одновременно получаются данные об очень важных физических параметрах, тесно связанных с переменностью звезд. В случае вспыхивающих звезд это данные, которые позволяют:

- получить кривую блеска на протяжении достаточно долгого времени, что в принципе позволяет исследовать изменение вспышечной активности в цикле звездной активности (аналогично циклу солнечной активности),

- оценить период вращения, запятненность звезд и, соответственно, размеры и энергетические характеристики активных областей,
- обнаружить дифференциальное вращение, миграцию активных областей и исследовать их взаимосвязь со вспышечной активностью.

Целью данной работы является статистическое исследование периодической/циклической переменности наблюдаемой частоты вспышек вспыхивающих звезд. Такая переменность наблюдаемой частоты вспышек может быть обусловлена:

- реальным изменением вспышечной активности звезды,
- геометрическими эффектами, связанными с изменением расположения и видимости активных областей вспышек из-за осевого или орбитального вращения звезды,
- возможной наблюдательной селекцией, связанной с изменением яркости звезды вне вспышки, обусловленной, в частности, осевым вращением и неравномерным распределением яркости на поверхности звезды и т.д.

Естественно предполагать, что частота вспышек вследствие периодического осевого или орбитального вращения звезды может быть модулирована с периодом, равным периоду осевого или орбитального вращения. В данной работе проверено наличие возможной периодичности частоты вспышек вспыхивающих звезд с известными периодами осевых вращений.

2. Используемый метод. В этой работе, как и во многих статистических исследованиях вспыхивающих звезд, с математической точки зрения базовым является предположение о случайном и независимом характере вспышек, что позволяет рассмотреть последовательность вспышек звезды как случайный пуассоновский процесс [1]. Это предположение неоднократно было подтверждено наблюдательными данными (напр. [2]) и стало очень эффективным средством при статистических исследованиях вспыхивающих звезд. Поскольку в данной работе предполагается, что частота вспышек может модулироваться периодическим процессом (осевым вращением звезды), то в этом случае частоту вспышек разумно представить в виде периодической функции от времени, а сам процесс рассмотреть как пуассоновский процесс с периодическим параметром. Впервые такой подход был использован в работах [3,4] при исследовании вспыхивающих звезд и звезд солнечного типа с супервспышками.

В данной работе, как и в работе [4], в качестве периодической функции частоты вспышек/параметра пуассоновского распределения предлагается использовать следующую функцию:

$$\lambda(t) = \frac{\lambda \exp[k \sin(\omega_0 t + \vartheta)]}{I_0(k)} \quad (k \geq 0, \omega_0 \geq 0, 0 \leq \vartheta \leq 2\pi, \lambda > 0),$$

где k , ω_0 , ϑ , λ - постоянные, а $I_0(k) = \int_0^{2\pi} \exp[k \sin(u)] du$ - модифицированная функция Бесселя нулевого порядка первого рода.

Такой выбор функции во многом обусловлен тем, что обеспечивается разнообразие видов периодической функции, в зависимости от значения k (рис.1).

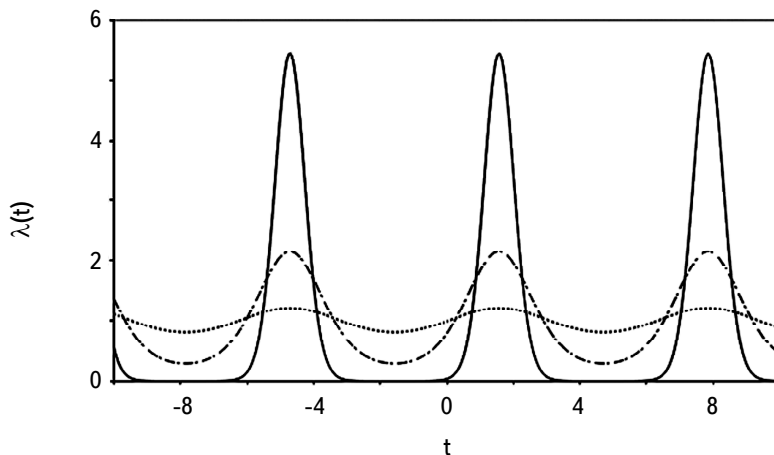


Рис.1. Периодическая функция $\lambda(t)$ в условных единицах, в зависимости от значения k , $k=0.2$ - пунктирная линия, $k=1$ - штрихпунктирная линия, $k=5$ - сплошная линия.

Если рассмотреть в качестве статистического события реализацию n вспышек в интервале времени $(0, T)$, то функцией правдоподобия данного события при пуассоновском процессе с периодическим параметром будет:

$$e^{-\lambda T/2\pi} \left(\frac{\lambda}{I_0(k)} \right)^n \exp \left[k \sum_{i=1}^n \sin(\omega_0 t_i + \vartheta) \right],$$

где t_i - моменты вспышек.

Из постановки задачи следует, что значение величины ω_0 должно быть равно или близко к значению циклической частоты осевого вращения звезды, которая считается заданной. В данной задаче в качестве исходных используются значения ω_0 , полученные в результате периодограммного анализа кривых блеска звезд, регистрируемые обсерваторией "Кеплер".

Для заданного значения ω_0 оценки максимального правдоподобия остальных параметров можно определить, максимизируя функцию правдоподобия [5,6]:

$$\hat{\lambda} = \frac{2\pi n}{T}, \quad \tan(\hat{\vartheta}) = \frac{\sum_{i=1}^n \cos(\omega_0 t_i)}{\sum_{i=1}^n \sin(\omega_0 t_i)},$$

$$\left. \frac{d \log I_0(k)}{dk} \right|_{k=\hat{k}} = \frac{\sqrt{\left(\sum_{i=1}^n \sin(\omega_0 t_i) \right)^2 + \left(\sum_{i=1}^n \cos(\omega_0 t_i) \right)^2}}{n}. \quad (1)$$

При этом интервал времени T должен быть кратным искомому периоду $2\pi/\omega_0$, а из множества корней второго уравнения (1) $\hat{\vartheta}$ выбирается по следующему правилу:

$$\hat{\vartheta} = \begin{cases} \hat{\vartheta}, & \text{если } \operatorname{sgn}\left(\sum_{i=1}^n \sin(\omega_0 t_i)\right) = \operatorname{sgn}\left(\sum_{i=1}^n \cos(\omega_0 t_i)\right) \\ \hat{\vartheta} + 2\pi, & \text{если } \hat{\vartheta} < 0 \text{ и } \operatorname{sgn}\left(\sum_{i=1}^n \sin(\omega_0 t_i)\right) = \operatorname{sgn}\left(\sum_{i=1}^n \cos(\omega_0 t_i)\right) \\ \hat{\vartheta} + \pi, & \text{в остальных случаях.} \end{cases}$$

Заданием ω_0 и определением параметров $\hat{\lambda}$, $\hat{\vartheta}$, $\hat{k}$ функция $\lambda(t)$ определяется полностью. Однако статистический характер задачи, неопределенности и неизбежные ошибки при получении и обработки данных, а также физические причины, как например, дифференциальное вращение звезд, неизбежно приводят к выводу, что необходимо задаваться не точечным значением ω_0 , а сравнительно узким интервалом значений циклических частот вокруг ω_0 . В этом случае задача сводится к необходимости найти, варьируя значение циклической частоты внутри заданного интервала, то значение ω_0 , которое дает правдоподобную периодическую функцию частоты вспышек и обеспечивает лучшее согласие с наблюдательными данными.

В данной работе степень правдоподобности служит логарифм отношения $\ln L_{H_1/H_0}$ функций правдоподобий двух пуассоновских процессов: с периодическим параметром (гипотеза H_1) и стационарным (гипотеза H_0), соответственно:

$$\ln L_{H_1/H_0} = k \sum_{i=1}^n \sin(\omega_0 t_i + \vartheta) - n \ln(I_0(k)).$$

Согласие с наблюдательными данными проверяется путем построения и сравнения теоретического распределения вспышек по фазам найденной периодической функции с соответствующим наблюдаемым распределением с помощью критерия χ^2 .

Оценку максимального правдоподобия $\omega_0 = \hat{\omega}_0$ можно получить, максимизируя сумму $\sum_{i=1}^n \sin(\omega_0 t_i + \vartheta)$ по ω_0 :

$$\sum_{i=1}^n t_i \cos(\omega_0 t_i + \vartheta) \Big|_{\omega_0 = \hat{\omega}_0} = 0. \quad (2)$$

Как видно она неоднозначна и зависит от другого параметра. Поэтому, в этом случае, для набора первоначальных предполагаемых значений ω_0 , методом последовательных приближений решается система из вышеприведенных уравнений (1), (2), и из полученных решений выбирается то решение, которое обеспечивает лучшее согласие с наблюдательными данными.

3. *Использованные данные.* В работе [7] представлены данные о 540 вспыхивающих М карликах в поле зрения космической обсерватории "Кеплер"

с 103187 вспышками, обнаруженными при обработке данных долгой каденции (long cadence) "Кеплера". Такие данные позволяют обнаружить только медленные вспышки, продолжительность которых около двух часов и больше. На рис.2 для иллюстрации приводится часть кривой блеска одной из звезд (KIC 7741987) со вспышками. Продолжительность большой вспышки составляет около 5-ти часов.

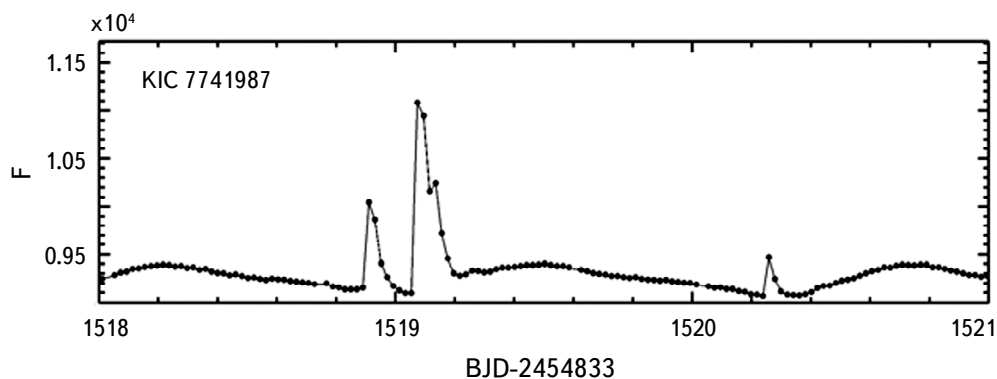


Рис.2. Часть кривой блеска звезды KIC 7741987.

В работе [7] оценены энергии вспышек и для каждой звезды измерена нормированная активность вспышек L_{flare}/L_{bol} (отношение светимости вспышки к болометрической светимости звезды), которая, согласно авторам, является хорошим индикатором звездной активности. Отметим один из результатов работы [7], согласно которому размер звездных пятен положительно коррелирует с вспышечной активностью. Этот результат соответствует принятому в данной статье подходу.

В работе [7] приведены также моменты вспышек, амплитуды блеска, периоды вращения, в основном заимствованные из [8], оценки площади области каждой вспышки, данные об эмиссии $\text{Na } 540$ звезд.

Из этих звезд в данной работе были отобраны 76 звезд с числом вспышек $n \geq 400$. Распределения основных параметров этих звезд и вспышек приведены на рис.3.

Периоды осевых вращений двух звезд неизвестны. Для полноты картины им присвоены отрицательные значения периода и на рис.3 они занимают область отрицательных значений диаграммы распределения периода. Амплитуды кривых блеска приведены в миллионных долях (ppm), а площадь, занимаемая вспышкой - в долях площади поверхности звезды.

4. Полученные результаты.

4.1. Циклическая переменность частоты вспышек. С исполь-

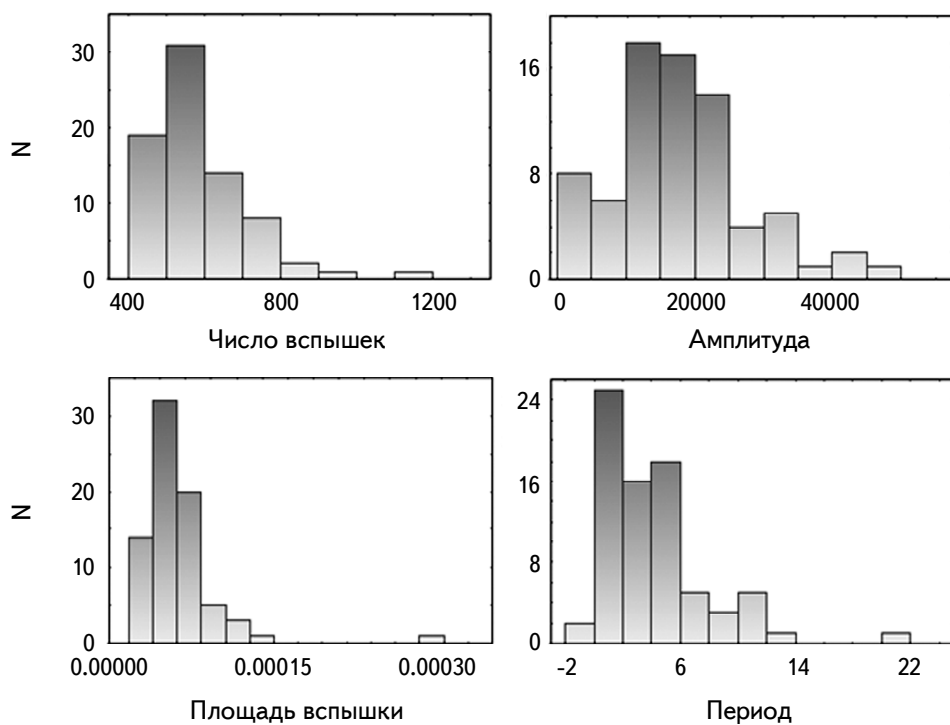


Рис.3. Распределения основных параметров выборки звезд.

зованием описанного метода для всех звезд выборки удалось определить вероятную периодическую функцию частоты вспышек с периодом, близким периоду частоты осевого вращения звезды (табл.1). Как видно из таблицы, для 50% звезд, периоды частоты вспышек P_f и осевого вращения звезды P_b отличаются примерно на 3% и меньше. Среди 74-х звезд лишь у 10-ти (13%) эти периоды отличаются более чем на 10%. Самое большое отклонение

Таблица 1

СТАТИСТИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ОТНОШЕНИЯ P_f/P_b

Характеристика	Значение
Среднее	1.013
Медиана	1.007
Среднеквадратичное отклонение	0.074
Минимум	0.864
Максимум	1.319
Квантиль_25%	0.975
Квантиль_75%	1.038

наблюдается у звезды KIC 5791720. Вероятная причина этого отклонения рассмотрена ниже.

Используя полученные функции частоты вспышек, построены теоретические распределения вспышек по фазам, которые сравнены с аналогичным наблюдаемым распределением вспышек при данном периоде. Для всех без исключения звезд это сравнение (с помощью критерия χ^2) свидетельствует в пользу периодичности частоты вспышек.

Очевидно, что пуассоновский процесс с малой амплитудой периодического параметра сравнительно мало будет отличаться от стационарного процесса и приведет к малым значениям $\ln L_{H_1/H_0}$ (см. рис.4). Малая амплитуда может быть следствием того, что либо предположение о периодичности не имеет место, либо (в рамках принятого в статье подхода) области вспышечной активности более или менее равномерно распределены по поверхности звезды. Естественно, возникает вопрос, при каких значениях $\ln L_{H_1/H_0}$ можно отвергнуть гипотезу о стационарности?

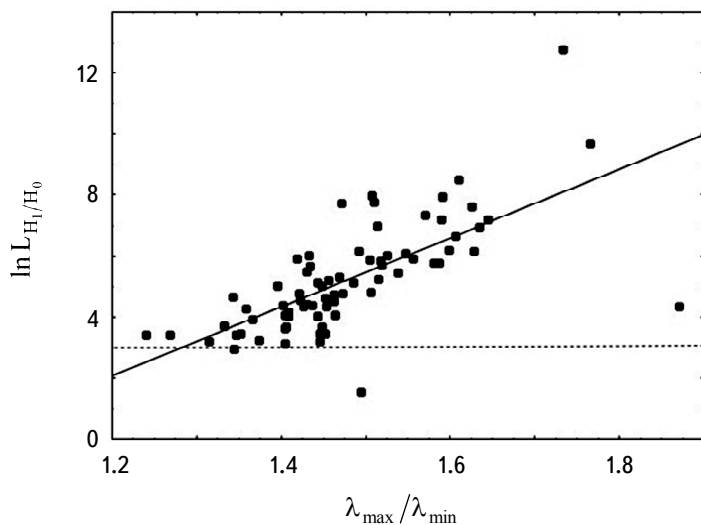


Рис.4. Зависимость отношения правдоподобий $\ln L_{H_1/H_0}$ от $\lambda_{\max}/\lambda_{\min}$.

Оказалось, что альтернативная гипотеза о постоянной частоте вспышек не отвергается лишь в том случае, если логарифм отношения правдоподобий $\ln L_{H_1/H_0} < 3$. К этому результату привело применение критерия сравнения двух пуассоновских процессов - периодического с функцией $\lambda(t)$ и стационарного, приведенного в работе [9], согласно которому стационарность не отвергается, если

$$\left[\left(\sum_{i=1}^n \sin(\omega_0 t_i) \right)^2 + \left(\sum_{i=1}^n \cos(\omega_0 t_i) \right)^2 \right] / 3n \leq 1.$$

С значением $\ln L_{H_1/H_0} < 3$ оказались 2 звезды - KIC 9540467 и KIC 9941718, которые на рис.4 находятся ниже штриховой линии. Однако и в этом случае наблюдательные данные хорошо согласуются с предположением о периодической частоте вспышек. Это видно на рис.5, где для нескольких звезд приводятся сложенные в единый период теоретические и наблюдаемые распределения вспышек по фазам периодической функции. На левой стороне рисунка приведены распределения звезд с наиболее высокими значениями отношения правдоподобия, а на правой - с самыми низкими. В качестве начальной фазы принята фаза в момент начала наблюдений.

В табл.2 приводится список нескольких звезд, у которых периодичность

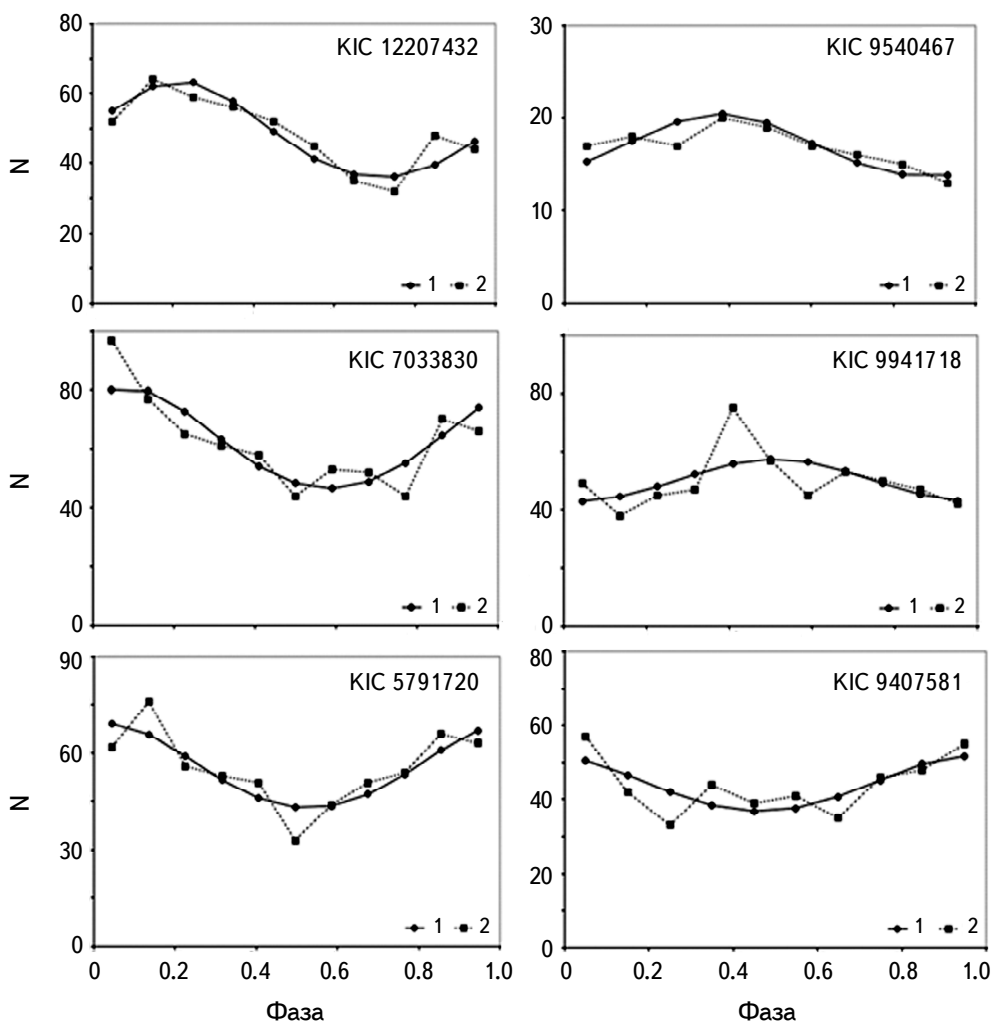


Рис.5. Теоретические (1) и наблюдаемые (2) распределения вспышек.

Таблица 2

ПАРАМЕТРЫ НЕКОТОРЫХ ЗВЕЗД С ХОРОШО
ВЫРАЖЕННОЙ ПЕРИОДИЧНОСТЬЮ

KIC	n	P_b	A	P_f	P_f/P_b	$\lambda_{max}/\lambda_{min}$	L_{H_1/H_0}	χ^2_{cycl}
2300039	544	1.712	4325	1.771	1.035	1.589	7.212	6.083
2557669	479	1.864	14989	1.969	1.056	1.606	6.654	5.596
5607395	466	6.108	16866	5.277	0.864	1.634	6.940	9.018
5791720	609	0.765	13427	1.009	1.319	1.609	8.524	6.440
7033830	687	3.997	44970	4.000	1.001	1.733	12.789	9.921
7350067	657	3.514	22089	3.341	0.951	1.514	6.997	3.672
7741987	608	1.265	14104	1.102	0.871	1.570	7.335	9.920
8947255	596	7.450	13803	8.069	1.083	1.591	7.946	8.488
8977910	471	10.76	12224	12.960	1.204	1.645	7.204	6.969
10332732	737	3.492	4516	3.906	1.118	1.510	7.758	9.270
12207432	487	1.698	23695	1.698	1.000	1.766	9.693	3.557
12314646	835	2.725	16956	2.934	1.077	1.471	7.730	6.132

выражается наиболее отчетливо и убедительно с статистической точки зрения. В колонках 1-4 приведены номера звезд, количество вспышек n , периоды осевого вращения P_b в сутках, амплитуды кривых блесков A в миллионных долях, взятые из [7]. В колонках 5-9 приводится часть данных, полученных в данной работе. Это - периоды функции частоты вспышек P_f , отношения двух периодов P_f/P_b , отношения максимального значения функции частоты вспышек к минимальному $\lambda_{max}/\lambda_{min}$, отношения $\ln L_{H_1/H_0}$, значения χ^2_{cycl} при предположении о периодической частоте вспышек.

4.2. *Звезды с особенностями.* При более детальном рассмотрении некоторых звезд с экстремальными значениями параметров были замечены некоторые интересные факты, более подробное представление и обсуждение которых будет в следующей статье.

Звезда KIC 5791720. Выше было отмечено, что самое большое отношение $P_f/P_b = 1.319$ наблюдается у звезды KIC 5791720. Период вращения звезды в днях составляет 0.765 (циклическая частота - 8.213), а для периода функции частоты вспышек получено значение 1.009 (циклическая частота - 6.227). Данные о звезде и результаты обработки приведены в табл.2 и на рис.5.

По данным архива экзопланет (<https://exoplanetarchive.ipac.caltech.edu>) эта звезда вероятно имеет планетную систему из двух планет-кандидатов, примерно с одинаковыми периодами вращения вокруг звезды - 1.532 (циклическая частота - 4.101). Радиус одной из планет равен 6-ти радиусам Земли, а его отношение к радиусу звезды составляет 0.097. Большая полуось орбиты равна 0.02 а.е. Исходя из этих данных, можно предположить наличие сильного

взаимодействия между звездой и планетой. Из приведенных данных следует, что среднее значение от циклических частот осевого вращения звезды и орбитального вращения планеты с точностью 1% совпадает с циклической частотой функции частоты вспышек. Является ли это случайным совпадением или это своего рода суперпозиция двух периодических функций, трудно сказать без дальнейших исследований. Планетными системами обладают также и другие звезды нашей выборки, например, звезда KIC 7741987, планетная система которой состоит из 6-ти планет с периодами от 1 до 55. Согласно данным [7], звезда входит в 10% самых активных звезд и показывает мощные вспышки, одна из которых приведена на рис.2.

Звезда KIC 9201463. Звезда выделяется среди звезд выборки двумя характеристиками - аномальной вспышечной активностью и очень малой амплитудой блеска. У этой звезды зарегистрировано наибольшее количество вспышек - 1184. Следующие за ней по количеству вспышек звезды имеют по 966 и 867 вспышек, соответственно. Период вращения звезды, согласно [7], равен $P_b = 5.62$. Для периода функции частоты было получено значение $P_f = 5.482$ с относительно низким правдоподобием $\ln L_{H_1/H_0} = 3.410$. Дальнейшие поиски привели к обнаружению нового периода - $P_f = 2.856$ с более высоким правдоподобием $\ln L_{H_1/H_0} = 4.713$. Легко заметить, что в этом случае $P_f \approx P_b/2$, что можно интерпретировать как свидетельство в пользу существования двух активных областей на поверхности звезды с противоположными долготами. Рассмотрение кривой блеска звезды по-видимому подтверждает это предположение (рис.6).

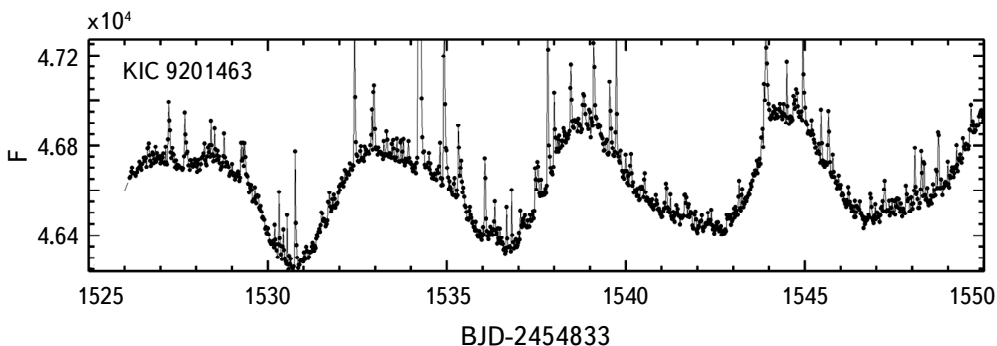


Рис.6. Часть кривой блеска звезды KIC 9201463, подтверждающая предположение о наличии двух активных регионов на противоположных полусферах.

5. *Заключение.* По данным орбитальной обсерватории "Кеплер" проведено статистическое исследование периодической/циклической переменности частоты вспышек 76 вспыхивающих звезд. Предположено, что временная последовательность представляет собой пуассоновский процесс с периодическим

параметром (частота вспышек). Получены соответствующие периодические функции частоты вспышек и проверено наличие возможной периодичности частоты вспышек с периодом, равным периоду вращения звезды. Периоды функций частоты вспышек, как и ожидалось, оказались близкими к периодам осевых вращений звезд.

Используя полученные функции частоты вспышек, построены теоретические распределения вспышек по фазам и сравнены с аналогичным наблюдаемым распределением вспышек при данном периоде. Для всех без исключения звезд это сравнение (с помощью критерия χ^2) свидетельствует в пользу периодичности частоты вспышек. Полученные результаты свидетельствуют о том, что: а) частота вспышек модулируется осевым вращением звезд, и б) структурные и физические изменения активных областей рассмотренных звезд за время наблюдений (3-4 года) происходили сравнительно медленно.

Среди рассмотренных звезд есть звезды с планетными системами. Подозревается, что орбитальное вращение планеты влияет на частоту вспышек звезды KIC 5791720.

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

PERIODICITY OF THE FLARES FREQUENCY OF FLARE STARS

A.A.AKOPIAN

Using the data of the Kepler Orbital Observatory, a statistical study of the periodic/cyclic variability of the frequency of flares of 76 stars of flare stars was carried out. The corresponding periodic functions of the flash frequency are obtained and the presence of a possible periodicity of the flash frequency with a period equal to the period of rotation of the star is checked. The periods of the flare frequency functions turned out to be close to the periods of the axial rotation of the stars. The theoretical distribution of the phases of flares is constructed and compared with a similar observed distribution of flares for a given period. For all stars without exception, this comparison (using the χ^2 criterion) testifies in favour of the periodicity of the flare frequency. The results obtained show that a) the flare frequency is modulated by the axial rotation of the stars, and b) structural and physical changes in the active regions of these stars occur

relatively slowly. Among the stars were some with planetary systems. The impact of planet rotation on the flare frequency of the star KIC 5791720 is suspected.

Keywords: *flare: flare frequency: cyclic variability*

ЛИТЕРАТУРА

1. В.А.Амбарцумян, Звезды, Туманности, Галактики, Изд. АН Арм ССР, 1969, с.283.
2. В.С.Осканян, В.Ю.Теребиж, Астрофизика, **7**, 83, 1971, (Astrophysics, **7**, 48, 1971).
3. А.А.Акопян, Астрофизика, **53**, 613, 2010, (Astrophysics, **53**, 544, 2010).
4. А.А.Акопян, Астрофизика, **58**, 75, 2015, (Astrophysics, **58**, 62, 2015).
5. Ю.А.Кутоянц, Оценивание параметров случайных процессов, Изд-во АН АрмССР, 1980.
6. D.J.Daley, D.Vere-Jones, An Introduction to the Theory of Point Processes, Springer-Verlag, 2003.
7. H.Yang, J.Liu, Q.Gao et al., Astrophys. J., **849**, 36, 2017.
8. A.McQuillan, T.Mazeh, S.Aigrain, Astrophys. J. Suppl. Ser., **211**, 24, 2014.
9. P.A.W.Lewis, J. Sound Vib., **12(3)**, 353, 1970.

ИЗВЕРЖЕНИЕ ПРОТУБЕРАНЦА, ВЫЗВАННОЕ КОРОНАЛЬНЫМ ДОЖДЕМ В СОЛНЕЧНОЙ АТМОСФЕРЕ, НАБЛЮДАЕМОЙ SDO/AIA И STEREO/EUVI

З.М.ВАШАЛОМИДЗЕ¹, Т.В.ЗАКАРАШВИЛИ^{1,2,3}, В.Д.КУХИАНИДЗЕ¹,
Г.Т.РАМИШВИЛИ¹

Поступила 29 марта 2019

Принята к печати 13 сентября 2019

Процесс запуска выброса корональных масс (СМЕ) в солнечной атмосфере изучен не полностью. Мы использовали наблюдения разных космических аппаратов на нескольких длинах волн, чтобы обнаружить процесс неустойчивости протуберанца/волока и последующее извержение СМЕ. Временные ряды спектральных линий 304, 171, 193 и 211 Å получены с космического аппарата SDO, спектральные линии 304, 171, 195 и 284 Å - с космического аппарата STEREO. Система протуберанец/волокно наблюдалась в течение 8-23 ноября 2011г. под разными углами SDO, STEREO_A и STEREO_B. Наблюдения показали, что гигантский торнадо начал подниматься около основания протуберанца в 20:00 UT, 20 ноября, что позже вызвало появление капель коронального дождя (в UT 16:00, 21 ноября), падающих вниз от основной массы протуберанца. Корональный дождь продолжался до UT 20:20, 22 ноября и вызвал неустойчивость протуберанца, вследствие чего UT 22:30, 22 ноября произошел выброс СМЕ. Мы предполагаем, что потеря массы из-за коронального дождя может привести к неустойчивости протуберанцев и их последующему извержению. Наблюдения за корональными дождями, падающих с основной части массы протуберанцев могут быть использованы для прогнозов космической погоды.

Ключевые слова: *корональный дождь; солнечная корона; солнечная атмосфера*

1. *Введение.* Солнечные протуберанцы/волока представляют собой холодные и плотные плазменные структуры в горячей солнечной короне, которые поддерживаются корональным магнитным полем, компенсирующим силу тяжести [1,2]. Иногда протуберанцы теряют стабильность и извергаются в виде СМЕ, что в конечном итоге влияет на космические погодные условия у Земли [3,4]. Инициирование СМЕ, вероятно, связано с некоторым процессом возникновения неустойчивости в солнечной атмосфере [5], который в настоящее время неизвестен [6-8]. Наблюдения показывают, что динамическое поведение протуберанцев/волокон обычно контролируется корональным магнитным полем [9-11]. Одним из важных процессов инициирования СМЕ является неустойчивость торнадо, иногда появляющихся на солнечном лимбе в виде темных вертикальных структур и хорошо видны на снимках Солнца в горячих корональных спектральных линиях [12-16]. Торнадо обычно образуются

возле ножек солнечных волокон и протуберанцев [12,15,17,13,18]. Недавние наблюдения Солнечной динамической обсерватории (SDO) показали, что почти все связанные с протуберанцами торнадо становятся нестабильными, и половина из них приводит к CME, поэтому торнадо может использоваться в качестве эффективного инструмента для предсказаний космической погоды [19].

Другим важным процессом в солнечной атмосфере является корональный дождь - последовательность холодных и плотных плазменных капель, падающих вдоль солнечных корональных петель к их подножию. Корональный дождь, вероятно, вызван тепловой нестабильностью [20,21], он также связан с солнечными протуберанцами, где холодные капли отделяются от основной массы и падают вниз к фотосфере. Недавние наблюдения с Atmospheric Imaging Assembly (AIA) на борту SDO [23,24] показали, что основная масса волокон не является статичной, она поддерживается конденсацией с высокой оценочной скоростью по сравнению с сопоставимым дренажом через многочисленные вертикально-нисходящие потоки [22]. Эти потоки в виде прохладных плотных сгустков проявляются как корональные дожди, падающие с высоты 20-40 Мм. Скорость капель имеет узкое гауссовское распределение со средним значением 30 км/с, в то время как нисходящее ускоряющее распределение имело экспоненциальное падение со средним значением 46 м/с^2 . Предполагалось, что термическая нестабильность, приводящая к образованию коронального дождя, происходит через катастрофическое охлаждение, когда радиационные потери локально превосходят нагрев [25-27]. Численное моделирование также показывает, что катастрофическое охлаждение вследствие термической нестабильности может быть причиной образования холодной конденсации и, следовательно, коронального дождя [28-30].

Когда плазма протуберанца начинает падать в виде коронального дождя, ее масса очевидно уменьшается. Следовательно, направленная вверх сила Лоренца в конечном итоге преодолеет гравитационную силу и этот процесс может привести к неустойчивости протуберанца. В данной работе мы изучаем формирование, динамику и неустойчивость солнечного протуберанца, используя наблюдения SDO/AIA и STEREO/EUVI, а также роль коронального дождя в инициации CME.

2. Наблюдение и анализ данных. Данные наблюдений получены SDO и Обсерваторией Солнечно-Земных связей (STEREO) в течение 8-23 ноября 2011г. AIA/SDO наблюдает за солнцем в каналах с множеством длин волн, обеспечивая изображения с высоким пространственным разрешением 0.6 угл. с на пиксель с частотой 12 с [23,24]. Мы использовали четыре экстремально ультрафиолетовые узкополосные фильтры: 304, 171, 193, 211 Å с соответствующими температурами $10^{4.7}$, $10^{5.8}$, $10^{6.1}$, $10^{6.3}$ К. Установленный

на борту космического корабля STEREO набор научных приборов "Исследование корональных и гелиосферных связей Солнца и Земли" (SECCHI), представляет собой комплект из пяти телескопов, который получал изображения Солнца в экстремальных ультрафиолетовых диапазонах (304, 171, 195, 284 Å) с помощью прибора EUVI (Extreme Ultraviolet Imager) [31-33]. Мы использовали только 304, 195, а также 171 Å, если оно появлялось в наборах данных. SECCHI/EUVI обеспечивает изображения с высоким пространственным разрешением 1.6 угл.с на пиксель всего солнечного диска (изображения 2048 x 2048 пикселей) [31-33]. Спутники SDO и STEREO наблюдают за Солнцем под разными углами, что позволяет детально отслеживать структуру и динамику протуберанцев. Угол разделения между SDO и STEREO_B (STEREO_A) во время нашего наблюдения составлял -104° ($+106^{\circ}$) по отношению к SDO. В то же время линия западного края изображения SDO (западный лимб) находится на $+14^{\circ}$ внутри STEREO_B, а линия восточного края SDO на $+16^{\circ}$ внутри на STEREO_A. (рис.1). Чтобы идентифицировать конкретные точки на Солнце на обоих космических кораблях STEREO и SDO, мы использовали процедуру SSW (Solar Software) базы STEREO wcs_convert_diff_rot, которая позволяет определять положения конкретных точек на изображениях обоих космических аппаратов.

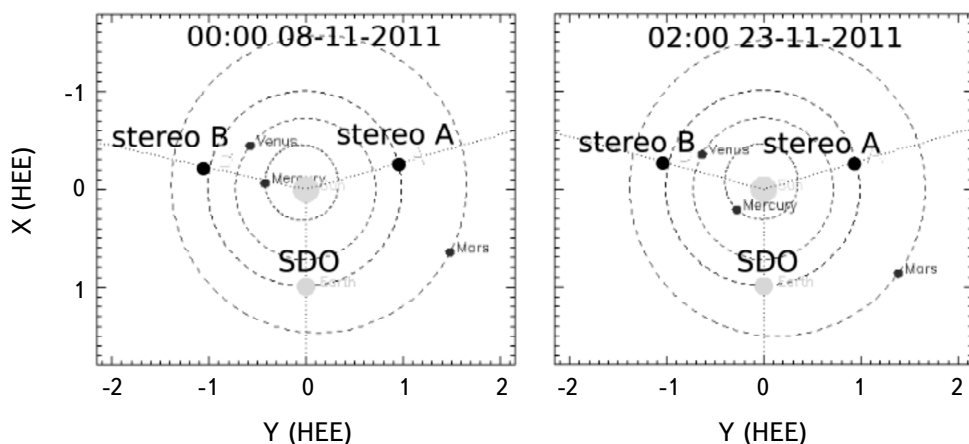


Рис.1. Расположение SDO, STEREO_A и STEREO_B во время наблюдения (ноябрь 2011г.). Линия западного края изображения SDO (западный лимб) находится на $+14^{\circ}$ внутри STEREO_B, а линия восточного края SDO на $+16^{\circ}$ внутри на STEREO_A.

Наблюдения структуры и динамики протуберанца велись в течение ноября 2011г. Протуберанец/волокно наблюдался на снимках STEREO_B до 14 ноября. Между тем, на SDO он появился 8-го ноября и был замечен до 23-го ноября. Когда протуберанец впервые появился на западном лимбе в изображениях SDO, то он был замечен на диске около восточного лимба в

изображениях STEREO_B. На рис.2 показана система протуберанцев/волокон 10 ноября (верхние панели) и 14 ноября (нижние панели). На левых панелях приведены составные (композитные, разные длины волн на одном изображении) изображения STEREO_B, а на правых панелях - составные изображения SDO/AIA.

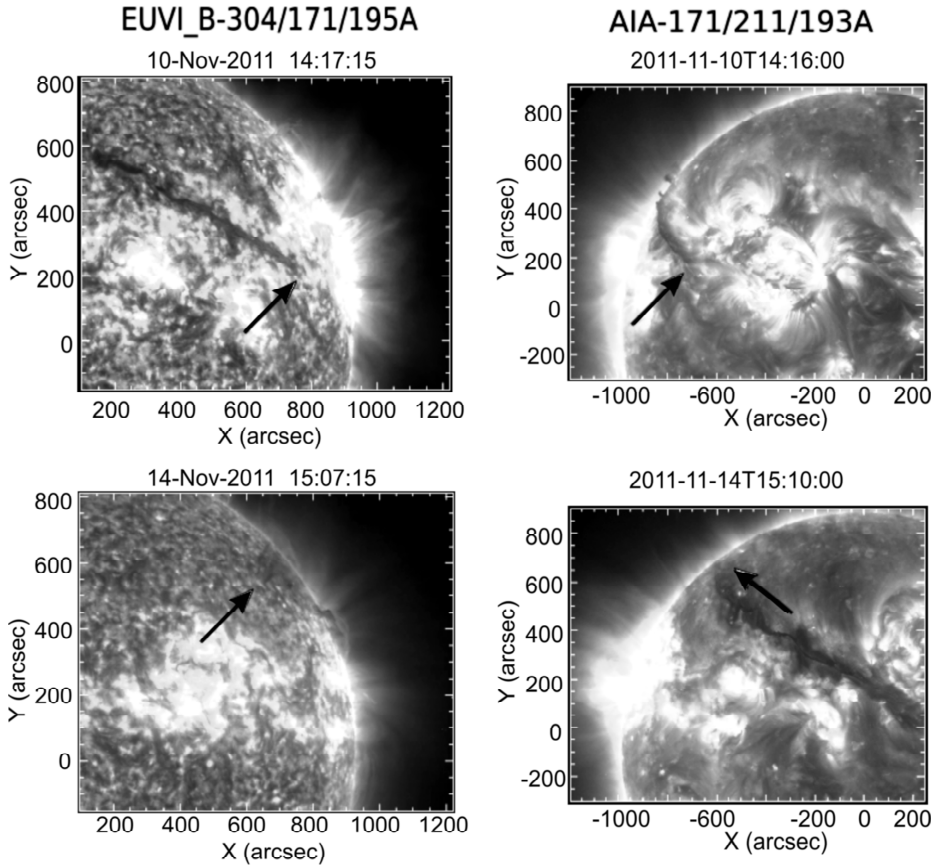


Рис.2. Эволюция протуберанца/волока в течение 10-14 ноября. В левом столбце показаны композитные изображения в EUVI, составленные из трех спектральных линий 171, 195, 304 Å STEREO_B в UT 14:17, 10 ноября (верхняя панель) и в UT 15:07, 14 ноября (нижняя панель). В правом столбце показаны композитные изображения, составленные из трех спектральных линий 171, 193, 211 Å в SDO/AIA в UT 14:16, 10 ноября (верхняя панель) и в UT 15:10, 14 ноября (нижняя панель). Черные стрелки на верхних панелях указывают на правый край протуберанца, если смотреть под разными углами. Стрелки на нижних панелях показывают левый край протуберанца от обоих космических аппаратов.

Протуберанец пересекал весь солнечный диск в течение следующих нескольких дней. 17 ноября он появился на изображениях космического корабля STEREO_A, в то время как он все еще был виден в восточной части солнечного диска на SDO/AIA, а 20 ноября достиг восточного лимба. На

рис.3 показана система протуберанцев SDO и STEREO_A 18 ноября (верхние панели) и 20 ноября (нижние панели). Левая и правая панели показывают

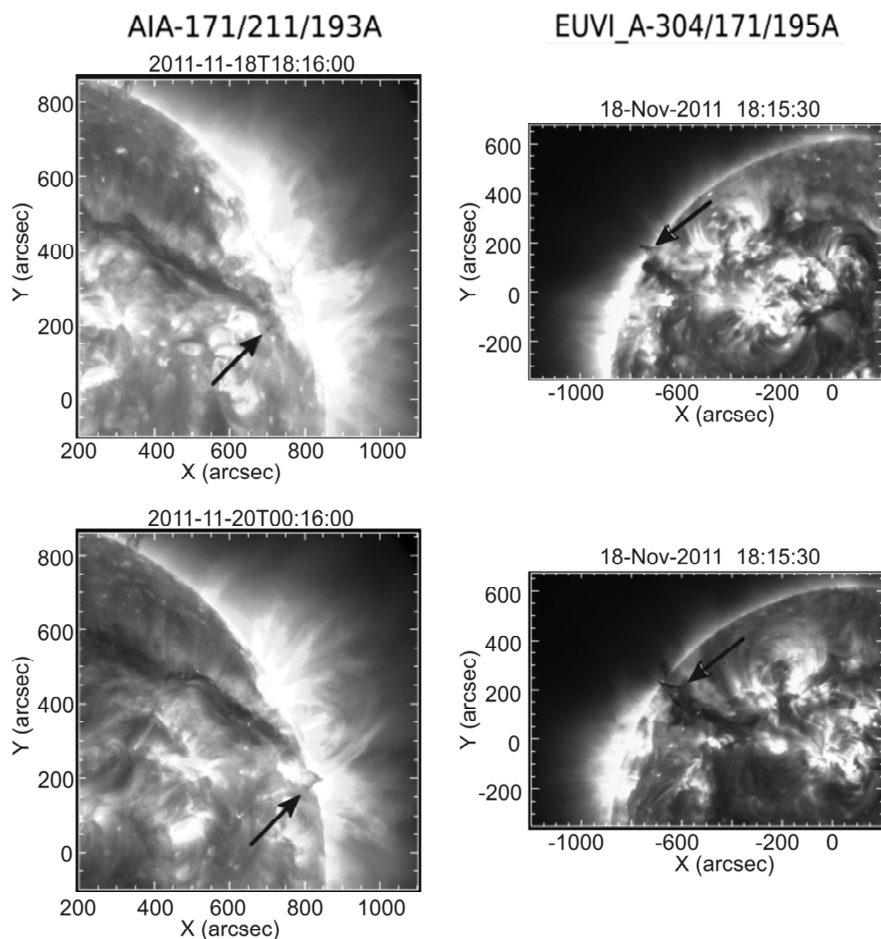


Рис.3. Эволюция протуберанца/волокна в течение 18-20 ноября. В левом столбце показаны составные (композитные) изображения в SDO/AIA в UT 18:16, 18 ноября (верхняя панель) и в UT 16:00, 20 ноября (нижняя панель). В правом столбце показаны составные (композитные) изображения в EUVI/STEREO_A в UT 18:15, 18 ноября (верхняя панель) и в UT 15:31, 20 ноября (нижняя панель). Черные стрелки указывают на расположение торнадо вблизи опор волокна.

аналогичные составные (композитные) изображения как на рис.2. С 20:16 UT (20 ноября) до 12:14 UT (21 ноября) из нижних областей около опоры протуберанца начал подниматься вверх торнадо (рис.4). Торнадо более отчетливо виден на изображениях STEREO_A/EUVI в виде темной вертикальной структуры (правая колонка).

Когда торнадо достиг максимальной высоты, с основной массы волокна начали падать капли дождя. Дождь начался в UT 16:00 21 ноября. На рис.5

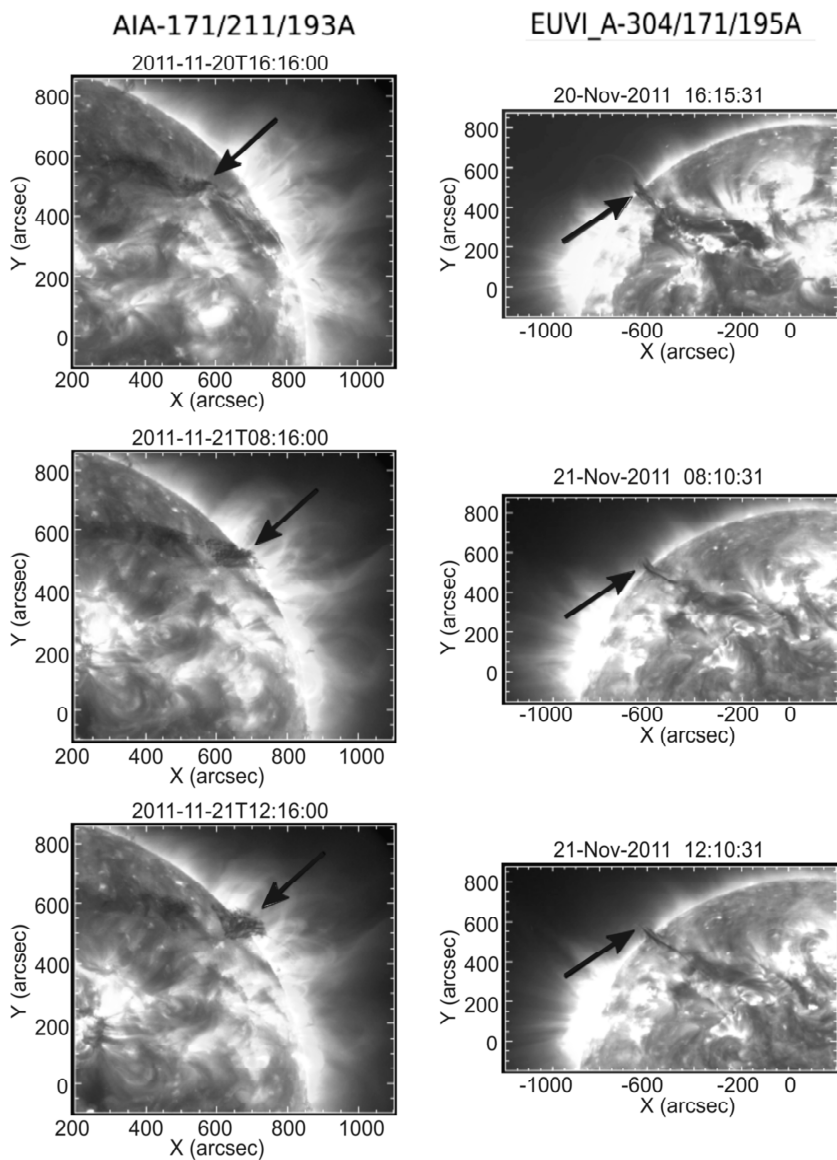


Рис.4. Подъем торнадо у подножия протуберанца в 20-21 ноября. В левом столбце показаны составные (композитные) изображения в SDO/AIA: в UT 16:16 20 ноября (верхняя панель), в UT 08:16 21 ноября (средняя панель) и в UT 12:16 21 ноября (нижняя панель). В правом столбце показаны составные (композитные) изображения в EUVI/STEREO_A: в UT 16:15 ноября (верхняя панель), в UT 08:10 21 ноября (средняя панель) и UT 12:10 21 ноября (нижняя панель). Черные стрелки показывают эволюцию торнадо.

показаны корональные траектории дождя (вдоль корональных петель) с обоих космических аппаратов. Плазма стекала в течение почти тридцати часов, что означает, что значительная часть массы протуберанца была истощена

дождем. Белые стрелки указывают места вблизи поверхности, где падали капли коронального дождя.

Сравнительная яркость этих областей показывает, что либо капли дождя

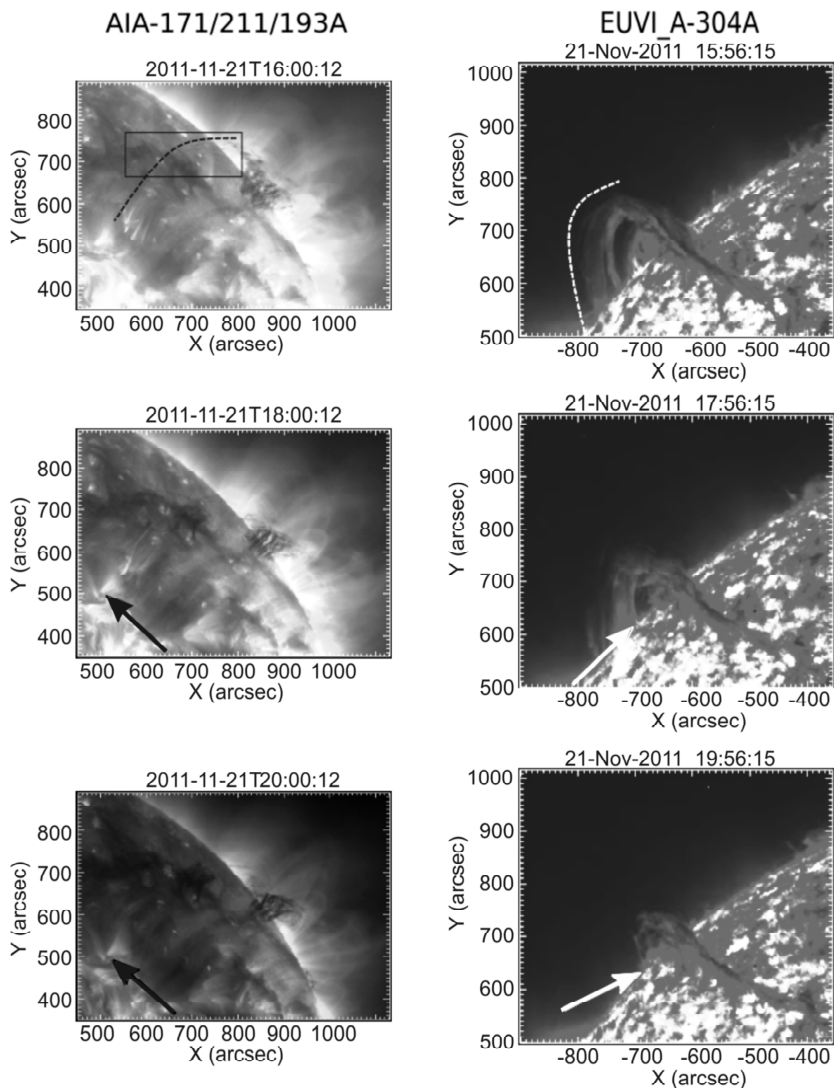


Рис.5. Корональный дождь в течение 21 ноября из SDO и STEREO_A. В левом столбце показаны составные (композиционные) изображения SDO/AIA. Верхняя, средняя и нижняя панели соответствуют UT 16:00, UT 18:00 и UT 20:00 21 ноября, соответственно. Черный прямоугольник указывает на область падающих капель, как показано на рис.6. Пунктирная линия - это траектория падающих капель, а черные стрелки указывают места, где они падают. Правый столбец показывает канал 304A в EUVI/STEREO_A. Верхняя, средняя и нижняя панели соответствуют UT 15:56, UT 17:56 и UT 19:56, 21 ноября, соответственно. Белые стрелки указывают те же точки на изображениях STEREO, что и на изображениях SDO, обозначенных черными стрелками.

в короне нагреваются во время падения, либо они нагревают хромосферную плазму во время столкновения.

На рис.6 показана динамика одной капли дождя в течение 30 мин. Эти панели представляют область, ограниченную черным прямоугольником в верхней левой панели на рис.5. Черные стрелки указывают местоположение капли в определенное (конкретное) время. Капля переместилась примерно на 70 Мм в течение 30 мин со средней скоростью 40 км/с.

После 28 часов коронального дождя (потери массы) протуберанец стал нестабильным. На рис.7 показана временная динамика протуберанца в течение

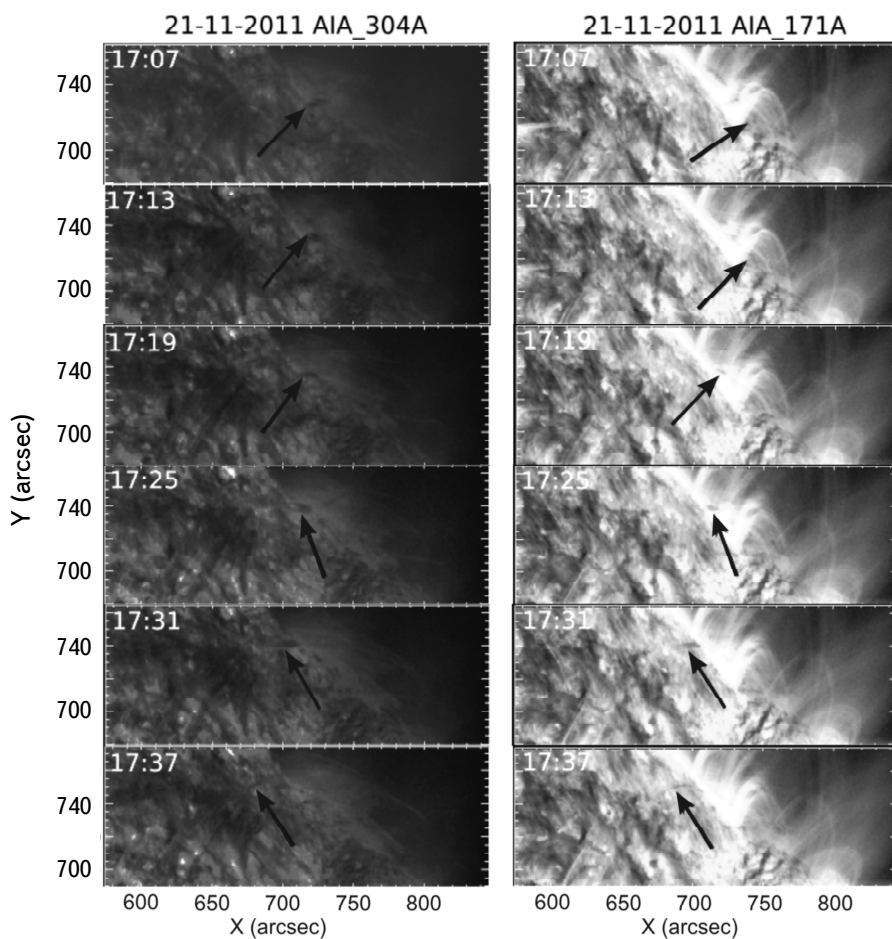


Рис.6. Движение одной капли дождя в короне, в области черного прямоугольника, отмеченного на верхней левой панели рис.5. Динамика корональной капли дождя показана в течение 30 мин с интервалом 6 мин между последовательными панелями (сверху вниз). В левом (правом) столбце показаны изображения в спектральной линии 304 Å (171 Å) SDO/AIA. Черные стрелки указывают на места корональной капли дождя в последовательные моменты времени.

UT 20:00-24:00, 22 ноября, видимая со стороны SDO и STEREO-A. Нестабильность протуберанца начинается около UT 20:20 (верхние панели), когда составляющий его материал поднимается вверх. Через час (средние панели) протуберанец уже значительно поднялся наверх (это особенно хорошо видно на левых панелях). Примерно через три часа (около 23:30 UT) протуберанца

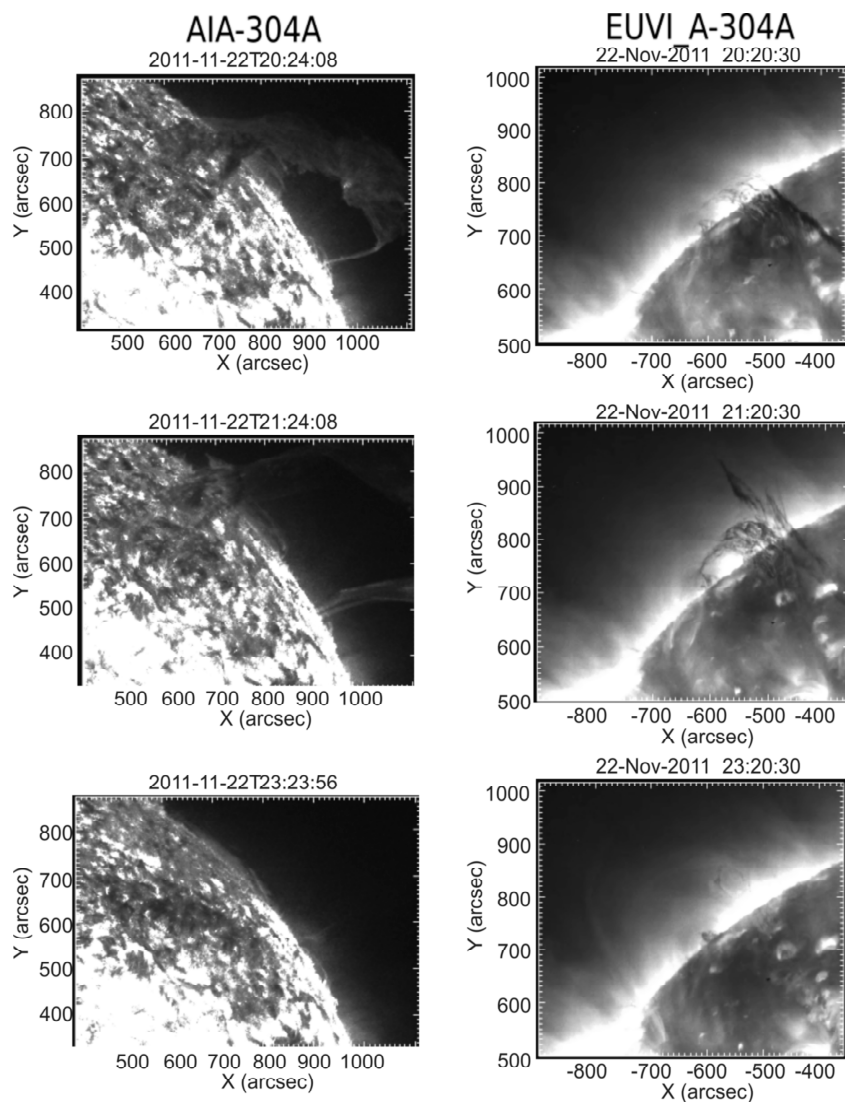


Рис.7. Дестабилизация (потеря равновесия) и извержение (выброс) протуберанца после коронального дождя. В левом столбце показаны три разных изображения в SDO/AIA 304 Å. Верхняя, средняя и нижняя панели соответствуют UT 20:24, UT 21:24 и UT 23:24, 22 ноября, соответственно. Правый столбец показывает три разных изображения в канале STEREO_A 193 Å. Верхняя, средняя и нижняя панели соответствуют UT 20:20, UT 21:20 и UT 23:20, 22 ноября.

уже не видно на линиях AIA и EUVI (нижние панели), поскольку он извергается как СМЕ.

Когда волокно исчезло в корональных линиях, очевидно, оно появилось на изображениях белого света коронографов STEREO-A (COR1 и COR2) как СМЕ. На рис.8 показана временная динамика СМЕ во внешней короне, наблюдаемая из STEREO-A. COR1 наблюдает в видимом свете на расстояниях от 1.5 до 4 солнечных радиусов от центра, в то время как COR2 - от 2 до 15 солнечных радиусов. Очевидно, что СМЕ появился на снимках COR1 в UT 22:30, т.е. через час после подъема из нижней короны. Следовательно, средняя скорость подъема СМЕ была около 200 км/с.

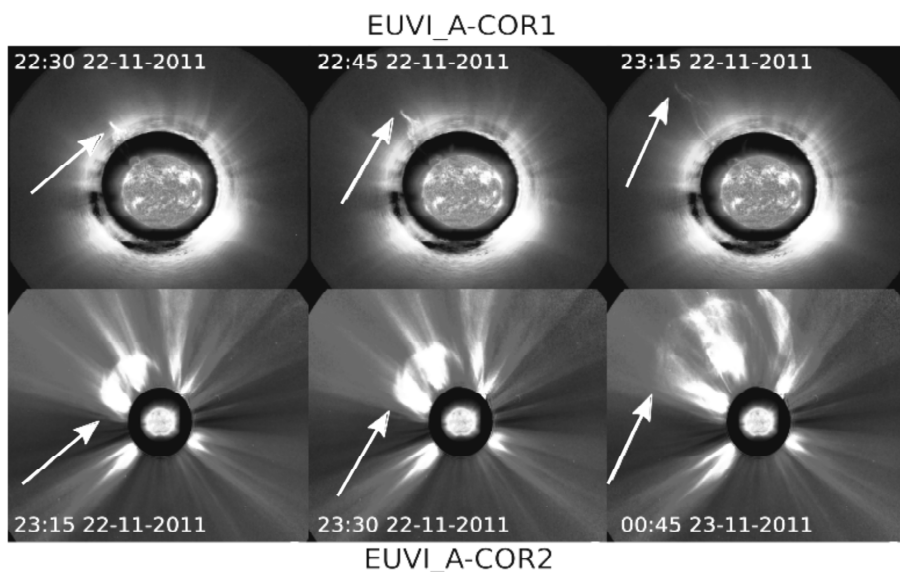


Рис.8. Извержение СМЕ, как видно из STEREO_A. Верхние панели показывают три последовательных изображения СМЕ в COR1 STEREO_A. COR1 отображает изображения белого света на расстояниях от 1.5 до 4 солнечных радиусов от солнечного центра. Солнце в EUVI-A_304 Å показано в центральной части каждого изображения. Белые стрелки указывают местоположение СМЕ. СМЕ появился в окне COR1 около 22:30 22 ноября и оставил его в 23:15 (верхняя правая панель). Нижние панели показывают временную эволюцию СМЕ в COR2 STEREO_A. COR2 отображает изображения белого света на расстояниях от 2 до 15 солнечных радиусов от солнечного центра. Солнце в EUVI-A_195 Å показано в центральной части каждого изображения.

Временная динамика протуберанца показала нам, что нестабильность, которая привела к СМЕ, началась после почти 30-часового оттока каплей коронального дождя из основного тела (массы) протуберанца. Для объяснения возникновения нестабильности протуберанца предполагается следующий сценарий. Волокна почти в 100 раз плотнее, чем окружающая корональная плазма, поэтому они должны быстро падать к поверхности под действием

силы тяжести. Но гравитационная сила уравнивается магнитным полем, которое, вероятно, растягивается из-за большой массы протуберанца. Если корональный дождь непрерывно отнимает часть массы от волокна, то гравитационная сила в конечном итоге ослабевает, что должно привести к поднятию вверх оставшейся части протуберанца из-за избыточной силы Лоренца. Это может привести к магнитному пересоединению или похожему процессу, который вызывает глобальную нестабильность протуберанца и, следовательно, СМЕ.

3. *Выводы.* Наблюдения за солнечным протуберанцем на нескольких космических аппаратах на разных длинах волн проводились от UT 00:00, 8 ноября, до UT 00:45, 23 ноября 2011 г. Мы использовали данные наблюдений спутников AIA/SDO, EUVI/STEREO_A и EUVI/STEREO_B.

SDO, STEREO_A и STEREO_B, наблюдали Солнце с трех разных углов, поэтому мы смогли проследить детальную динамику протуберанца/волокна с высоким пространственным разрешением. За наблюдаемый промежуток времени протуберанц пересек весь солнечный диск на изображениях SDO. Мы наблюдали образование торнадо у подножия протуберанца, которое в конце концов начало расти примерно в 20:00 UT, 20 ноября. Когда торнадо достигло высоты протуберанца, корональный дождь начал стекать с его основной части около 16:00 21 ноября по UT. После почти 30 часов дождя система стала нестабильной в UT 20:20 и изверглась как СМЕ в UT 22:30, 22 ноября. Мы предполагаем, что потеря массы из-за коронального дождя привела к нестабильности протуберанцев и спровоцировала СМЕ. Если будущие наблюдения покажут, что корональный дождь является распространенным процессом для инициирования СМЕ, то он может использоваться для прогнозов космической погоды.

Работа была поддержана Национальным научным фондом им. Шота Руставели (SRNSF) [PhDF2016_147], грантом DI-2016-52 и грантом 217146.

¹ Абастуманская астрофизическая обсерватория им. Е.К.Харадзе, Государственный университет им. Илии, Тбилиси, Грузия, e-mail: zurab.vashalomidze.i@iliauni.edu.ge vaso@iliauni.edu.ge

² Space Research Institute, Austrian Academy of Sciences, Schmiedlstrasse 6, 8042 Graz, Austria, e-mail: teimuraz.zaqrashvili@uni-graz.at

³ IGAM-Kanzelhoe Observatory, Institute of Physics, University of Graz, Universitätsplatz 5, 8010 Graz, Austria

PROMINENCE ERUPTION TRIGGERED BY CORONAL RAIN IN THE SOLAR ATMOSPHERE OBSERVED BY SDO/AIA AND STEREO/EUVI

Z.M.VASHALOMIDZE¹, T.V.ZAQARASHVILI^{1,2,3}, V.D.KUKHIANIDZE¹,
G.T.RAMISHVILI¹

Triggering process for Coronal Mass Ejection (CME) in the solar atmosphere is not fully understood. We use multi-spacecraft and multi-wavelength observations to detect the process of prominence/filament instability and consequent eruption of CME. We use time series of 304, 171, 193 and 211 Å spectral lines from SDO spacecraft and 304, 171, 195 and 284 Å spectral lines from STEREO spacecraft. Prominence/filament system has been observed during November 08-23, 2011, from different angles by SDO, STEREO_A and STEREO_B. Observations show that a giant tornado started to rise up near the prominence leg at 20:00 UT, November 20, which later caused coronal rain blobs (at UT 16:00, November 21) flowing downwards from the prominence main body. The coronal rain continued till UT 20:20, November 22, and triggered the instability of the prominence, which erupted as a CME at UT 22:30, November 22. We suppose that the mass loss due to the coronal rain may lead to the instability of prominence and to the consequent eruption of CME. If confirmed, coronal rain observations from prominence main body could be used for space weather predictions.

Keywords: *coronal rain: solar corona: solar atmosphere*

ЛИТЕРАТУРА

1. N.Labrose, P.Heinzel, J.-C.Vial *et al.*, Space Sci. Rev., **151**, 243, 2010.
2. I.Arregui, R.Oliver, J.L.Ballester, Living Rev. Solar Phys., **9**, 2, 2012.
3. B.Schmieder, L. van Driel-Gesztelyi, G.Aulanier *et al.*, Adv. Space Res., **29** 1451, 2002.
4. N.Gopalswamy, M.Shimojo, W.Lu *et al.*, Astrophys. J., **586**, 562, 2003.
5. E.R.Priest, T.G.Forbes, Astron. Astrophys., **10**, 313, 2002.
6. J.B.Zirker, O.Engvold, S.F.Martin, Nature, **396**, 440, 1998.
7. J.Chae, C.Denker, T.J.Spirock *et al.*, Sol. Phys., **195**, 333, 2000.
8. Q.M.Zhang, T.Li, R.S.Zheng *et al.*, Astrophys. J., **842**, 27, 2017a.
9. Z.Ning, W.Cao, P.R.Goode, Astrophys. J., **707**, 1124, 2009b.
10. Y.Shen, Y.Liu, Y.D.Liu *et al.*, Astrophys. J., **814**, L17, 2015.

11. *Q.M.Zhang, D.Li, Z.J.Ning*, *Astrophys. J.*, **851**, 47, 2017b.
12. *Y.Su, T.Wang, A.Veronig et al.*, *Astrophys. J.*, **756**, L41, 2012.
13. *X.Li, H.Morgan, D.Leonard et al.*, *Astrophys. J.*, **752**, L22, 2012.
14. *N.K.Panesar, D.E.Innes, S.K.Tiwari et al.*, *Astron. Astrophys.*, **549**, A105, 2013.
15. *S.Wedemeyer-Böhm, E.Scullion, L.Roupe van der Voort et al.*, *Astrophys. J.*, **774**, 123, 2013.
16. *N.K.Panesar, D.E.Innes, D.J.Schmit et al.*, *Sol. Phys.*, **289**, 2971, 2014.
17. *S.Wedemeyer-Böhm, E.Scullion, O.Steiner et al.*, *Nature*, **486**, 505, 2012.
18. *I.Mghebrishvili, T.V.Zaqarashvili, V.Kukhianidze et al.*, *Astrophys. J.*, **810**, 89, 2015.
19. *I.Mghebrishvili, T.V.Zaqarashvili, V.Kukhianidze et al.*, *Astrophys. J.*, **861**, 112, 2018.
20. *E.N.Parker*, *Astrophys. J.*, **117**, 431, 1953.
21. *G.B.Field*, *Astrophys. J.*, **142**, 531, 1965.
22. *W.Liu, T.E.Berger, B.C.Low*, *Astrophys. J. Lett.*, **745**, L21, 8, 2012.
23. *W.D.Pesnell, B.J.Thompson, P.C.Chamberlin*, *Sol. Phys.*, **275**, 3, 2012.
24. *J.R.Lemen, A.M.Title, D.J.Akin et al.*, *Sol. Phys.*, **275**, 17, 2012.
25. *S.K.Antiochos, P.J.MacNeice, D.S.Spicer et al.*, *Astrophys. J.*, **512**, 985, 1999.
26. *C.J.Schrijver*, *Sol. Phys.*, **198**, 325, 2001.
27. *Z.Vashalomidze, V.Kukhianidze, T.V.Zaqarashvili et al.*, *Astron. Astrophys.*, **577**, A136, 2005.
28. *D.A.N.Müller, V.H.Hansteen, H.Peter*, *Astron. Astrophys.*, **411**, 605, 2003.
29. *D.A.N.Müller, H.Peter, V.H.Hansteen*, *Astron. Astrophys.*, **424**, 289, 2004.
30. *D.A.N.Müller, A. De Groof, V.H.Hansteen et al.*, *Astron. Astrophys.*, **436**, 1067, 2005.
31. *R.A.Howard, J.D.Moses, A.Vourlidas et al.*, *Space Sci. Rev.*, **136**, 67, 2008.
32. *J.-P.Wüelser, J.R.Lemen, T.D.Tarbell et al.*, *SPIE Conf. Ser.*, **5171**, 111, 2004.
33. *J.-P.Wüelser, J.R.Lemen, N.Nitta*, *SPIE Conf. Ser.*, **6689**, 2007.
34. *W.T.Thompson*, *Icarus*, **2000**, 351, 2009.

ТЕМПЕРАТУРА ПЫЛИ В ГОРЯЧЕЙ ПЛАЗМЕ

С.А.ДРОЗДОВ, Ю.А.ЩЕКИНОВ

Поступила 14 мая 2019

Исследуется тепловой режим пыли и ее эмиссионные характеристики, находящиеся в горячей ($T = 10^6 - 10^7$ К) космической плазме. Такая плазма встречается повсеместно в галактической межзвездной среде, в окологалактической и межгалактической среде. Несмотря на агрессивное окружение, пылевые частицы могут сохраняться в ней ограниченное время $\sim 0.3n^{-1}$ млн. лет, n - концентрация плазмы, и излучать в инфракрасном диапазоне. Это дает дополнительную возможность диагностики горячей плазмы. Особенность теплового режима пылевых частиц, помещенных в разреженную горячую плазму, состоит в том, что они испытывают флуктуации температуры в широком интервале. Функция распределения температуры зависит от радиуса пылевых частиц и от параметров плазмы. В работе описаны результаты расчетов функций распределения для радиусов пылинок от $30 \text{ \AA}$ до $3000 \text{ \AA}$ на сетке параметров плазмы, а также результирующие эмиссионные спектры. Показано, что в широкой области температур и концентраций плазмы результирующий эмиссионный спектр пыли имеет "бимодальную" (двухпиковую) форму и может уподобиться двухтемпературной пыли. Обсуждаются возможные погрешности в определении массы пыли по ее наблюдениям тепловой эмиссии, основанные на предположении о ее "равновесной" температуре.

Ключевые слова: *горячий газ: межзвездный: межгалактический: сверхновые: межзвездная пыль: эмиссионные спектры пыли*

1. *Введение.* Горячая пыль с температурой $T_d \geq 20$ К встречается повсеместно в областях активного звездообразования (ЗО), остатках сверхновых, галактических ветрах, в сверхярких инфракрасных галактиках. Механизмы ее нагрева различаются: в некоторых случаях - в областях ЗО, преобладает нагрев ультрафиолетовым звездным излучением, в других - в горячем окологалактическом и межгалактическом газе, основной вклад вносит столкновительный нагрев за фронтами ударных волн. Примером горячей пыли ($T_d = 22 - 26$ К) за фронтом сильной ударной волны может служить пыль остатка сверхновой SN 1987 А в Большом Магеллановом облаке [1]. Еще более высокие температуры - $T_d \approx 30 - 50$ К, демонстрирует пыль в сверхярких инфракрасных галактиках (ULIRGs - UltraLuminous Infrared Galaxies, см., например, [2-4]). Хотя в части галактик этого типа пыль греется преимущественно звездным излучением, как, например, в ближайшей к нам Агн 220 (см. обсуждение в [5]), в некоторых из них - "оптически ярких" по терминологии [4], вклад ударных волн в нагрев пыли может быть сравним с вкладом звездного излучения.

В нашей Галактике горячая пыль, нагретая ударными волнами, представлена, например, рентгеновским газом в Северном полярном шпуре - области в северо-восточной части галактических координат ($l = 0^\circ - 45^\circ$; $b = 3^\circ - 85^\circ$), окаймляющей Fermi-Bubbles [6]. В этом случае ударные волны являются единственным источником нагрева пыли, независимо от происхождения Северного полярного шпура, поскольку поле ультрафиолетового излучения в этой области не превышает заметно $F_{UV} \sim 1$ в единицах Хаббинга (см., например, обсуждение в [7]). По-видимому, близкими характеристиками обладает и пыль в протяженных областях горячего "коронального" газа в межзвездной среде Галактики - областях, занятых слившимися остатками сверхновых. Объемная доля такого газа может достигать 50-90% [8,9], и хотя массовая доля такого газа составляет всего $\sim 10^{-3}$ [9], наиболее молодые и плотные области его могут быть различимы в тепловой эмиссии пыли в общем фоне (см. оценки ниже).

Безусловный интерес представляет пыль в окологалактических гало, в горячем газе скоплений галактик и в межгалактической среде (см. обзор [10]). В настоящее время единственный источник данных о пыли в таком окружении - это измерения экстинкции и покраснения фоновых источников оптического излучения (см., например [11]), которые, как правило, отягощены наблюдательной селекцией из-за возможного неоднородного распределения поглощающих областей. С этой точки зрения прямые наблюдения тепловой эмиссии пыли могут оказаться дополнительным источником информации, как это продемонстрировано в [12] для скоплений галактик.

Таким образом, понимание теплового режима пыли в горячем газе с "рентгеновскими" температурами и ее эмиссионных характеристик важно для корректного описания физического состояния межзвездного и окологалактического газа нашей и других галактик. К этому же ряду можно отнести морфологию, физическое состояние и эволюционный статус Северного полярного шпура, его связи с Fermi-Bubbles, а также газ у основания Fermi-Bubbles в центральной области Галактики. С этой целью в настоящей работе мы исследуем тепловой режим и эмиссионный спектр пыли, погруженной в горячий газ, нагретый предположительно сильной ударной волной. Более конкретно, мы исследуем временные вариации ("флуктуации") температуры пылинок, возникающие вследствие того, что в условиях нагрева пыли в разреженной горячей плазме время остывания каждой отдельной пылинки может оказаться короче времени, в течение которого частицы плазмы нагревают пылинку при столкновениях с ней. Возможность флуктуаций температуры мелких пылинок под действием ультрафиолетовых (УФ) квантов была предложена впервые в работе [13]. Детальное исследование этого явления в межзвездной среде было выполнено в работе [14].

Исследование флуктуаций температуры пыли в горячей плазме остатков сверхновых было впервые детально описано в [15,16]. Существенное отличие нагрева пылинок УФ излучением в межзвездной среде и неупругими столкновениями частиц горячей плазмы состоит в величине передаваемой энергии в однократном акте поглощения УФ кванта или столкновения с частицей горячей плазмы. В первом случае типичная энергия кванта составляет ~ 10 эВ, во втором - энергия, полученная от столкнувшейся с пылинкой частицей плазмы может превышать ≥ 100 эВ. Чтобы поддерживать заданное значение средней температуры пылевой частицы, требуется, по крайней мере, на порядок большее количество поглощенных УФ квантов, чем столкнувшихся с ней частиц горячей плазмы. Поэтому при заданной средней температуре пылинок ее флуктуации в горячей плазме будут всегда больше.

Важным следствием временных флуктуаций температуры отдельных пылинок является их влияние на тепловой спектр всей массы пыли [14,16]. Мы анализируем возможность идентификации физического состояния горячей плазмы по характеристикам теплового спектра пыли в области пика и в релей-джинсовской области. Мы ограничиваемся здесь обсуждением общих характеристик эмиссионного спектра; приложения к конкретным объектам будут описаны отдельно. Во 2-м разделе мы приводим функции распределения температуры пылинок с разным размером в зависимости от плотности и температуры окружающей плазмы, в 3-м разделе мы анализируем их суммарный (интегрированный по спектру размеров пылинок) тепловой спектр и обсуждаем его эволюционные особенности, в 4-м разделе приводится обсуждение результатов, 5-й раздел содержит заключение, вспомогательные функции, величины и процедуры приведены в *Приложениях*.

2. Температура пыли за фронтом ударной волны. За фронтом ударной волны температура пыли определяется балансом столкновений с пылинкой тепловых ионов и электронов и ее радиационным остыванием [16-19]; в настоящем разделе мы следуем описанию [16]. Скорость нагрева отдельной пылинки равна

$$H = \pi a^2 \sum_{e,i} n_k \int_0^{\infty} f_k(E) v_k(E) \sigma_k(E) E \eta(E) dE, \quad (1)$$

a - радиус пылинки, $f_k(E)$ - максвелловская функция распределения электронов ($k=e$) и ионов ($k=i$), $v_k(E)$ - скорость частиц плазмы, $\sigma_k(E)$ - сечение столкновения частицы плазмы с пылинкой (в общем случае учитывает кулоновскую фокусировку), $\eta(E)$ - доля энергии, передаваемая частицей плазмы на нагрев пылинки. Учитывая, что сечения столкновений и доли энергии, идущие на нагрев для электронов и ионов по порядку величины близки (см., например, приложение А в [20]), различия в скоростях нагрева

столкновениями с электронами и ионами в (1) определяются в основном различиями в их тепловых скоростях, $v_e(E) = \sqrt{m_i/m_e} v_i(E) \geq 42 v_i(E)$, поэтому мы будем учитывать только вклад от электронных столкновений. Для $\eta(E)$ мы использовали выражение, приведенное в [16], см., *Приложение 1*. В расчетах мы будем учитывать также нагрев пылинки фоновым реликтовым (микроволновым) излучением с температурой $T_{CMB} = 2.7$ К, который поддерживает минимальную температуру пыли (см., *Приложение*).

Радиационное остывание отдельной пылинки, имеющей температуру T_d , определяется выражением [17]

$$\Lambda = 4\pi a^2 \sigma_{SB} \langle Q_{abs} \rangle T_d^4, \quad (2)$$

σ_{SB} - постоянная Стефана-Больцмана, $\langle Q_{abs} \rangle \propto a T_d^2$ - усредненная по планковскому спектру эффективность поглощения пылинки (см., *Приложение*).

В условиях разреженной плазмы существенным оказывается радиационное охлаждение пылинки между двумя последовательными столкновениями нагревающих ее электронов. Каждое столкновение электрона с пылинкой сопровождается скачкообразным увеличением ее температуры: при температуре плазмы $T \sim 10^6$ К характерная величина этого скачка составляет примерно $\Delta T_d \sim 6 \text{ К} / a_{0.1}$ [см., 16]. Если время остывания пылинки $\tau_c \sim 10^6 T_d^{-3}$ оказывается короче времени ее нагрева столкновениями с электронами τ_E , то она будет испытывать резкие скачки температуры, сопровождаемые длительными $t \sim \tau_E$ промежутками остывания. Это выполняется при условии

$$\frac{4\pi}{3} n_e v_e C_m(T_d) \rho_d a^2 < \langle Q_{abs} \rangle \sigma_{SB} T_d^3, \quad (3)$$

где $C_m(T_d)$ - удельная (на грамм вещества) теплоемкость, ρ_d - плотность вещества пылинки, $\langle Q_{abs} \rangle$ - усредненная по планковскому распределению эффективность поглощения пылинки (см., *Приложение*), σ_{SB} - постоянная Стефана-Больцмана, T_d - температура пылинки. В горячей плазме в широком интервале плотностей условие (3) выполняется даже для крупных пылинок $a \approx 0.1$ мкм (см., рис.1 в [16]).

2.1. Функция распределения температуры пыли. Для расчета функции распределения температуры (ФРТ) пыли $P(a, T)$ мы использовали подход, развитый в работе [16] (краткое описание дано в *Приложении*). На рис.1 приведены примеры ФРТ пылинок для набора температур (для панелей в вертикальном направлении) и концентраций (для панелей в горизонтальном направлении) плазмы. Общим для этих распределений является узкое распределение для крупных частиц ($z > 0.05$ мкм) и все более широкое - для частиц меньших размеров, для которых порция энергии от отдельного электрона ($\Delta E \sim 0.01$ эВ) сравнима с энтальпией частицы. Для мелких частиц

ФРТ демонстрирует протяженный хвост в области высоких температур $T \geq \Delta E/k_B \sim 100$ К. В области низких температур при $n \leq 0.3$ см⁻³ распределение для мелких пылинок тянется и в область низких температур $T \lesssim 5$ К: легко оценить, что пылинки с радиусом $a = 0.003$ мкм в плазме с $T = 10^6$ К и $n = 0.01$ см⁻³ между двумя последовательными столкновениями остынут до $T_d \approx 5$ К.

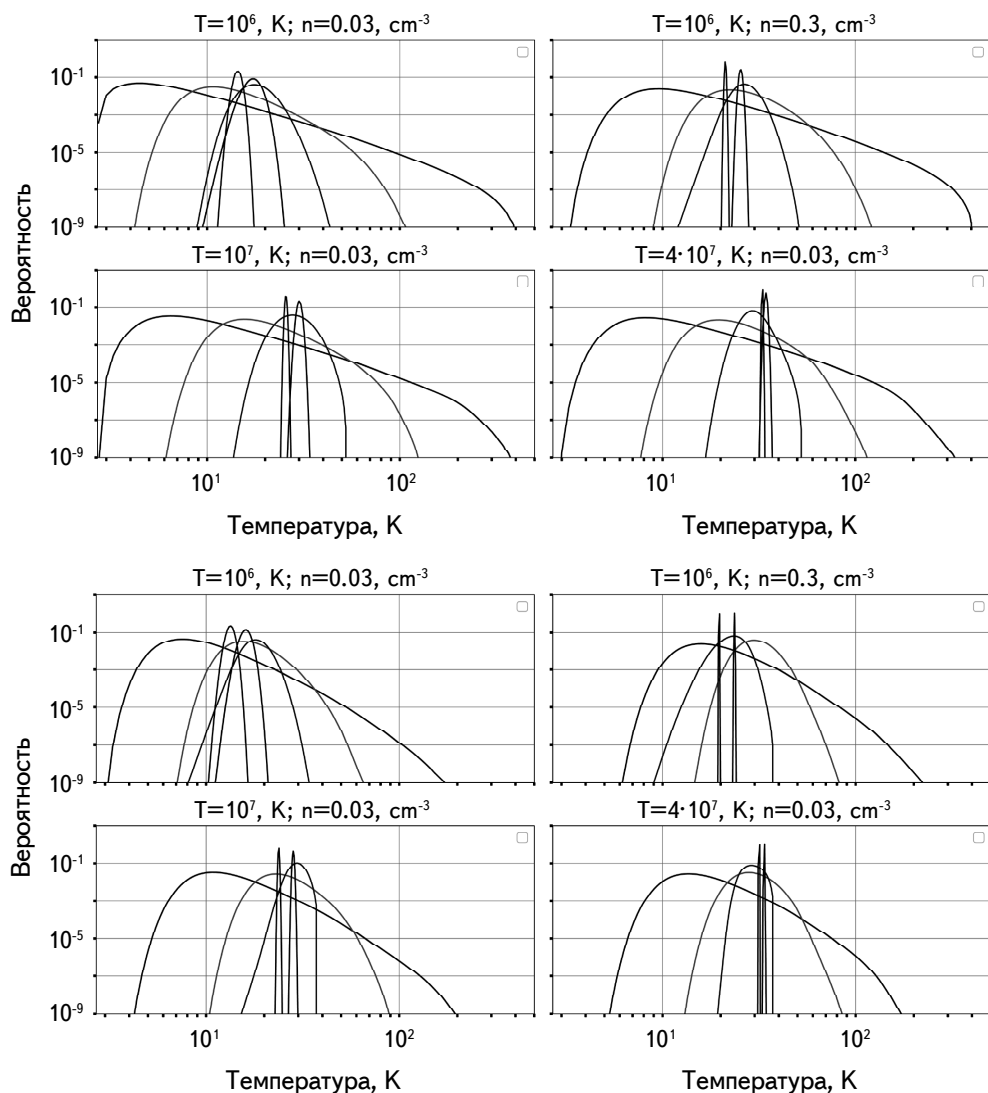


Рис.1. Функции распределения температуры углеродных (верхняя панель) и силикатных (нижняя панель) пылинок с различными параметрами среды. Кривые приведены для размеров пылинок $a = 30 \text{ \AA}$, $100 \text{ \AA}$, $300 \text{ \AA}$, 0.1 мкм , 0.3 мкм , начиная от более широких, к узким распределениям.

Углеродные частицы имеют более широкие распределения температуры при одинаковых размерах пылевых частиц и параметров окружающей плазмы. Эта особенность была впервые обнаружена в работе [16] и в области низких температур объясняется различиями в теплоемкостях $C_m(T)$ и коэффициентах абсорбции $\langle Q_{abs} \rangle$ для углеродной и силикатной пыли. Действительно, количество пылинок, занимающих область низких температур, определяется тем, как быстро пылинки охлаждаются за время между двумя последовательными столкновениями пылинки и электронов. Учитывая, что время охлаждения пылинки, пропорционально $\tau_c \propto C_m / \langle Q_{abs} \rangle$, отношение времени охлаждения углеродных пылинок к времени охлаждения силикатных в области высоких температур - например, $T_d \approx 300$ K, откуда начинается охлаждение пылинок с радиусом $a = 0.003$ мкм, будет $\tau_c(C)/\tau(Si) \approx 0.9$. В области высоких температур видимое, хотя и незначительное, более широкое распределение для углеродных частиц объясняется тем, что для них один акт столкновения электрона приводит к несколько большему увеличению температуры, чем для силикатных пылинок - это видно из рис.7 (*Приложение В*), где на правой панели приведено отношение температур углеродных пылинок к температурам силикатных пылинок после столкновения с ними электронов заданной энергии. Более подробное обсуждение поведения ФРТ в высоких и низких интервалах температур приведено в [21].

В отсутствие флуктуаций (далее будем условно говорить о таком состоянии как о равновесном) температура пылинки зависит от радиуса примерно¹ как $T(a) \propto a^{-1/6}$. Это легко понять из сравнения скоростей нагрева (1) и охлаждения (2) пылинки (см. также параграф 8.2 в [22]). Асимметричная, смещенная в область низких температур и протяженным "хвостом" в области высоких температур, форма ФРТ пыли требует дополнительного определения температуры пыли, а именно: средняя по ФРТ температура $\langle T(a) \rangle = \int T' P(a, T') dT'$, средняя по эмиссионному квази-планковскому спектру $\langle T(a) \rangle_s = \int \int T' P(a, T') \tilde{B}_\nu(T') dT' d\nu$.

Эти зависимости проиллюстрированы на рис.2; здесь $B_\nu(T)$ - функция Планка, $\tilde{B}_\nu(T) \propto \nu^\beta B_\nu(T)$ - квази-планковская функция, β - спектральный индекс пыли. Если не оговорено иное, в настоящей работе мы принимаем для простоты анализа $\beta = 2$ - значение, часто принимаемое при анализе спектров пыли в горячей плазме окрестностей галактик в скоплениях [23,24], хотя отклонения от этого значения могут быть заметны (см., например, [25]). Различия средних температур и их отличие от "равновесной" показывает, насколько могут отличаться простые оценки тепловых и эмиссионных свойств пыли от действительности, в пренебрежении флуктуациями температуры

¹ если температура окружающей плазмы не слишком высока: $T \lesssim 10^6$ K.

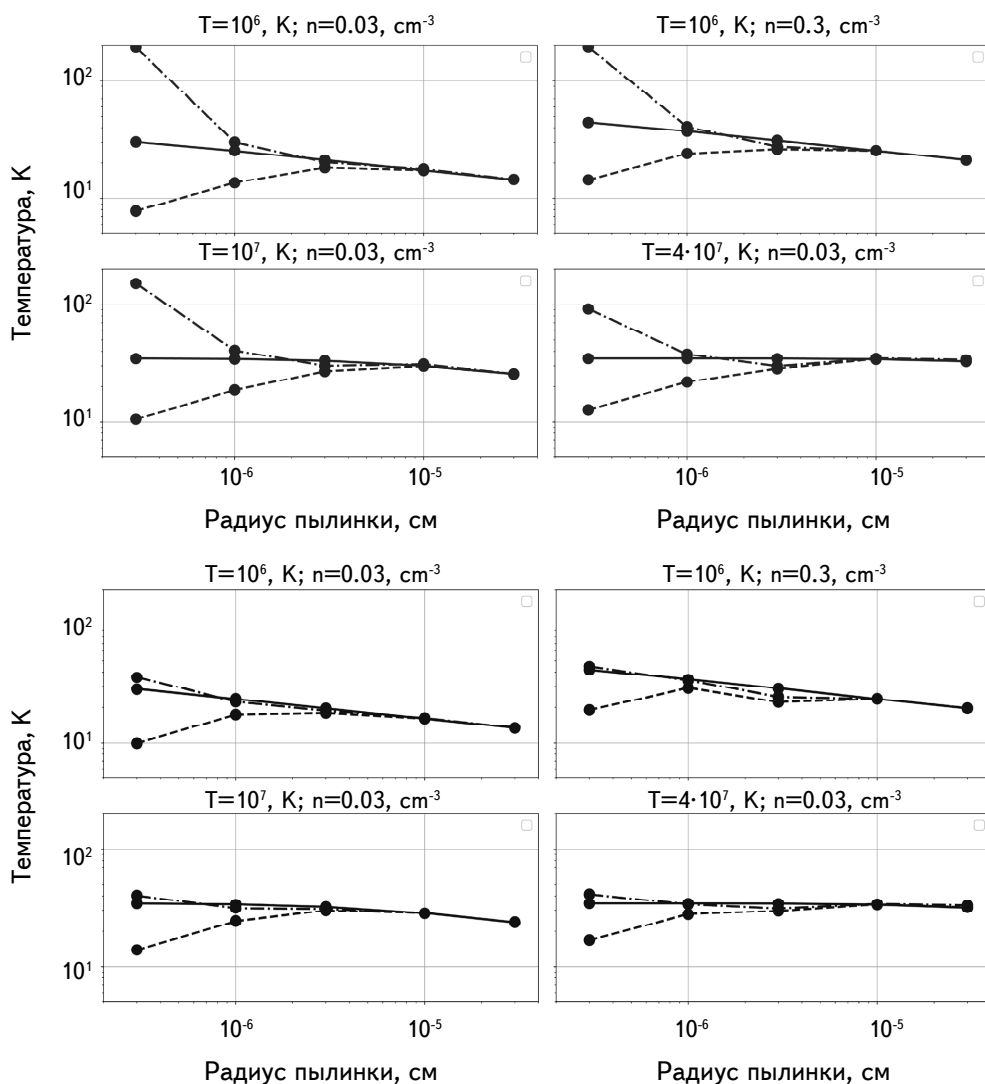


Рис.2. Зависимость средней по ФРТ температуры (штриховая линия), средней температуры по модифицированному планковскому спектру (штрих-пунктирная), равновесной (сплошная линия) от радиуса пылинки: углеродные (верхняя панель) и силикатные пылинки (нижняя панель).

пылинок, особенно, если принять во внимание сильную зависимость эмиссии пыли от ее температуры.

Легко видеть, что удельная (на единицу массы) эмиссионная способность пылинки с температурой $\langle T(a) \rangle$, определенной по ФРТ, меньше таковой для пылинок с "равновесной" температурой. Массовая спектральная эмиссионная способность пылинки радиуса a в максимуме функции $\tilde{B}_{\nu_p}(T)$ имеет порядок

$$\ell_a = \frac{L_{\nu_{p,a}}}{M_{d,a}} = \frac{q \langle T(a) \rangle^5}{\rho_d a} \sim \left(\frac{\langle T(a) \rangle}{T(a)} \right)^5 \ell_e \ll \ell_e. \quad (4)$$

Здесь для оценки светимости пылинки функции $\tilde{B}_{\nu_{\max}}(T)$ ее температура была принята равной средней по ФРТ $\langle T(a) \rangle$, коэффициент $q = 1.4 \cdot 10^{-60}$; $T(a)$ - равновесная температура пылинки, $\ell_{a,e}$ - равновесная удельная эмиссионная способность, ν_p - частота, соответствующая максимуму функции $\tilde{B}_{\nu_{p,a}}$. Например, эта разница для углеродных пылинок с $a = 100 \text{ \AA}$ может достигать более порядка величины $\ell_a \sim 0.01 \ell_{a,e}$ (см., рис.6). Поэтому очевидно, что оценка массы пыли, основанная на предположении о ее "равновесной" температуре, может заметно отличаться от истинного значения.

С другой стороны, удельная излучательная способность пылинки с температурой, оцененной по ее эмиссионному спектру $\langle T(a) \rangle_s$, оказывается заметно выше того, что можно ожидать от пыли с "равновесной" температурой:

$$\ell_{a,s} = \frac{L_{\nu_{p,s,a}}}{M_{d,a}} = \frac{q \langle T(a) \rangle_s^5}{\rho_d a} \sim \left(\frac{\langle T(a) \rangle_s}{T(a)} \right)^5 \ell_{a,e}, \quad (5)$$

что дает $\ell_{a,s} \sim 2 \cdot 10^4 \ell_{a,e}$ для углеродных пылинок с радиусом $a = 100 \text{ \AA}$, (см., рис.2). Различия в удельных светимостях проиллюстрированы на рис.3. Это обстоятельство может оказаться существенным при интерпретации наблюдаемых тепловых спектров пыли, учитывая, что мелкие пылинки всегда преобладают

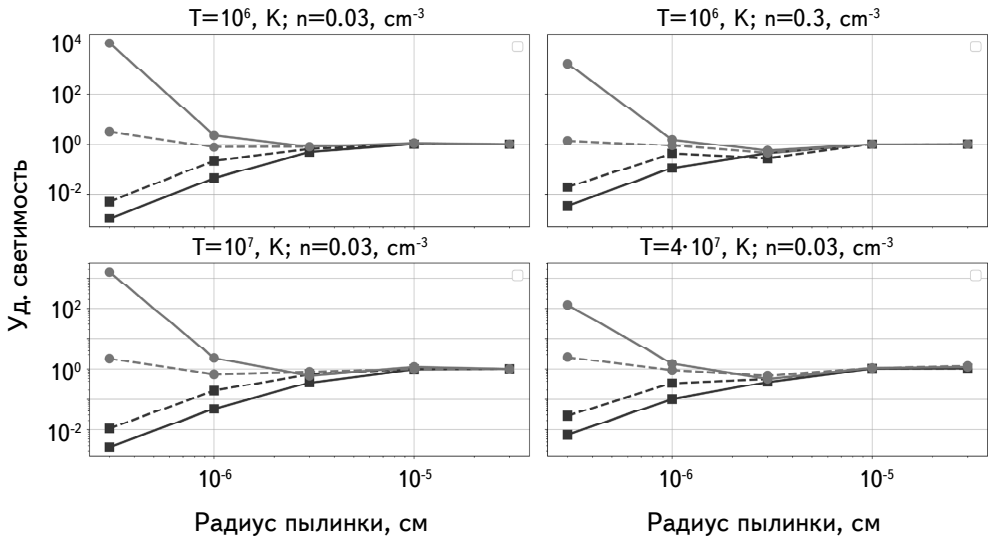


Рис.3. Зависимость удельных светимостей пылинок ℓ , как они определены выше, соответствующих средней по ФРТ температуре (штриховая линия), средней температуре по модифицированному планковскому спектру (сплошная линия), от радиуса пылинки: углеродные (линии с кружочками) и силикатные пылинки (линии с квадратиками).

в распределении по размерам. Отметим, что для силикатных пылинок $\langle T(a) \rangle_s$ практически совпадает с равновесной температурой, лишь незначительно превышая ее для частиц с $a \leq 100 \text{ \AA}$ (рис.2).

3. *Тепловой спектр пыли, окруженной горячей плазмой.* Учитывая, что распределение пылинок по размерам характеризуется существенным преобладанием мелких пылинок по сравнению с крупными, приведенные особенности функций распределения могут вызвать заметные отклонения эмиссионного теплового спектра всего ансамбля пылинок от стандартного модифицированного планковского. Это обусловлено двумя причинами: во-первых, преобладающее количество мелких пылинок в области низких температур может усиливать (уширять) рэлей-джинсовскую область спектра, во-вторых, незначительная фракция ($\sim 10^{-6}$) мелких частиц с высокой температурой ($T \sim 300 \text{ K}$) может усиливать участок виновской области спектра, благодаря тому, что полная интегрированная излучательная способность пылинки растет как $\propto T^6$.

В расчетах спектра мы примем для простоты распределение пылинок по размерам, описанное в работе [26] - MNR-распределение: $dn(a)/da \propto a^{-\alpha}$ в пределах от $a_{\min} = 30 \text{ \AA}$ до $a_{\max} = 0.3 \text{ мкм}$ (см., например, в [27]), $\alpha = 3.5$ [28]. На рис.4 приведены примеры тепловых эмиссионных спектров смеси равных по массе углеродной и силикатной пыли с флуктуирующей температурой для плазменного окружения с параметрами, указанными на рис.1.

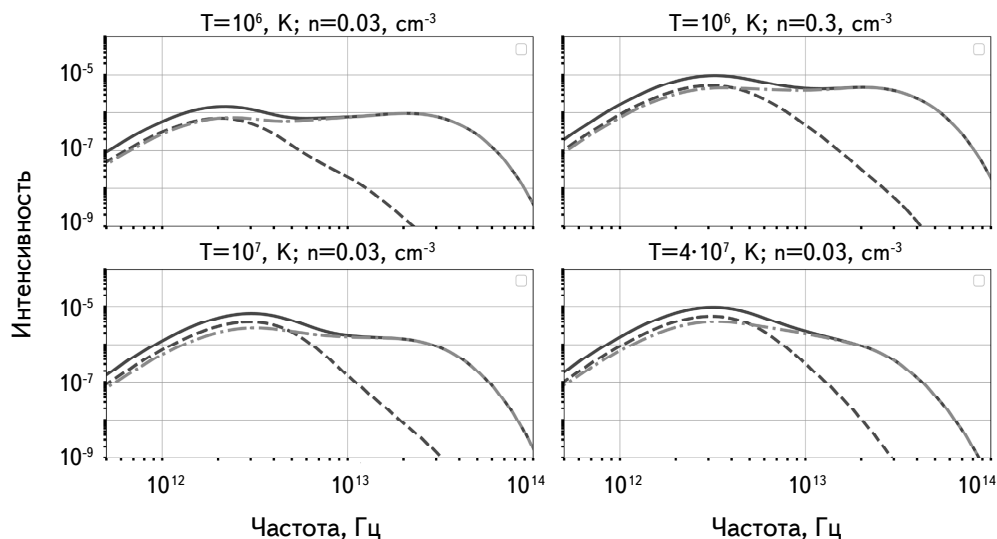


Рис.4. Спектры излучения смеси равных по массе углеродных и силикатных пылинок, погруженных в среду с различными параметрами. Штриховая линия показывает вклад от силикатной составляющей, штрих-пунктирная - от углеродной составляющей, сплошная - суммарный спектр.

Суммарный спектр излучения комплекса пыли, отнесенный к ее M_d , определяется выражением

$$F_\nu \equiv \frac{F(\nu)}{M_d} = \frac{1.5}{4\pi\rho_d} (a_2^{0.5} - a_1^{0.5})^{-1} \int_{a_{min}}^{a_{max}} a^{-3.5} \int 4\pi a^2 Q_{abs}(a, \nu) B_\nu(T_d) G(a, T_d) dT_d da, \quad (6)$$

где $B_\nu(T_d)$ - функция Планка, $Q_{abs}(a, \nu)$ - коэффициент поглощения (см. D1 и D2), $G(a, T_d)$ - ФРТ (см. E3).

Легко видеть, что спектры демонстрируют бимодальное (двухпиковое) распределение, как если бы на луч зрения попадали две области, в которых пыль имеет разную температуру. Бимодальный вид тепловой эмиссии типичен для пыли с флуктуирующей температурой, особенно для пыли, окруженной горячей плазмой, где высокотемпературные "хвосты" в ФРТ более развиты, чем при нагреве пыли ультрафиолетовым излучением. Впервые примеры бимодальных спектров были описаны в работах [14,16] и недавно - в [29]. Если аппроксимировать такие бимодальные распределения суперпозицией спектров пыли с разными температурами, то положения максимумов соответствуют "равновесным" температурам пыли, приведенным на рис.6. С увеличением плотности плазмы, температуры эквивалентной "равновесной" пыли сближаются, однако, даже при $n \geq 10 \text{ см}^{-3}$ пики различимы. Увеличение температуры плазмы приводит к сме-

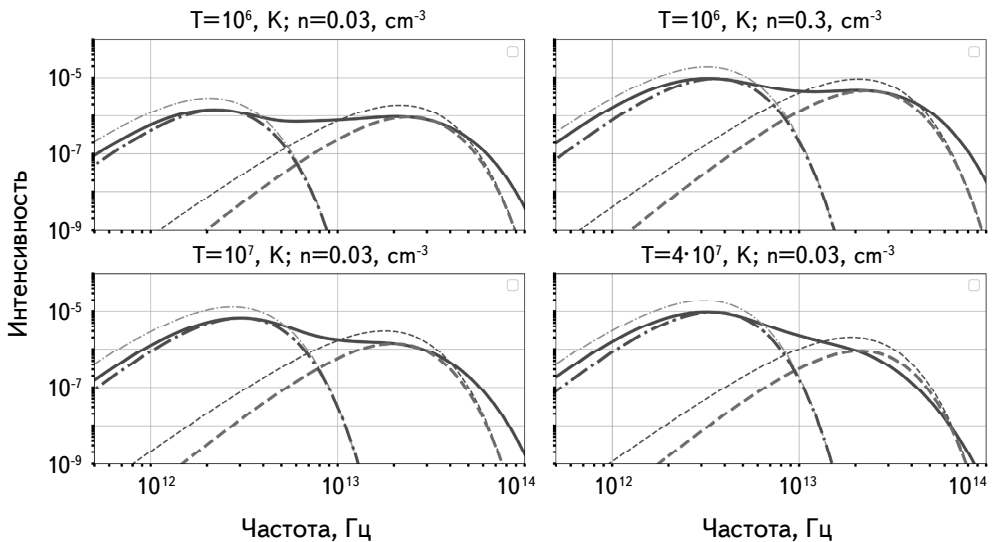


Рис.5. Спектры пыли, испытывающей температурные флуктуации - сплошная линия, и его аппроксимация двухтемпературными распределениями: пунктирной линией показан холодный компонент, штрих-пунктирной - горячий, штриховая линия представляет их сумму; надписи сверху показывают параметры плазмы, в которую погружена пыль. Толстыми линиями показаны аппроксимации для спектрального индекса $\beta = 2$, тонкие линии того же стиля соответствуют $\beta = 1.5$. Для наглядности аппроксимации для $\beta = 1.5$ показаны с массовыми коэффициентами, увеличенными в 1.5 раза.

щению пиков в область более высоких значений, однако различия в температурах "равновесной" пыли остаются практически неизменными - в один порядок величины.

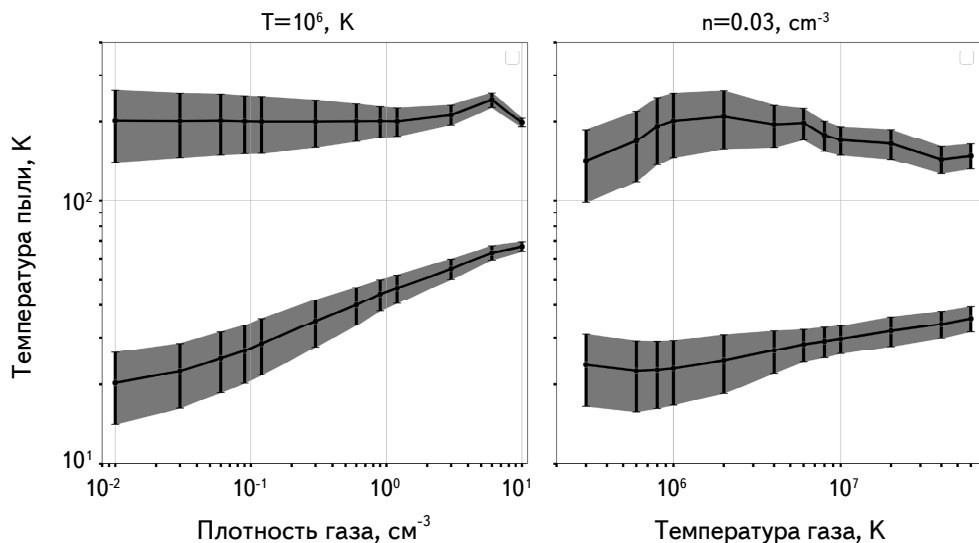


Рис.6. Пример зависимости температуры максимумов квази-планковских спектров в модели двухтемпературной пыли, полученных аппроксимацией спектра флуктуирующей температуры пыли, показанного на рис.5.

4. Обсуждение результатов. Для того, чтобы иллюстрировать различие между бимодальным эмиссионным спектром, обусловленным флуктуациями температуры пыли со спектром от пыли с бимодальным распределением температуры, мы аппроксимируем спектр, приведенный на рис.4, двухтемпературным спектром от двух облаков пыли с температурами T_c и T_h и массами M_c и M_h , соответственно. На рис.5 показаны спектры излучения пыли единичной полной массы, полученные с учетом ее стохастического нагрева в различном окружении и аппроксимации их моделями двухтемпературных спектров. Здесь уместно отметить следующее важное обстоятельство. Эмиссионный пик в области низких частот связан с пиком ФРТ для углеродных и силикатных пылинок, пик же на высоких частотах обязан, главным образом, избытку мелких углеродных частиц в высокотемпературном "хвосте" ФРТ. При аппроксимации спектра пыли с флуктуирующей температурой составным спектром от двух облаков с разной температурой пыли значения этих температур T_1 и T_2 подгоняются под частоты максимумов эмиссионного спектра, а массы пыли - под амплитуды максимумов. Учитывая, что интенсивность эмиссии в максимуме эмиссии пыли $\propto M_d T_d^{3+\beta}$, результатом

Таблица 1

**МАССОВЫЕ КОЭФФИЦИЕНТЫ M_c И M_h ДЛЯ НАБОРА
ПАРАМЕТРОВ ПЛАЗМЫ¹**

	$T = 10^6; n = 0.03$	$T = 10^6; n = 0.3$	$T = 10^7; n = 0.03$	$T = 4 \cdot 10^7; n = 0.03$
M_c	4566.26	3357.98	5135.35	3828.24
M_h	0.024	0.144	0.091	0.042

¹ T выражена К, n в см⁻³, M_c и M_h в безразмерных единицах.

аппроксимации оказывается зависимость $M_d \propto T_d^{-(3+\beta)}$ - с этим связана хорошо известная проблема вырождения "масса-температура" для пыли (см., например, [30,31]). Прямым следствием этого оказывается сильное отличие оценок массы пыли, находящейся в окружении горячей плазмы, аппроксимацией ее наблюдаемого спектра суперпозицией "равновесных". Для примера мы приводим здесь оценки масс, аппроксимирующих спектр, приведенный на рис.4. Если брать массовый коэффициент равным единице для двухтемпературного распределения пыли, то получается гораздо большее значение потока, чем у пыли в условиях стохастического нагрева. В таком случае для точной "подгонки" коэффициент искусственно занижается для более точной аппроксимации. Массовые коэффициенты M_c и M_h , соответствующие лучшей двухтемпературной аппроксимации на рис.5 приведены в табл.1.

5. Заключение. В работе проанализированы тепловые свойства пыли, погруженной в горячую плазму и проявляющей флуктуации температуры и особенности ее эмиссионных спектров. Показано, что:

- отнесенная к единице массы излучательная способность пылинок малых размеров ($a \leq 100 \text{ \AA}$) существенно превосходит таковую для более крупных пылинок и для пылинок с фиксированной температурой, определяемой балансом нагрева и радиационного охлаждения;
- эмиссионный спектр пыли проявляет бимодальную (двухпиковую) форму, напоминающую спектр двухтемпературной пыли: пик в области низких частот ($\nu \sim 2 \text{ ТГц}$) обусловлен сильным максимумом функции распределения пылинок в области низких температур ($T_d \sim 5 - 6 \text{ К}$), пик спектра на высоких частотах ($\nu \sim 20 \text{ ТГц}$) связан с избытком мелких пылинок с высокой ($T_d - 10^2 \text{ К}$) температурой;
- основной вклад в высокочастотный избыток эмиссии вносит углеродная пыль, благодаря большому (по сравнению с силикатной пылью) избытку мелких углеродных пылинок с высокими температурами.

Мы благодарны Д.З.Вибе за обсуждения и критические замечания. Работа была выполнена при поддержке РФФИ (17-52-45053), а также частично

(ЮШ) проектом 01-2018 "Новые научные группы ФИАН" и Программой Президиума РАН (код проекта 28).

Физический институт им. П.Н.Лебедева, Москва,
Россия, e-mail: sai.drozdov@gmail.com yus@asc.rssi.ru

ПРИЛОЖЕНИЕ А: ДОЛЯ ПОГЛОЩЕННОЙ ЭНЕРГИИ

Доля поглощаемой кинетической энергии электрона, падающего на пылинку, определяется выражением (см., [15])

$$\eta(E) = \begin{cases} 1, & E < E_* \\ 1 - \left[1 - (E_*/E)^{3/2}\right]^{2/3}, & E > E_*, \end{cases} \quad (A1)$$

$E_* = 1.4 \cdot 10^{-8} (a/\mu M)^{2/3} \rho_g^{2/3}$, ρ_g - плотность вещества пылинки.

ПРИЛОЖЕНИЕ В: НАЧАЛЬНАЯ ТЕМПЕРАТУРА ПЫЛИНКИ

Столкновение одного электрона с энергией E сопровождается увеличением температуры пылинки до значения $T_{d,E}$, определяемого уравнением [16]

$$\Delta E = \int_{T_i}^{T_{d,E}} C(T'_d) dT'_d, \quad (B1)$$

где $\Delta E = \eta(E)E$ - энергия, переданная пылинке, столкнувшейся с ней частицей плазмы, $C(T)$ - теплоемкость пылинки², T_i - температура пылинки перед столкновением с ней электрона. Зависимость T_d от ΔE приведена в А. На рис.7 показаны графики температуры пылинки сразу после столкновения, в зависимости от энергии столкнувшегося с ней электрона.

ПРИЛОЖЕНИЕ С: ТЕПЛОЕМКОСТЬ

Теплоемкость пыли, используемая в нашей модели, взята из [14,16]. Для углеродной пыли

² Мы предполагаем, следуя [16], что энергия ΔE перераспределяется по всему объему пылинки за время, существенно короче, чем время ее радиационного остывания. Такое предположение справедливо, поскольку характерное время теплопроводности $\Delta t \sim a^2 / D_T \gtrsim a^2 \text{ с}$, D_T - коэффициент температуропроводности.

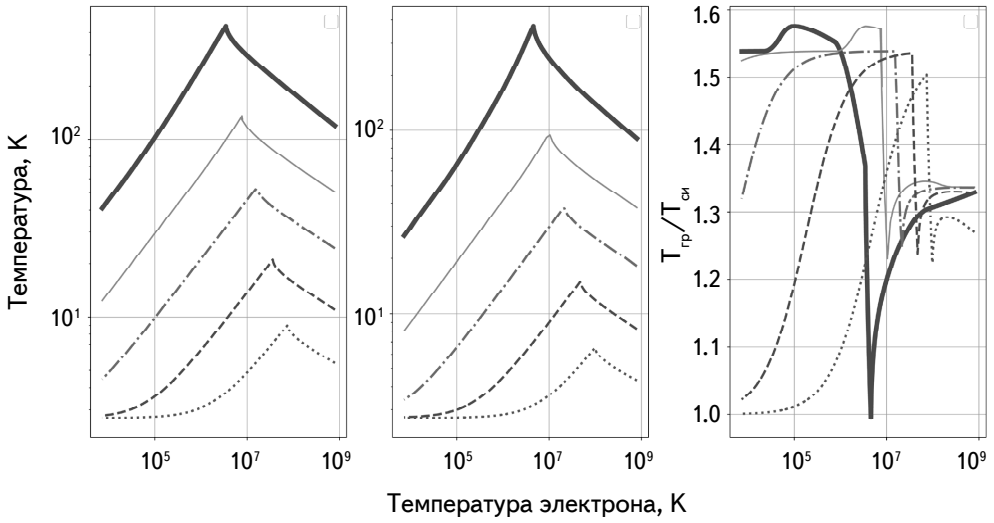


Рис.7. Зависимость начальной температуры пылинки от кинетической энергии поглощенного электрона для углеродных (слева) и силикатных (в центре) пылинок. На правой панели показано отношение этих температур - углеродных к силикатным. Энергии электронов указаны в градусах E/k . На левой и средней панелях размеры пылинок сверху вниз: 30А, 100А, 300А, 1000А, 3000А. Энергия падающего электрона приведена в К.

$$C(T)/V = \begin{cases} 3.84 \cdot 10^2 T^2 & T \leq 60 \text{ К} \\ 2.32 \cdot 10^3 T^{1.56} & 60 \leq T \leq 100 \text{ К} \\ 5.61 \cdot 10^3 T^{1.37} & 100 \leq T \leq 470 \text{ К} \\ 7.74 \cdot 10^5 T^{0.57} & 470 \leq T \leq 1070 \text{ К} \\ 4.14 \cdot 10^7 & T \geq 1070 \text{ К}, \end{cases} \quad (C1)$$

где $C(T)$ - теплоемкость пыли в эрг К^{-1} и V - объем пылинки в см^3 .

Для силикатной пыли

$$C(T)/V = \begin{cases} 1.4 \cdot 10^3 T^2 & T \leq 50 \text{ К} \\ 2.2 \cdot 10^4 T^{1.3} & 50 \leq T \leq 150 \text{ К} \\ 4.8 \cdot 10^5 T^{0.68} & 150 \leq T \leq 500 \text{ К} \\ 3.41 \cdot 10^7 & T \geq 500 \text{ К}. \end{cases} \quad (C2)$$

ПРИЛОЖЕНИЕ D: КОЭФФИЦИЕНТ ПОГЛОЩЕНИЯ

Для эффективности поглощения инфракрасного излучения использованы аппроксимации, описанные в [32], (см. также обсуждение в разделе 24.1 в [33])

$$Q_{abs}(a, \lambda) \approx \begin{cases} 1.0 \cdot 10^{-3} \left(\frac{a}{10^{-5} \text{ см}} \right) \left(\frac{\lambda}{10^{-2} \text{ см}} \right)^{-2} & \text{углерод, } \lambda \geq 3 \cdot 10^{-3} \text{ см} \\ 1.4 \cdot 10^{-3} \left(\frac{a}{10^{-5} \text{ см}} \right) \left(\frac{\lambda}{10^{-2} \text{ см}} \right)^{-2} & \text{силикаты, } \lambda \geq 2 \cdot 10^{-3} \text{ см,} \end{cases} \quad (D1)$$

где a - радиус пылинки, а λ - длина волны. Отсюда усреднение $Q_{abs}(a, \lambda)$ по планковскому спектру дает [35]

$$\langle Q_{abs} \rangle = \begin{cases} 0.08 a T^2 & \text{— для углеродной пыли} \\ 0.126 a T^2 & \text{— для силикатов,} \end{cases} \quad (D2)$$

где a выражено в см, а T в К.

ПРИЛОЖЕНИЕ E: РАСЧЕТ ФУНКЦИИ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ТЕМПЕРАТУРЫ

После столкновения с электроном, пылинка остывает со скоростью

$$\frac{dT_d}{dt} = \frac{4\pi a^2}{C(T_d)} \sigma_{SB} [\langle Q_{abs}(a) \rangle_{T_0} T_0^4 - \langle Q_{abs}(a) \rangle_{T_d} T_d^4], \quad (E1)$$

где σ_{SB} - постоянная Стефана-Больцмана, $\langle Q_{abs}(a) \rangle_T$ - усредненный по планковскому спектру коэффициент поглощения пылинки, определяемый выражением (D2) [22], T_0 - эффективная температура фонового излучения, поддерживающего минимальный уровень температуры пыли, вдали от звезд мы принимаем, следуя [16], $T_0 = 2.7$ К. Доля времени, в течение которого пылинка, нагретая электронным ударом до температуры $T_{d,E}$ (B1), будет в процессе охлаждения между двумя последовательными столкновениями электронов иметь температуру в интервале $[T_d, T_d + dT_d]$

$$P_E(a, T_d) dT_d = e^{-\tau_E/\tau_c} \frac{dt}{\tau_c}, \quad (E2)$$

здесь τ_E - характерное время столкновения электрона с энергией E с пылинкой, τ_c - время остывания пылинки $\tau_c = \int_{T_d}^{T_{d,E}} dT'_d / |dT'_d/dt|$ от ее исходного значения $T_{d,E}$. Вероятность того, что пылинка имеет температуру $[T_d, T_d + dT_d]$, определяется интегрированием $P_E(a, T_d)$ по максвелловскому распределению электронов.

В тех случаях, когда частота ударов по пылинке высока, особенно для крупных пылинок, при построении функции распределения вероятности, необходимо учитывать возможность повторного удара электрона до полного остывания. Этот эффект можно учесть, как было показано в работе [16], с помощью повторного интегрирования по спектру распределения энергии

электронов и по начальной температуре пыли, так как момент прогрева может наступить, когда пылинка находится при любой температуре в пределах $2.7 \leq T_d \leq T_0$. В таком случае итоговая функция распределения с учетом возможного вторичного удара получается из выражения:

$$G_2(a, T_d) = \pi a^2 n_e \tau_{coll} \int_{T_0}^{T_d} G_1(a, T_i) \times \left[\int_{T_0}^{\infty} P_E(a, T_d) f(E) v(E) dE \right] dT_i, \quad (\text{E3})$$

где $G_1(a, T_d)$ - функция распределения вероятности для одиночного удара, T_0 - нижняя возможная температура пыли ≈ 2.7 К. Для самой крупной пыли возможен учет третьего удара, в таком случае итерация повторяется.

DUST TEMPERATURE IN HOT PLASMA

S.A.DROZDOV, Y.A.SHCHEKINOV

Thermal regime and emission features of dust surrounded by hot gas ($T = 10^6 - 10^7$ K) is described. Such gas is widespread in interstellar, circumgalactic and intracluster medium. Despite on a hostile environment dust grains can survive and emit in infrared waveband on time scale $0.3n^{-1}$ Myr, n being plasma density. This provides a complementary possibility for diagnostics of hot plasma. The particular feature of a thermal state of dust grains immersed in a hot gas is that they experience temperature fluctuations in a wide range. Temperature distribution function depend of dust grain radius and plasma characteristics. In this work, the temperature distribution function for grains with sizes from 30 Å to 3000 Å for different gas temperatures and densities is described along with the resulting dust emission spectra. It is demonstrated that in a wide range of gas temperature and density dust emission spectra reveal a "bimodal" shape with two peaks and mimic a compound spectrum of two dust populations with different temperatures. Possible errors in determining the dust mass from observations thermal emission based on the assumption of equilibrium temperature are discussed.

Keywords: *hot gas: interstellar: intergalaxies: supernovae: interstellar dust: dust emission spectra*

ЛИТЕРАТУРА

1. *R.Indebetouw et al.*, *Astrophys. J., Lett.*, **782**, L2, 2014.
2. *N.Rangwala, P.R.Maloney, J.Glenn et al.*, *Astrophys. J.*, **743**, 94, 2011.
3. *E. da Cunha, F.Walter, I.R.Smail et al.*, *Astrophys. J.*, **806**, 110, 2015.
4. *L.Fan, Y.Han, R.Nikutta et al.*, *Astrophys. J.*, **823**, 107, 2016.
5. *Yu.Shchekinov, E.Vasiliev*, *Astrophysics*, **60**, 449, 2017.
6. Planck collaboration: *A.Abergel, P.A.R.Ade, N.Aghanim et al.*, *Astron. Astrophys.*, **571**, A11, 2014.
7. *Yu.Shchekinov*, *Galaxies*, **6**, 62, 2018.
8. *E.O.Vasiliev, B.B.Nath, Yu.A.Shchekinov*, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, **446**, 1703, 2015.
9. *M.Li, J.P.Ostriker, R.Cen et al.*, *Astrophys. J.*, **814**, 4, 2015.
10. *J.Tumlinson, M.S.Peebles, J.K.Werk*, *Ann. Rev. Astron. Astrophys.*, **55**, 389, 2017.
11. *B.Ménard, R.Scranton, M.Fukugita et al.*, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, **405**, 1025, 2010.
12. *K.Yamada, T.Kitayama*, *Publ. Astron. Soc. Japan*, **57**, 611, 2005.
13. *J.M.Greenberg*, in: *Stars and Stellar Systems*, B.M.Middlehurst & L.H.Aller, eds., Univ. of Chicago Press, **7**, 221, 1968.
14. *B.T.Draine, N.Anderson*, *Astrophys. J.*, **292**, 494, 1985.
15. *E.Dwek*, *Astrophys. J.*, **607**, 848, 2004.
16. *E.Dwek*, *Astrophys. J.*, **302**, 363, 1986.
17. *E.Dwek, R.G.Arendt*, *Ann. Rev. Astron. Astrophys.*, **30**, 11, 1992.
18. *P.Guhathakurta, B.T.Draine*, *Astrophys. J.*, **345**, 230, 1989.
19. *M.Bocchio, A.P.Jones, L.Verstraete et al.*, *Astron. Astrophys.*, **556**, A6, 2013.
20. *E.Dwek, M.W.Werner*, *Astrophys. J.*, **248**, 138, 1981.
21. *S.Drozhdov*, *Bulletin of the Lebedev Physical Institute*, in press, 2019.
22. *E.Krügel*, *The Physics of Interstellar Dust*, IoP Publishing: Bristol and Philadelphia, 2003.
23. *J.I.Davies, S.Bianchi, L.Cortese et al.*, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, **419**, 3505, 2012.
24. *C.Fuller, J.I.Davies, M.W.L.Smith et al.*, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, **458**, 582, 2016.
25. *S.Eales, M.W.L.Smith, R.Auld et al.*, *Astrophys. J.*, **761**, 168, 2012.
26. *J.S.Mathis, W.Rumpl, K.H.Nordsieck*, *Astrophys. J.*, **217**, 425, 1977.
27. *M.Compiègne, L.Verstraete, A.Jones et al.*, *Astron. Astrophys.*, **525**, A103, 2011.
28. *T.Temim, E.Dwek*, *Astrophys. J.*, **774**, 8, 2013.
29. *P.Camps, K.Musselt, S.Bianchi et al.*, *Astron. Astrophys.*, **580**, A87, 2015.
30. *R.H.Hildebrand*, *Quater. J.R.A.S.*, **24**, 267, 1983.
31. *G.Helou*, *IAU Symp.*, **135**, 285, 1980.
32. *B.T.Draine*, *Astrophys. J.*, **245**, 880, 1981.
33. *B.T.Draine*, *Physics of the Interstellar and Intergalactic Medium*, Princeton University Press: Princeton&Oxford, 2011.

ОБЗОРЫ

ПОЛУПРАВИЛЬНЫЕ ПЕРЕМЕННЫЕ ЗВЕЗДЫ

Л.С.КУДАШКИНА

Поступила 19 декабря 2018

Принята к печати 13 сентября 2019

Рассмотрены исследования полуправильных переменных звезд, выполненных разными авторами, дан обзор основных теоретических и наблюдательных проблем, связанных с этими звездами. Обсуждается их эволюционный статус и возможная связь с долгопериодическими переменными типа Миры Кита. Подробно описаны отдельные объекты, принадлежащие разным типам полуправильных переменных. Для всех рассмотренных звезд проведены исследования периода с помощью периодограммного и/или вейвлет-анализа. К разработанным ранее дополнительным фотометрическим критериям классификации добавлено изучение фазовых портретов сглаженного колебания блеска. Отмечено также, что все методы анализа фотометрического поведения, применяемые для звезд типа Миры Кита, можно применять и к полуправильным переменным. Уйдя с Главной последовательности, звезды проходят область неустойчивости цефеид, превращаясь в радиально пульсирующие переменные типа δ Цефея. С этими звездами могут быть связаны полуправильные переменные гиганты и сверхгиганты спектральных классов F-K, которые принято обозначать символом SRd. В процессе дальнейшей эволюции переменные высокой светимости попадают в область красных сверхгигантов, превращаясь в переменные типа SRc (или Lc), а переменные меньшей светимости превращаются в полуправильные переменные SRab (или неправильные Lb) поздних спектральных классов. Переменные типа RV Тау представляют собой класс маломассивных (с массами порядка одной солнечной) пульсирующих F-K - сверхгигантов ($M_v = -3^m \div 5^m$), находящихся, возможно, на кратковременной эволюционной стадии перехода от красного гиганта к протопланетарной туманности, что и объясняет немногочисленность звезд этого типа переменности.

Ключевые слова: *звезды: обзор: пульсирующие переменные: полуправильные: кривые блеска: периодограммный анализ: вейвлет: асимптотическая ветвь гигантов*

1. *Введение.* Исторически к полуправильным переменным звездам (SR) относят пульсирующие переменные весьма различных типов, например, желтые полуправильные звезды типа RV Тельца и красные полуправильные поздних типов, соседствующие на диаграмме Герцшпрунга-Рессела со звездами типа Миры Кита (рис.1). При этом у первых кривая блеска достаточно регулярна, а у вторых поведение обладает такими неправильностями, что часто с трудом удастся выделить какую-либо периодичность, чтобы классифицировать звезды. К тому же, красные полуправильные переменные от звезд типа Миры Кита часто отличает только меньшая амплитуда изменения блеска (менее 2.5

звездных величин).

Пульсационная неустойчивость возникает на определенных стадиях звездной эволюции, поэтому классификация пульсирующих переменных звезд по продолжительности периода, форме кривой блеска, виду спектра и другим наблюдательным признакам отражает их эволюционный статус, т.е. принадлежность к группе звезд с определенными значениями массы, возраста и химического состава.

По сравнению со временем прохождения звездной стадии неустойчивости промежуток времени раскачки колебаний достаточно короток, поэтому практически все наблюдаемые нами пульсирующие звезды находятся на

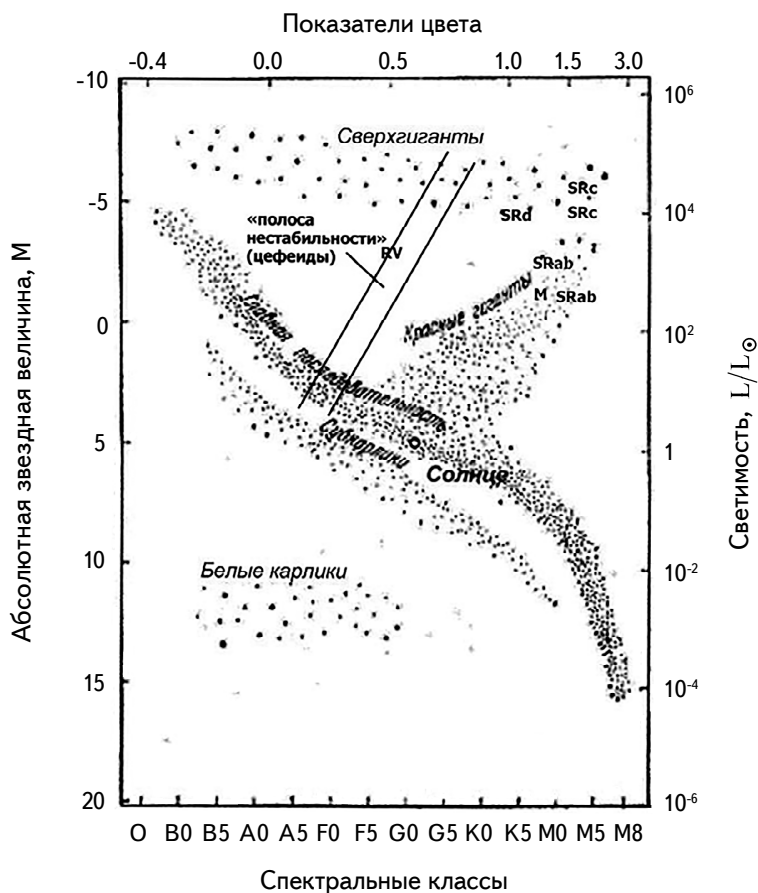


Рис.1. Диаграмма Герцшпрунга-Рессела, на которой показаны приблизительные положения пульсирующих переменных: полуправильных сверхгигантов (SRc), полуправильных красных гигантов (SRab), долгопериодических типа Миры (M), полуправильных типа RV Тельца (RV), полуправильных желтых гигантов и сверхгигантов (SRd) и полосы неустойчивости. Одинаково обозначенные звезды, лежащие на диаграмме выше, отличаются меньшим возрастом (см. табл.4) [1,2].

стадии автоколебаний.

В отличие от теории пульсаций классических пульсирующих звезд, которая была подробно разработана Жевакиным уже к середине XX в. [3], детальной модели пульсаций долгопериодических переменных звезд (ДПП) пока не существует. Это связано с проблемами теории развития конвекции во времени, а также с определением мод пульсаций (что в свою очередь связано с неточностью определения радиусов, так как на поздней стадии эволюции звезд они имеют протяженную атмосферу, плавно переходящую в околозвездную оболочку). В результате многие наблюдательные проявления, такие, как скачкообразные изменения периодов, изменения амплитуды и формы кривой блеска не получили теоретического объяснения. Однако некоторые наблюдательные эффекты, например, "прогрессивное" уменьшение периодов, получили приемлемое объяснение, или, по крайней мере, были высказаны гипотезы, хорошо согласующиеся с наблюдениями. Можно предположить, что развитие теории в существенной мере тормозится недостаточной классификацией наблюдаемых явлений. Например, мало изучено изменение кривых блеска от цикла к циклу, так как это требует длинных рядов наблюдений и их тщательного анализа. Изучение закономерностей изменения кривых блеска от цикла к циклу и вековых изменений на протяжении длительных интервалов времени и их классификация могли бы стать наблюдательным фундаментом для развития теории пульсаций ДПП.

Основные решаемые в настоящее время проблемы, касающиеся звезд асимптотической ветви гигантов, это - построение динамических моделей атмосфер, определение моды пульсации, изучение механизма потери массы и дальнейшая эволюция звезд.

Одним из главных в теории звездных пульсаций является вопрос моды, в которой пульсируют звезды асимптотической ветви.

У каждой звезды существует свой набор периодов радиальных колебаний, который задается распределением вещества внутри звезды. Самый длинный из всех возможных периодов принадлежит колебаниям в фундаментальной моде. При пульсациях в первом оберitone внутри звезды имеется слой газа - узел обертона, который остается неподвижным на протяжении всего пульсационного цикла [4]. Проблема заключается в том, что, радиальные пульсации в фундаментальной моде свойственны, например, как ярким звездам асимптотической ветви (AGB), так и звездам меньшей светимости, составляющим ветвь красных гигантов (RGB) [5].

Для решения вопроса о типе звездной пульсации необходимо сначала классифицировать наблюдательные проявления звездной активности, т.е. изменения блеска звезд.

Любые способы классификации звезд по типам переменности опираются

на общий вид кривой блеска и спектральный класс. Однако такой подход не всегда удачен, если речь идет о полуправильных переменных (SR). Для них часто нельзя рассматривать общую кривую блеска, так как она содержит участки, характерные для звезд различных типов. Происходит это, вероятно, потому что SR-звезды (от английского *semiregular*) в большинстве своем, во-первых, мультипериодичны и все компоненты этой мультипериодичности проявляют себя очень активно, т.е. имеют сравнимую амплитуду с главным колебанием. А, во-вторых, период основного колебания также меняется [6].

2. *Данные.* Учитывая наблюдательные особенности полуправильных переменных (звезды яркие в визуальной области, спектры содержат молекулярные полосы, максимум энергии лежит в длинноволновой области, периоды - несколько десятков или сотен дней), для фотометрических исследований удобно использовать наблюдательные базы ассоциаций любителей астрономии, такие как AFOEV (<ftp://cdsarc.u-strasbg.fr/pub/afoev>), VSOLJ (<http://vsolj.cetus-net.org>), AAVSO (<http://aavso.org>), ASAS (<http://www.astrouw.edu.pl/asas>). Данные наблюдений очень разнородны, поэтому обычно производится предварительная обработка. Подробное описание работы с базами данных наблюдений приводится в работах Андропова и Марсаковой [7] и Марсаковой и Андропова [8].

К указанным базам наблюдений можно добавить коллекции фотопластинок патрульных снимков неба, которые являются достаточно однородным наблюдательным материалом. Общее число накопленных фотопластинок составляет около 2.1 млн. Три обсерватории мира являются собственниками наиболее крупных фотографических коллекций (больше 100 тыс. астронегативов), прежде всего это Гарвардская обсерватория в США (500 тыс. негативов, с 1885 г.) и Зоннебергская обсерватория в Германии (около 300 тыс. негативов, с 1926 г.). В архиве Астрономической обсерватории Одесского национального университета им. И.И.Мечникова - третьей в мире обсерватории-собственника крупной фотографической коллекции - содержится около 104 тыс. пластинок с 1909 г.: 20 тыс. старинных, включая коллекцию Симеизской обсерватории, и более 80 тыс., полученных в Одессе в с. Маяки, начиная с 1957 г. (большую часть этой коллекции составляют прямые фотографические снимки, выполненные по программам наблюдений переменных звезд) [9].

Исходя из теории пульсаций звезд, фундаментальной характеристикой, которую можно определить из наблюдений, является период изменения блеска. Для наиболее точного его определения необходимо иметь среднюю кривую блеска на большом интервале времени. Однако для полуправильных переменных это является весьма трудной задачей. Часто удобно использовать отдельные сезоны в некотором временном интервале, длительность которого заведомо превышает возможный период изменения блеска. Кроме того, можно исследовать

период в разных диапазонах длин волн. Например, для поиска периода и построения средних кривых блеска полуправильной переменной L_2 Pup использовались наблюдения в ближних инфракрасных полосах H и K [10]. А для анализа средней кривой блеска слабой полуправильной переменной V411 Sct использовались данные [11].

3. Методы. Полуправильные переменные могут на отдельных интервалах показывать достаточно устойчивый период, который затем может смениться другим или плавно менять свое значение, а также колебания могут стать хаотическими. Периодограммный анализ (рис.2) позволяет определить значения циклов не только устойчивых колебаний, но и меняющихся со временем.

Для анализа используется метод наименьших квадратов, где сравнивается дисперсия отклонений от сглаживающей функции с дисперсией исходных наблюдений. В качестве тест-функции использована статистика

$$S(f) = \frac{\sigma_C^2}{\sigma_O^2} = 1 - \frac{\sigma_{O-C}^2}{\sigma_O^2}, \quad (1)$$

где σ_O - среднеквадратичное отклонение "наблюдений" O от среднего. C - соответствует "расчетным" значениям и $O - C$ отклонениям "наблюдаемых" значений от "расчетных". Основные уравнения, сглаживающие функции, определение моментов экстремумов методом дифференциальных поправок, а также одночастотное и многочастотное приближения гармоническими функциями подробно рассмотрены в [12,7].

"Wavelet" или всплеск-анализ применяется для исследования процессов произвольной природы, в данном случае, для квазициклических, мультиперио-

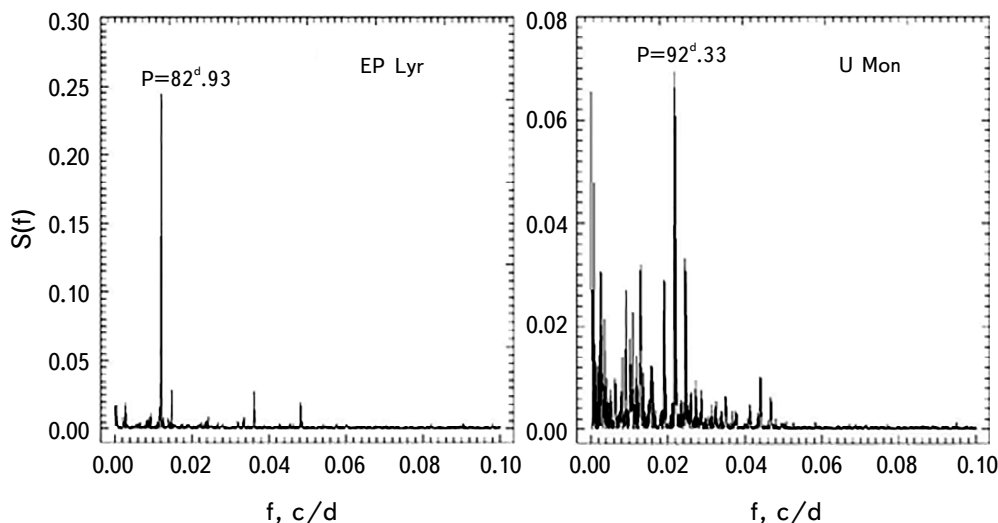


Рис.2. Пример периодограмм для двух звезд типа RVb.

дических или хаотических колебаний блеска полуправильных переменных звезд. Как и в периодограммном анализе, алгоритм всплеск-анализа основан на методе наименьших квадратов с дополнительными весами. Здесь используется тест-функция, которая аппроксимируется синусоидой (для медленно меняющихся "периодов") или скользящими синусами (если период постоянный). В отличие от периодограммного анализа, в данном методе определяется зависимость характеристик переменности от времени, например, периода и амплитуды.

В случае, если период меняется скачкообразно, либо колебания хаотичны, проводится шкалограммный анализ (зависимость тест-функции от шкалы - пробного периода), где тест-функция аппроксимируется параболой. Циклические или квазипериодические колебания приводят к появлению на шкалограмме отдельных пиков, хаотические колебания характеризуются отсутствием таких пиков и показывают только "непрерывный спектр". Основные соотношения, обсуждения разных модификаций метода всплеск-анализа в применении к

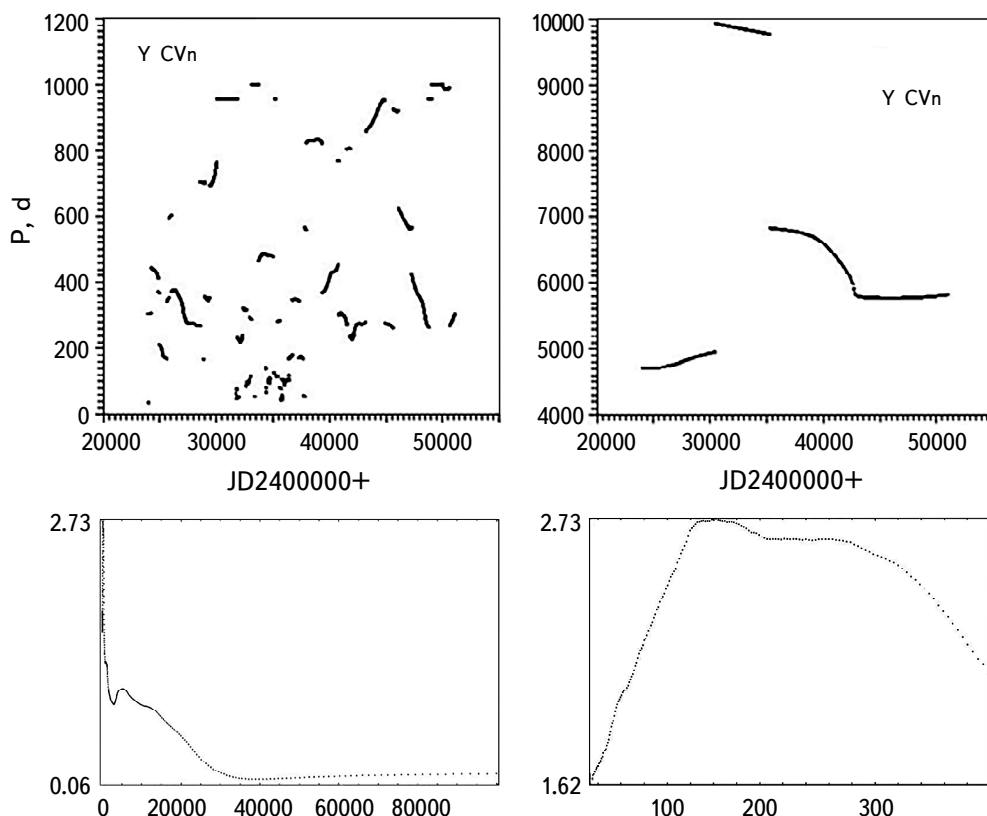


Рис.3. Всплеск-анализ (вверху) и шкалограмма (зависимость тест-функции от пробного периода) для SRb - звезды Y CVn (внизу).

переменности звезд разных типов, а также обсуждение оптимального выбора сетки пробных частот (периодов) можно найти в работе Андропова [13]. Пример всплеск-анализа приведен на рис.3.

Еще один метод исследования, который можно использовать как дополнение к предыдущим, - анализ фазовых плоскостей (портретов). В качестве координат фазовой плоскости x и $\dot{x}$ используются m - блеск звезды и его производная по фазе [14]. На рис.4 приведен анализ звезд W Нya, RV Tau и U Mon.

Заметим, что кривые блеска звезд типа RV Tau, хотя и подвержены сильной изменчивости, но их фазовые портреты указывают на то, что

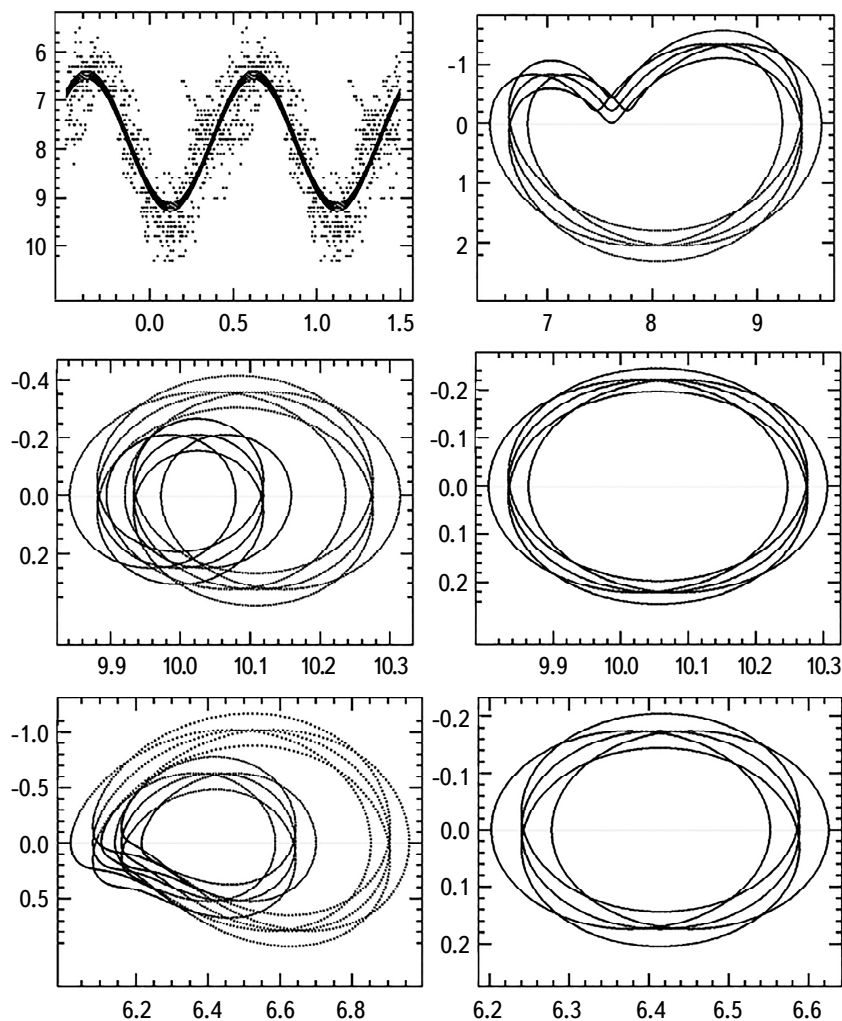


Рис.4. Средняя кривая блеска [15] и фазовый портрет SRa - звезды W Нya [14] - сверху; фазовые портреты RV Tau с основным периодом (слева) и половинным (справа) - посередине и то же для U Mon - внизу [38].

Таблица 1

ХАРАКТЕРИСТИКИ НЕКОТОРЫХ ПОЛУПРАВИЛЬНЫХ ПЕРЕМЕННЫХ ЗВЕЗД (ОКПЗ)

Звезда	Тип	Sp	P, дни	Δmag	Примечание
W Hya	SRA	M7.5e - M9ep	361	3 ^m .9	Δmag и форма кривой блеска сильно меняются
PZ Cas	SRc	M3Ia	850	2.0	Второй период 3195 ^d
S Per	SRc	M3Iae - M7	822	4.1	Вторичные волны, мультипериодичность
Y CVn	SRb	C5, 4J(N3)	3000	2.46	Мультипериодичность: 273 ^d , 160 ^d
RX Boo	SRb	M6.5e - M8IIIe	162.3	2.67	$P_2 = 304^d.7$, $P_3 = 2692^d$
RT Vir	SRb	M8III	155	1.29	
SV Peg	SRb	M7	144.6	1.8	
TW Peg	SRb	M6 - M8	929.3	0.9	Накладываются малые колебания с $P = 94^d.13$
BK Vir	SRb	M7III	150	1.52	
L ₂ Pup	SRb	M5IIIe - M6IIIe	140.6	3.6	
AF Cyg	SRb	M5e - M7	92.5	2.0	Накладывается более двух независимых колебаний $P_2 = 175.8$ и $P_3 = 942.2$ дней
U Mon	RVb	F8eVIb - K0pIb(M2)	91.32	2.7	Средняя величина меняется с периодом $P = 2320^d$
DF Cyg	RVb	G5 - K4I-II	49.88	4.4	Средний блеск меняется с периодом 780.2 дня
R Sct	RVa	G0Iae - K2p(M3)Ibe	146.5	4.4	[Fe/H] = -1. Период переменный
R Sge	RVb	G0Ib-G8Ib	70.770	2.4	$70.07 < P < 71.24$, средний блеск меняется с периодом 1112 ^d
EP Lyr	RVb	A4Ib-G5p	83.34	0.94	Вторичные колебания $P_2 = 45.1$, $P_3 = 7067$ дней
RV Tau	RVb	G2eIa-M2Ia	78.731	3.5	Средний блеск меняется с периодом 1224 ^d

колебания с половинным от основного (см. табл.1) периодом лучше отражают предельный цикл автоколебательного пульсационного процесса.

Также, в результате изучения фазовых портретов 24-х долгопериодических пульсирующих звезд (звезд типа Миры Кита и полуправильных) [14,39], обращает внимание тот факт, что чем больше амплитуда колебаний, тем сильнее искажен предельный цикл. На такой эффект указал Фадеев [16], объясняя его существенным вкладом нелинейных эффектов (с ростом светимости звезды), которые приводят к нерегулярности периода и амплитуды колебаний.

4. *Объекты.* Характеристики некоторых полуправильных переменных звезд, которые будут рассмотрены, приведены в табл.1 (данные взяты из ОКПЗ [44]).

W Гидры. Поиск периода проводился программой FO [17], а затем периоды, соответствующие самым высоким пикам, уточнялись методом дифференциальных поправок программой Four-M [12].

Найдены три значения периодов $P_1 = 381^{\text{d}}.7 \pm 0^{\text{d}}.3$, $P_2 = 400^{\text{d}}.2 \pm 0^{\text{d}}.7$, $P_3 = 357^{\text{d}}.2 \pm 0^{\text{d}}.8$, соответствующие амплитуды $A_1 = 1^{\text{m}}.30 \pm 0^{\text{m}}.030$, $A_2 = 0^{\text{m}}.50 \pm 0^{\text{m}}.029$, $A_3 = 0^{\text{m}}.32 \pm 0^{\text{m}}.03$ и начальные эпохи для максимумов $T_{\text{max1}} = 2446448.8 \pm 1.4$, $T_{\text{max2}} = 2446506.9 \pm 3.7$, $T_{\text{max3}} = 2446286.9 \pm 5.3$. Средняя кривая блеска с периодом $P_1 = 381^{\text{d}}.7$ показана на рис.4.

PZ Кассиопеи. Эта SRa - звезда исследовалась нами на протяжении 14 лет [18]. Период этой звезды, видимо, имеет тенденцию к увеличению, так как первоначально определялся как 801 день, затем $830^{\text{d}}-842^{\text{d}}$ и с момента JD 2448400 по 2449500 (1 полный цикл колебаний) определяется как 905 дней. Однако после этого вскоре звезда вступила в интервал постоянства блеска (с 1994г.) и до начала 1997г. показывала лишь незначительные хаотические поярчения. Наблюдения Брюханова [19] и Neumann [20] на участке JD 2448600-2449200 полностью совпадают (не считая небольшого систематического сдвига в звездных величинах).

У этой звезды возможно также наличие колебания с периодом около 300 дней, однако, это может также оказаться ошибкой селекции наблюдений.

S Персея. Эта звезда-сверхгигант SRc отнесена к звездам с гармонической переменностью. Период определен $P = 809^{\text{d}}.91$ [21]. На самом деле на периодограмме пик является сдвоенным $P_1 = 809^{\text{d}}.6 \pm 0^{\text{d}}.22$ и $P_2 = 768^{\text{d}}.8 \pm 0^{\text{d}}.31$.

Принимая, что звезда пульсирует в фундаментальной моде и, используя зависимость "период - абсолютная болометрическая величина", полученную Фистом [22], а также параметры, которые получил Абрамян [23] для сверхгигантов, был оценен радиус звезды $R = 1.0 \cdot 10^{14}$ см или примерно $1400 R_{\odot}$. При этом пульсационная константа будет равна $Q \approx 0.077$, что, вообще говоря, согласуется с теоретическими значениями (Q от 0.06 до 0.08) для полуправильных переменных [24].

Y Гончих Псов. С 1981 по 2010гг. мы находим упоминания у разных авторов необычного поведения блеска этой звезды.

Эта яркая углеродная холодная звезда редкого J-типа имеет обособленную асимметричную оболочку. Звезда расположена не точно в центре оболочки, яркость которой в западной части ниже. Толщина оболочки равна $(2-5) \cdot 10^{17}$ см при внутреннем радиусе оболочки $7 \cdot 10^{17}$ см, а расстояние до звезды 250 пк. Темп потери массы уменьшился за последние 14000 лет на два порядка. Похожие вариации встречаются у звезд U Нya, U Ant. Но Y CVn не показывает

абсорбционную линию технеция. Утверждается, что у нее не идет s -процесс. Из-за этого $Y CVn$ можно поместить не на AGB, а на RGB или на стадию стационарного горения гелия в ядре после гелиевой вспышки [25].

Звезда была исследована с помощью периодограммного и всплеск-анализа (рис.3). В литературе встречаются весьма разнообразные значения периодов, которые сведены в табл.2.

Таблица 2

ЗНАЧЕНИЯ ПЕРИОДОВ ДЛЯ ЗВЕЗДЫ $Y CVn$ ПО ИССЛЕДОВАНИЯМ РАЗНЫХ АВТОРОВ

Значение периода	Работа
187 ^d с амплитудой 0 ^m .5 и 98 ^d с амплитудой 0 ^m .15 Min=2436097.5+251.8E 157 ^d 4000 ^d	Krisciunas [27] Vetešnik [28] Barnbaum [26] Kučinskas [29]

По нашим исследованиям наиболее характерными значениями периодов для этой звезды являются значения от 247^d на интервале JD 24 45322-46499 до 343^d на интервале JD 24 24362-27129 [30].

RX Волонаса. Исследование этой звезды типа SRb, проведенное Шаповаловой [21] по всему массиву данных AFOEV и VSOLJ, подтвердило наше значение периода около года ($P=369^d$). Однако характерная мультипериодичность с периодами 162^d и 179^d [31] не была выявлена, хотя на периодограммах присутствуют пики в этой области (≈ 164 и 183 дня), но их отношение сигнал/шум низкое.

RT Девы. Значение периода из ОКПЗ (табл.1) противоречит некоторым наблюдательным данным. Например, Венцель [32] получил значение периода около 200 дней из кривой блеска. Также обнаружены признаки систематической переменности в радиодиапазоне с периодом также близким к 200 дням. Исследования периода в работах Андропова и др. [33,34] показали, что период этой звезды меняется со временем и последнее значение найдено равным примерно 136 дней. Однако на периодограммах присутствуют сразу несколько пиков, удовлетворительно описывающих среднюю кривую блеска. Учитывая неоднородность наблюдений, периодограммный анализ был проведен с использованием методики "сглаживания сглаживающих сплайнов" [35] с числом базисных функций $NF=5$. В качестве тест-функции использовался коэффициент корреляции r между вычисленными (с использованием "наилучшей", в смысле метода наименьших квадратов, функции) и наблюдаемыми значениями для каждого пробного периода. В качестве критерия значимости пиков на периодограмме использовалось значение $\rho = r/\sigma_r$, где

$$\sigma_r = \sqrt{(1-r^2)/(N-NF)} \quad , \quad (2)$$

где N - число наблюдений. По правилу "трех сигм", значимыми пиками можно считать с достоверностью 99% те, для которых $\rho > 3$.

В табл.3 приведены значения периодов, соответствующих локальным максимумам на периодограмме, и оценки погрешностей их определения σ_P , вычисленные по формуле

$$\sigma_P = \frac{2\sigma_{O-C}^2(P_0)}{(N-NF) \left(\frac{d^2 \sigma_{O-C}(P)}{dP^2} \right)_{P=P_0}} \quad , \quad (3)$$

где

$$\sigma_{O-C}^2(P) = \sigma_0^2 (1 - r^2(P)) \quad , \quad (4)$$

где σ_0 - среднеквадратичное отклонение наблюдений от среднего, σ_{O-C} - от сглаживающей кривой, P_0 - "оптимальное" значение периода, соответствующее локальному пику.

SV Пегаса. Тип SRb. Поиск периода по всему массиву наблюдений (примерно 100 лет) приводит к значениям $359^d.69 \pm 2^d.46$ (отношение сигнал/шум ≈ 13); 764.84 ± 17.35 (≈ 5.8); 12.82 ± 0.01 (≈ 4.9). Более ранние исследования в двух цветах (где использовались более однородные наблюдения) показали наличие периодов 316^d и 170^d [36].

TW Пегаса. Тип SRb. Для исследования периодичности этой звезды использовались наблюдения разных авторов, в том числе и членов AFOEV.

Таблица 3

ЗНАЧЕНИЯ ПЕРИОДОВ В РАЗЛИЧНЫЕ ИНТЕРВАЛЫ ВРЕМЕНИ
ДЛЯ ЗВЕЗДЫ RT VIR ПО НАБЛЮДЕНИЯМ РАЗНЫХ АВТОРОВ [34]

P, d	1955-1969	σ_P	1957-1980	σ_P	1970-1986	σ_P	1979-1987	σ_P
100-150	111.63 ± 0.37	6.79	103.54 ± 0.51	4.03	101.13 ± 0.56	3.50	115.48 ± 0.76	4.75
	118.62 ± 0.63	4.68	113.34 ± 0.52	4.14	115.43 ± 1.00	3.43		
			118.60 ± 0.41	6.05				
			140.24 ± 0.57	5.63	140.19 ± 1.08	3.08	136.04 ± 0.45	5.87
			144.51 ± 0.78	5.72			136.10 ± 0.83	5.87
150-250	159.22 ± 0.82	8.12	177.53 ± 0.85	7.29	167.14 ± 1.24	5.59	163.53 ± 2.50	5.10
							169.27 ± 2.29	5.31
	187.57 ± 1.27	6.48					197.91 ± 1.17	6.08
							224.72 ± 2.55	5.82
			227.47 ± 1.22	6.44				
			237.36 ± 0.86	7.05				

Данные были разделены в однородные группы, по которым и проводился поиск периода. Значение из ОКПЗ, равное 929.3 дня не подтверждено ни на одном из исследуемых интервалов. Более подробно об исследованиях этой звезды см. в работе [36].

ВК Девы. Исследования периода позволили выявить два значения характерного времени переменности звезды: 147 дней, что близко к значению периода, указанного в ОКПЗ, но более уверенным нам кажется значение 264.30 ± 0.47 дней. За время исследования блеск переменной менялся с амплитудой $0^m.75$ в фотовизуальных лучах (pv) [36].

L₂ Кормы. Исследование периода проводилось в полосах Н и К по данным работы [10]. Определено значение периода близкое к указанному в ОКПЗ: Н-полоса - 137.14 ± 0.19 дней и К-полоса - 137.19 ± 0.18 дней. Для анализа использовались программы Андронова [12,17]. Период в 137 дней хорошо описывает среднюю кривую. Возможно также, что у звезды присутствуют колебания с циклом около 5511 дней [37].

AF Лебедя. Звезда AF Cyg вполне может быть прототипом отдельного класса звезд (как, например, RV Tau). Этот объект показывает последовательное "переключение" колебаний, значения периодов которых никак не зависят друг от друга [38]. Подобные ей звезды - RX UMa, W Cyg, RU Cyg [21].

U Единорога. Для изучения возможной мультипериодичности медленного колебания, предварительные пары частот были взяты из одночастотного приближения, и затем уточнены методом дифференциальных поправок. В результате обнаружено, что медленное колебание является бимодальным с периодами $P_1 = 2006 \pm 38^d$, $P_2 = 1382 \pm 70^d$ [36]. В то же время по нашим исследованиям у звезды наблюдается мультипериодичность с характерными для объекта типа RV Tau периодами $P = 46^d.183 \pm 0.001$, $P = 91^d.32 \pm 0.07$. На рис.4 показаны фазовые портреты звезды с этими периодами.

На рис.5 изображено изменение среднего блеска звезды U Mon, которое показывает квазипериодические колебания с амплитудой около 2^m .

DF Лебедя. Для этой звезды было проведено исследование фазового портрета. В отличие от других звезд типа RV Tau, для DF Cyg более регулярный квазиэллипс получается для периода 776.4 дня, т.е. с периодом, близким к периоду изменения среднего блеска, а не половинного от основного [39].

Для R Sct, R Sge, EP Lyr и RV Tau также изучались изменения среднего блеска, амплитуды и фазы максимума блеска со временем. В большинстве случаев не удалось выделить какой-либо период [40].

Похожие изменения, в частности, амплитуды на больших временных интервалах присутствуют и у долгопериодических переменных типа Миры Кита [40]. Вообще говоря, из расчетов гидродинамических моделей и эволюционных треков пульсирующих красных гигантов на асимптотической ветви, выпол-

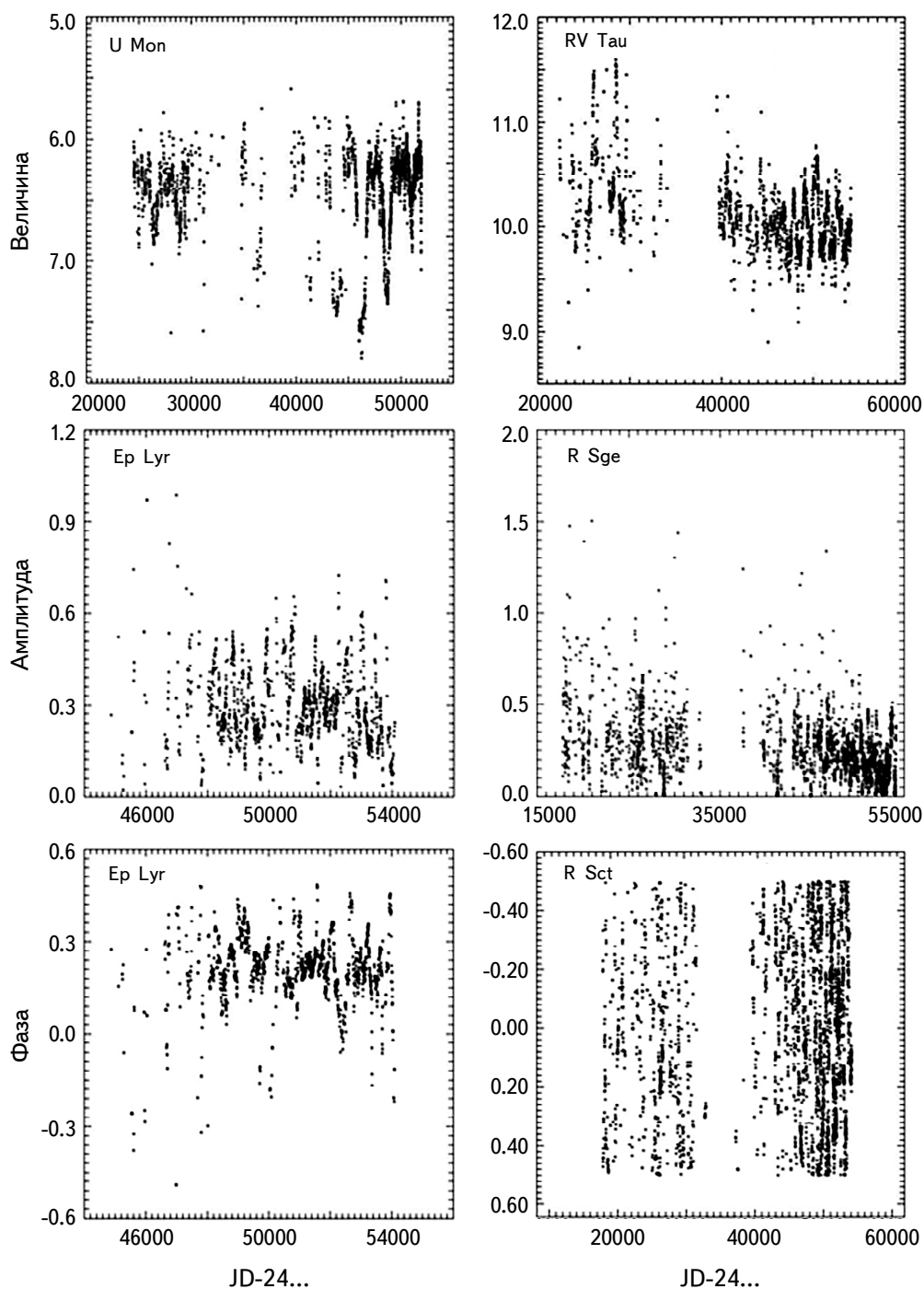


Рис.5. Изменение среднего блеска - вверху; амплитуды - посередине; фазы максимума блеска - внизу - со временем для звезд типа RV Tau.

ненных Фадеевым [16,41], следует, что вместе с вековыми (эволюционными) изменениями периода пульсаций могут также наблюдаться и вековые изменения амплитуды кривых блеска. Тем не менее, в работе [40] изменения амплитуды носят скорее циклический характер и, вероятно, не являются эволюционными. Скорее всего, эти изменения, как и изменения среднего блеска, обусловлены локальными процессами в атмосферах и оболочках звезд. Ударная волна от радиальной звездной пульсации проходит в слоях с изменяющимися случайным образом параметрами, что проявляется в хаотических или квазипериодических изменениях амплитуды от цикла к циклу.

5. *Классификация.* На сегодняшний день имеется очень грубая классификация SR-звезд, которую можно обобщить, используя три фундаментальные работы "Пульсирующие звезды" [42], "Общий каталог переменных звезд" [44], "Переменные звезды" [43], следующим образом (табл.4):

Следует заметить, что SRc-класс фактически отмечают только звезды-

Таблица 4

КЛАССИФИКАЦИЯ ПОЛУПРАВИЛЬНЫХ ПЕРЕМЕННЫХ ЗВЕЗД

SRc	$0 < t < 10^7$ лет	Поздние спектры (M), сверхгиганты, амплитуды порядка 1^m , периоды от 30 до нескольких тысяч дней	μ Cep
SRc	$10^7 < t < 10^9$ лет	M, C, S спектры, сверхгиганты	RS Cnc 1700 ^d
SRb	$10^7 < t < 10^9$ лет	M, C, S спектры, гиганты, средний цикл от 20 до 2300 дней, возможно три вида поведения: квазипериодическое, постоянное, хаотическое	RR CrB AF Cyg
SRb	$t > 10^9$ лет	M, C, S спектры. Маломассивные гиганты (меньше 1.3 массы Солнца). Интенсивно теряют массу. Колебания блеска часто хаотичны	RT Vir RX Boo
SRa	$10^7 < t < 10^9$ лет	M, C, S спектры, гиганты, амплитуды меньше $2^m.5$, периоды в пределах от 35 до 1200 дней, форма кривой блеска сильно меняется, имеют эмиссионные линии	очень похожи на звезды типа Миры Кита ZAqr 136 ^{d.9} M1e-M3e
SRa	$t > 10^9$ лет	M, C, S спектры. Маломассивные гиганты (меньше 1.3 массы Солнца). Интенсивно теряют массу	W Hya VX Sgr
SRd	$10^7 < t < 10^9$ лет	F, G, K спектры, гиганты и сверхгиганты. Амплитуды от $0^m.01$ до 4^m . Периоды от 30 до 1400 дней отличаются от остальных отсутствием или очень слабыми полосами окиси титана, большими скоростями и светимостями	SX Her SV Uma UU Her AG Aur

сверхгиганты чаще всего с переменностью типа SRa.

Таким образом, обширный и неоднородный класс полуправильных переменных требует внимательного подхода и ревизии, которую вполне успешно можно провести, используя современные математические методы и уже имеющийся наблюдательный материал.

Прежде всего, полуправильные переменные звезды принадлежат AGB или post-AGB, т.е. это, в основном, красные гиганты и сверхгиганты. Однако встречаются объекты, которые, возможно, все еще находятся на стадии RGB (например, Y CVn).

Гоффмейстер [43] делит полуправильные на 4 группы - SRa, b, c, d, - а также, звезды типа RV Тельца. Такой же классификации придерживается и Общий каталог переменных звезд [44]. Однако имеются интересные работы, предлагающие дополнительное разделение полуправильных переменных. Например, согласно работам [45,46], в которых были изучены основные свойства SRa и SRb переменных, а именно - болометрические величины, периоды, амплитуды в визуальной и ИК областях, химические свойства, пульсационные свойства (диаграммы период-цвет, амплитуда-цвет, цвет-цвет) и пространственно-кинематическое распределение, следует, что SRa-звезды являются промежуточными объектами между миридами и SRb во всех аспектах исследования. SRb могут быть разделены на две группы соответственно присутствию или отсутствию эмиссии от околозвездной пыли. Это разделение также соответствует разделению по периодам, амплитудам и температуре: звезды без околозвездной пыли имеют меньшие периоды и амплитуды, и они горячее. Авторы назвали их "голубыми" SRb-звездами. "Красные" SRb имеют темп потери массы, светимости и начальные массы на ГП, сравнимые с такими же миридами, но их эффективные температуры незначительно выше. Их периоды содержат первый обертоны пульсации.

Углеродные звезды и звезды с технецием найдены только среди "красных" SRb. Практически все циркониевые полуправильные переменные тоже находятся в группе "красных". Кроме того, при аппроксимации инфракрасных спектров чернотельным излучением показано, что только в случае "голубых" кислородных полуправильных переменных возможна интерпретация одним "черным телом", в то время как для остальных групп полуправильных необходимо два [6].

Многие аспекты указывают на то, что полуправильные переменные "перемешаны" со звездами типа Миры Кита. Например, ряд работ по определению зависимости "период-светимость" обнаруживают интересный факт. Беддинг и Зийлстра [47] на основании зависимости в К-полосе, полученной Фистом [48] для мирид и выведенной ими самими для полуправильных, обнаружили следующее. Те SR-звезды, которые имеют основной период и вторичный, на зависимость "период-светимость" для мирид ложатся с основным периодом, а согласно вторичному периоду эти звезды ложатся на полученную ими зави-

симось для полуправильных переменных.

6. **Заключение.** Основные, решаемые в настоящее время, проблемы для полуправильных звезд в целом, те же, что и для звезд типа Миры Кита - построение динамических моделей атмосфер, определение моды пульсации, изучение механизма потери массы, дальнейшая эволюция звезд. Заметные шаги в этом направлении в последние годы сделаны Фадеевым [49], в работах которого значительно развита эволюционная и пульсационная теория звезд асимптотической ветви и ветви красных гигантов, а также других типов пульсирующих переменных, родственных миридам и полуправильным и соседствующим с ними на диаграмме Герцшпрунга-Рессела [50,51]. Остается еще немаловажный вопрос: трансформация правильных колебаний в хаотические и наоборот. Последняя проблема усложняет изучение этих звезд. Но, несмотря на сильные нелинейные эффекты (переключения моды пульсации, изменения амплитуды и формы кривой блеска, асимметричные пылевые оболочки), все методы анализа фотометрического поведения, применяемые для звезд типа Миры, можно применять и к полуправильным переменным. Это еще раз подтверждает то, что существуют объекты, которые по фотометрическому поведению относятся одновременно и к миридам и к полуправильным. Например, Υ Per (углеродная мирида) на большом интервале времени показывает сложные квазипериодические изменения блеска, типичные для SRb объектов, а сверхгигант S Per (звезда типа SRC) на протяжении нескольких циклов показывал регулярные миридоподобные пульсации с периодом около 816 дней [52], а в последнее время снова стал проявлять хаотические изменения блеска.

Перечислим основные направления работы, которые могут помочь в исследовании процессов пульсаций полуправильных переменных звезд и понимании их эволюции:

- создание атласа средних кривых блеска полуправильных переменных звезд, как например "Catalogue of main characteristics of pulsations of 173 semi-regular stars" [53];

- использование для уточнения классификации звезд трех групп фотометрических параметров (фундаментальных - период P , амплитуда $\Delta m = m_{\min} - m_{\max}$, асимметрия $f = \varphi_{\max} - \varphi_{\min}$, степень тригонометрического полинома s ; параметры крутизны ветвей кривой блеска - $m_i = dm(t)/dt$ - максимальный наклон восходящей ветви, $m_d = dm(t)/dt$ - максимальный наклон нисходящей ветви, $t_i = dt/dm$ - характерное время возрастания блеска на 1^m , $t_d = dt/dm$ - характерное время спадания блеска на 1^m , $m_{is} = (dm/dt)_{\text{curve}} / (dm/dt)_{\text{sinus}}$ - для восходящей ветви, m_{ds} - то же самое для нисходящей ветви, где $(dm/dt)_{\text{sinus}} = \pi(m_{\min} - m_{\max})/P$; дополнительные (параметры гармоник) - r_k -

амплитуда гармоник с частотой $k f_1$, φ_k - фаза максимума гармоник относительно фазы максимума блеска, $\varphi_{kl} = \varphi_k - k \varphi_1$ - сдвиг фаз относительно главного колебания блеска [37,54,55];

- анализ фазовых портретов полуправильных переменных, полученных с различными значениями периодов в случае мультипериодических звезд [14,39];
- пересмотр классификации отдельных объектов и выделение переходной группы (полуправильные - мириды) [56-58] и звезд с "переключением" мод колебаний и мультипериодичностью [59].

Автор выражает свою благодарность за полезные обсуждения авторам международного исследования в рамках проектов "Междолготная астрономия" [60,61], "Украинская виртуальная обсерватория" [9] и "АстроИнформатика" [62].

Одесский национальный морской университет,
Украина, e-mail: kuda2003@ukr.net

REVIEWS

SEMIREGULAR VARIABLE STARS

L.S.KUDASHKINA

The studies of semi-regular variables of stars by different authors are considered, and the main theoretical and observational problems associated with these stars are reviewed. Their evolutionary status and possible connection with long-period variables such as Mira Ceti are discussed. Individual objects belonging to different types of semi-regular variables are described in detail. The studies of the period were carried out for all the considered stars using periodogram and/or wavelet analysis. The study of phase portraits of smoothed light fluctuations was added to the previously developed additional photometric classification criteria. It is also noted that all methods of analysis of photometric behavior used for Mira-type stars can be applied to semi-regular variables. After leaving the main sequence, the stars pass through the region of instability of Cepheids, turning into radially pulsating variables of type δ Cepheus. These stars can be associated with semi-regular variables giants and supergiants of spectral classes F-K, which are usually denoted by the symbol SRd. In the process of further evolution of the variables of high luminosity fall in the region of red supergiants, becoming the type variables SRc (or Lc), and the variables lower luminosity turn into a semiregular variables SRab (or wrong Lb) of late spectral classes. Variables of the RV Tau type are

a class of low-mass (with masses of the order of one solar) pulsating F-K - supergiants ($M_v = -3^m \div 5^m$), which may be at the short-term evolutionary stage of transition from the red giant to the protoplanetary nebula, which explains the small number of stars of this type of variability.

Keywords: *stars:review:pulsating variables:semi-regular:light curves:periodogram analysis:wavelet:asymptotic giant branch*

ЛИТЕРАТУРА

1. П.Н.Холопов, Переменные звезды, **21**, 465, 1981.
2. И.С.Шкловский, Проблемы современной астрофизики, М., Наука, 1988.
3. С.А.Жевакин, Теория звездных пульсаций, в кн.: Пульсирующие звезды, ред. Б.В.Кукаркин, М., 17, 1970.
4. Ю.А.Фадеев, Природа, **8**, 16, 2006.
5. Ю.А.Фадеев, Письма в Астрон. ж., **43**, 763, 2017.
6. Л.С.Кудашкина, Кинем. физ. неб. тел, **19**, 193, 2003.
7. И.Л.Андронов, В.И.Марсакова, Астрофизика, **49**, 433, 2006, (Astrophysics, **49**, 370, 2006).
8. В.И.Марсакова, И.Л.Андронов, Астрофизика, **49**, 595, 2006, (Astrophysics, **49**, 506, 2006).
9. И.Б.Вавилова и др., Кинем. физ. неб. тел, **28**, 59, 2012.
10. P.A.Whitelock, F.Marang, M.Feast, Mon. Not. Roy. Astron. Soc., **319**, 728, 2000.
11. P.Maffei, G.Tosti, <http://www.archiviomaffei.org/All/main.htm>.
12. I.L.Andronov, Odessa Astron. Publ., **7**, 49, 1994.
13. И.Л.Андронов, Кинем. физ. неб. тел, **14**, 490, 1998.
14. L.S.Kudashkina, I.L.Andronov, Odessa Astron. Publ., **30**, 93, 2017.
15. Л.С.Кудашкина, Тезисы 64 профессорско-преподавательской научно-технической конференции, 17-19 мая 2011, ОНМУ, Одесса, 56, 2011.
16. Ю.А.Фадеев, Письма в Астрон. ж., **43**, 663, 2017.
17. I.L.Andronov, ASP Conf. Ser. 292, Ed. C.Sterken, San Francisco: Astron. Soc. Pacif., 391, 2003.
18. И.Л.Андронов, Л.С.Кудашкина, Т.В.Романенко, Переменные звезды, **23**, 23, 1992.
19. Л.С.Кудашкина, И.С.Брюханов, В.В.Шукин, Астрон. Цирк., **1554**, 25, 1993.
20. J.Neumann, BAV-Rund., **3**, 71, 1998.
21. Л.Л.Шаповалова, Мультипериодические колебания полуправильных переменных звезд, дипломная работа, с.114, 1998.
22. M.W.Feast, Proc. Fifth Europ. Peg. Meet., P.B.1.1., 1980.

23. Г.В.Абрамян, *Астрофизика*, **20**, 239, 1984, (*Astrophysics*, **20**, 126, 1984).
24. L.S.Kudashkina, *Odessa Astron. Publ.*, **25**, 18, 2012.
25. H.Izumiura, O.Hashimoto, K.Kawara *et al.*, *Astron. Astrophys.*, **315**, L221, 1996.
26. C.Barnbaum, *Astron. J.*, **104**, 1585, 1992.
27. K.Krisciunas, *Journal of the American Association of Variable Star Observers*, **10**, 75, 1981.
28. M.Vetesnik, *Information Bulletin on Variable Stars*, 2271, 1983.
29. A.Kučinskas, *Bulletin AFOEV*, **61**, 17, 1992.
30. L.S.Kudashkina, I.L.Andronov, *Odessa Astron. Publ.*, **23**, 67, 2010.
31. I.L.Andronov, L.S.Kudashkina, *Astron. Nachr.*, **309**, 323, 1988.
32. W.Wenzel, *Mitt. Ver. Stern.*, **8**, 18, 1977.
33. И.Л.Андронов, Л.С.Кудашкина, Е.В.Величко и др., *Переменные звезды*, **22**, 683, 1988.
34. I.L.Andronov, L.S.Kudashkina, *Arbeitskreis Veranderlicheim Kulturbund der DDR, Information N.*, **121**, 3, 1987.
35. I.L.Andronov, *Contr. Astron. Inst. Czechoslovak.*, **20**, 161, 1987.
36. L.S.Kudashkina *et al.*, *Proc. 29th Conf. Var. Star. Res., Brno, Czech Rep.*, 126, 1998.
37. L.S.Kudashkina, *Częstochowski Kalendarz Astronomiczny*, 2017, ed. B.Wszolek, 151, 2016.
38. И.Л.Андронов, И.В.Чернышева, *Астрон. Цирк.*, **1538**, 18, 1989.
39. L.S.Kudashkina, I.L.Andronov, *Częstochowski Kalendarz Astronomiczny*, 2018, ed. B.Wszolek, 275, 2017.
40. I.L.Andronov, L.S.Kudashkina, L.V.Grenishena, *Częstochowski Kalendarz Astronomiczny*, 2013, ed. B.Wszolek, 197, 2013.
41. Ю.А.Фадеев, *Письма в Астрон. ж.*, **42**, 731, 2016.
42. Б.В.Кукаркин, *Пульсирующие звезды*, М., Наука, с.372, 1970.
43. К.Гоффмейстер, Г.Рихтер, В.Венцель, *Переменные звезды*, М., Наука, с.360, 1990.
44. Н.Н.Самусь, Е.В.Казаровец, О.В.Дурлевич и др., *Астрон. ж.*, **94**, 87, 2017.
45. F.Kerschbaum, J.Hron, *Astron. Astrophys.*, **263**, 97, 1992.
46. F.Kerschbaum, J.Hron, *Astron. Astrophys.*, **308**, 489, 1996.
47. T.R.Bedding, A.A.Zijlstra, *Astrophys. J.*, **506**, L47, 1998.
48. M.W.Feast, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, **278**, 11, 1996.
49. Ю.А.Фадеев, *Письма в Астрон. ж.*, **38**, 295, 2012.
50. Ю.А.Фадеев, *Письма в Астрон. ж.*, **39**, 342, 2013.
51. Ю.А.Фадеев, *Письма в Астрон. ж.*, **44**, 851, 2018.
52. V.I.Marsakova, I.L.Andronov, *Proc. 29th Conf. Var. Star. Res., Brno, Czech Rep.*, 130, 1998.
53. L.L.Chinarova, I.L.Andronov, *Odessa Astron. Publ.*, **13**, 116, 2000.
54. L.S.Kudashkina, I.L.Andronov, *Odessa Astron. Publ.*, **9**, 108, 1996.
55. L.S.Kudashkina, I.L.Andronov, *Odessa Astron. Publ.*, **23**, 65, 2010.
56. V.I.Marsakova, I.L.Andronov, *Odessa Astron. Publ.*, **12**, 205, 1999.

57. *Л.С.Кудашкина*, Вісник ОДУ, **4**, 55, 1999.
58. *V.I.Marsakova, I.L.Andronov*, Odessa Astron. Publ., **25**, 60, 2012.
59. *I.L.Andronov, L.L.Chinarova*, Częstochowski Kalendarz Astronomiczny, 2014, ed. B.Wszolek, **X**, 171, 2013.
60. *I.L.Andronov et al.*, ASP Conference Series, **511**, San Francisco: Astron. Soc. Pacif., 43, 2017.
61. *I.L.Andronov, V.I.Marsakova, L.S.Kudashkina et al.*, Advances in Astron. Space Phys., **4**, 3, 2014.
62. *I.B.Vavilova et al.*, Astrodynamics, Proc. IAU Symposium, **325**, 361, 2017.

NOTES

NEW CARBON STARS CONFIRMED IN THE DIGITIZED FIRST BYURAKAN SURVEY DATABASE

1. *Introduction.* The spectroscopic plates of the First Byurakan Survey (FBS, also known as the Markarian Survey) were used to select late type stars (LTSs), type M and carbon (C) stars, at high galactic latitudes. The FBS is an objective prism, low resolution spectral survey that covers a 17.000 deg^2 area. It was performed with the Byurakan Astrophysical Observatory (BAO) 1 m Schmidt telescope, which was equipped with $1''.5$ prism giving dispersion of $1800 \text{ \AA/mm}$ near $H\gamma$. The FBS was conducted originally to locate galaxies with ultraviolet excess. In total, 1515 galaxies were discovered [1].

Now the entire plate set has been digitized, leading to the Digitized First Byurakan Survey (DFBS) [2] (online at <http://www.ia2-byurakan.oats.inaf.it/>). Subsequently, all DFBS spectral plates were searched for LTSs using standard image analysis software (FITSView and SAOImage ds9). The advantage of using this software for selecting type M and C stars are described in paper [3]. "The Second Revised And Updated Catalogue of the First Byurakan Survey Late-Type Stars", with comprehensive data for 1471 new objects will become available very soon at CDS, VizieR, SIMBAD database [4]. C stars can be identified through the presence of the C2 molecular bands at 4737, 5165, and 5636 $\text{\AA}$ (N type C stars, Swan bands). Several objects can be distinguished by the titanium oxide (TiO) molecular absorption bands at 4584, 4762, 4954, 5167, 6200, and 6700 $\text{\AA}$ [4].

However, because our selection of LTSs on DFBS plates is not automatic (using machine learning algorithms), a list of the LTS candidates was noted also for further confirmation. These candidates are mainly faint objects close to the limit in each DFBS plate, or dot-like spectra showing only the reddest end of the continuum, where C_2 or TiO absorption bands are not visible.

In this paper we present confirmations for three FBS C star candidates. One of them we classify as a CH type giant and two others are N type asymptotic giant branch (AGB) C stars.

2. *Spectroscopy.* For three candidate stars, medium-resolution CCD spectra

in the range 4000-7000 Å (resolution 5 Å) were obtained on 10/11 and 12/13 November 2018 at the BAO 2.6 m telescope. We used the SCORPIO spectrograph with grism No 600. Its detector is an EEV 42-40 CCD (2048×2048 pixel, 13.5 μm pixel size). Standard data reduction was carried out with the ESO MIDAS Software.

In Table 1, we list following quantities: column 1: FBS Number; column 2: the coordinates (RA. and Dec.) for J2000; from the STScI POSS2 R (red) (Digitized Sky Survey - https://archive.stsci.edu/cgi-bin/dss_form/), column 3: exposure time; column 4-6: 2MASS (Two Micron All - Sky Survey) J, H and

Table 1

DATA FOR NEW CONFIRMED FBS CARBON STARS

FBS Number	Coordinates (J2000)		Exp. time (in sec.)	J mag	H mag	K mag	Sp	Other Association
	RA	Dec						
0017+453	00 ^h 20 ^m 03 ^s .44	+45°39'13".0	300	11.83	11.21	11.03	CH	
0340+419	03 43 38.02	+42 03 31.0	600	9.29	7.81	6.77	N	IRAS 03402+4154
0516+054	05 19 18.28	+05 29 03.3	600	9.60	7.97	6.66	N	V675 Ori

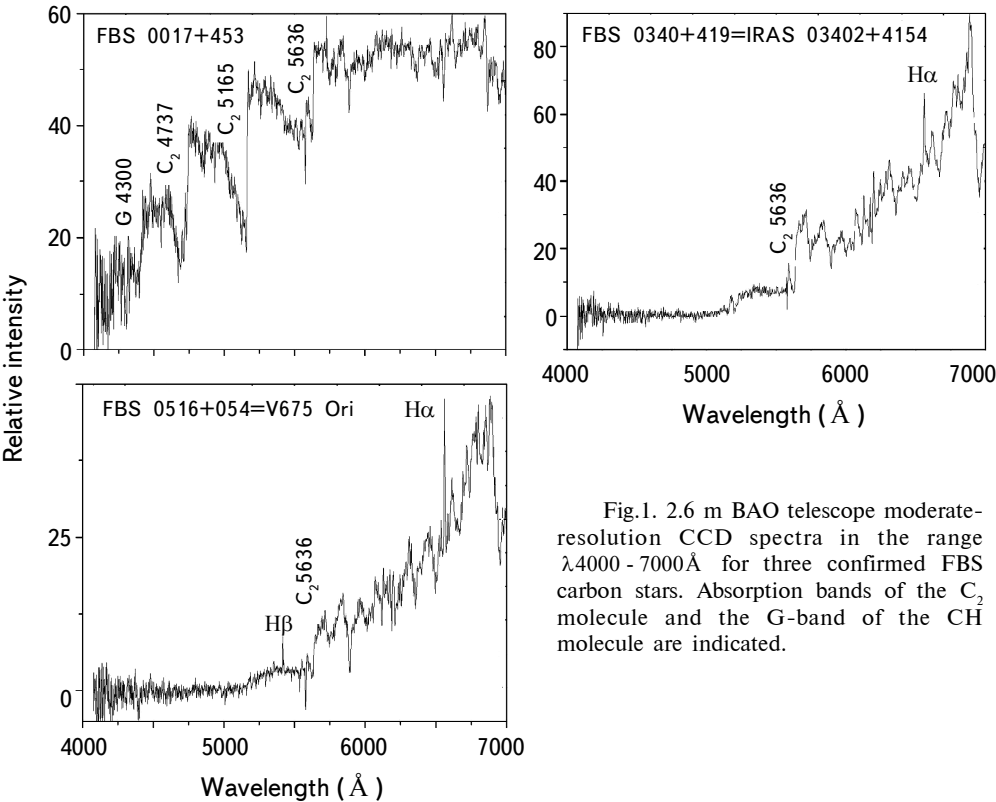


Fig.1. 2.6 m BAO telescope moderate-resolution CCD spectra in the range λ4000 - 7000Å for three confirmed FBS carbon stars. Absorption bands of the C₂ molecule and the G-band of the CH molecule are indicated.

Ks magnitudes (<http://irsa.ipac.caltech.edu/2mass/>); column 7: spectral type; and column 8: other association in SIMBAD database (<http://simbad.u-strasbg.fr>).

Fig.1 presents the BAO 2.6 m telescope spectra for three new confirmed C stars. We classify FBS 0017+453 as a CH type C star (presence of the strong G band of the CH molecule at 4300 Å), based on the classification criteria which are summarized in paper [5]. The remaining two objects are typical N type C stars. The spectrum for FBS 0340+419 in the range 3900-9100 Å is also available in LAMOST (Large Sky Area Multi-Object Fiber Spectroscopic Telescope) fourth Data Release (DR4) database (SIMBAD CDS VizieR catalog V/153; object number is LAMOST J034338.04+420331.0). But it is not included in the catalog of 2651 C stars by Yin-Bi et al. [6] from DR4, where for selection the authors used an efficient machine learning algorithm.

In Table 2 we present some important physical characteristics for the new confirmed C stars from the Gaia DR2 catalogue (CDS VizieR catalog I/345) [7]. We list the following parameters: column 1: the FBS Number; column 2: the Gaia DR2 name; column 3 and 4: Gaia DR2 G mag and BP mag; column 5: BP-RP mag (color index); column 6: effective temperature (T_{eff}); column 7: distance in pc (distances are available from the catalogue of Bailer Jones et al. [8], CDS VizieR catalogue I/347).

Table 2

SOME IMPORTANT GAIA DR2 DATA FOR NEW
CONFIRMED FBS C STARS

FBS Number	Gaia DR2 Name	G mag	BP mag	BP-RP mag	T_{eff} (K)	Dist. (pc)
0017+453	391891305923876352	13.75	14.45	1.50	4423	8000
0340+419	237209708028168576	12.95	15.07	3.44	3300	4500
0516+054	3237482992663918848	14.09	16.38	3.61	3300	4100

3. *Variability*. In the Catalina Sky Survey (CSS), a phase dependent light curve is available only for FBS 0516+054 (online at <http://nesssi.cacr.caltech.edu/DataRelease/>) [9], source number CSS _J051918.3+052902, $V_{\text{CSS}} = 14.34$. The phase dependent light curves for objects FBS 0017+453 and FBS 0340+419 are available in the Northern Sky Variability Survey database [10] (NSVS at <http://skydot.lanl.gov/nsvs/>) with identifiers 3700789 and 4178094 respectively.

Fig.2 presents the CSS light curve for FBS 0516+054. The pulsation period can be estimated as 420 days, applying the VStar data visualization and analysis tool (<http://www.aavso.org/>). Applying the Whitelock et al. [11] revised period-luminosity (PL) relation:

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

we obtain $M(K) = -8.0$ and with $K = 6.67$, the distance can be estimated as $r = 8.6$ kpc (with a $A_K = 0.05$ mag from the NASA Extragalactic Database, <http://ned.ipac.caltech.edu>, practically negligible). FBS 0516+054 is at $L = 196^\circ.9$, $B = -17^\circ.6$. If its distance is correct, it is very interesting, because the star is near the Galactic Anticenter ($L = 180^\circ$, $B = 0^\circ$), so its distance from the Galactic Center is nearly 17 kpc (adopting for the Sun $r = 8.5$ kpc).

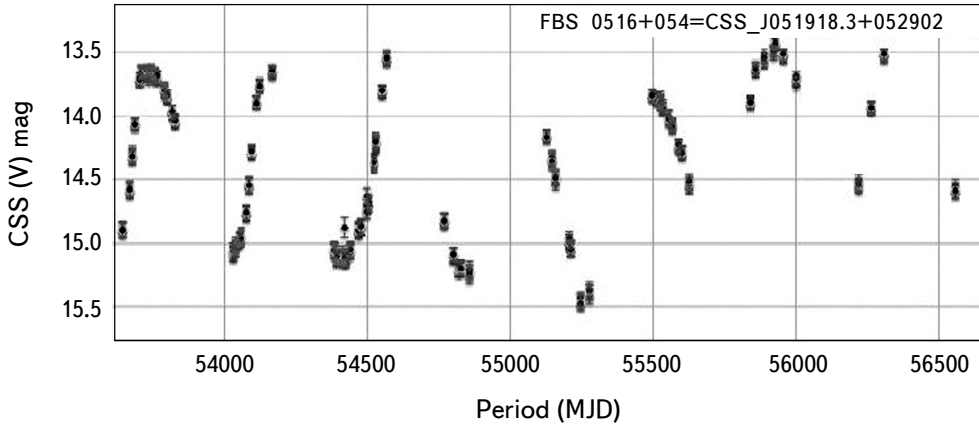


Fig.2. Catalina Sky Survey phase dependent light curve for FBS 0516+054. The X axis shows the period in Julian Data and the Y axis shows the CSS V band magnitude.

It is very difficult to estimate the pulsation period for FBS 0340+419 because of the short baseline of NSVS [10].

4. *Conclusion.* BAO 2.6 m telescope spectra in the range $\lambda 4000-7000\text{\AA}$ for three candidates selected on the DFBS plates confirm their C rich nature. One of them we classify as a CH type and two others as N type C stars. Some important physical physical characteristics for them are presented from the Gaia DR2 data base.

Acknowledgments. K.S.G. thanks CNRS, LATMOS, University of Versailles Saint Quentin en Yvelines, and LAM for supporting this study. This work was made possible by a research grant from the Armenian National Science and Education Fund (ANSEF) based in New York, USA.

Новые углеродные звезды из DFBS. Спектральные наблюдения в диапазоне $\lambda 4000-7000\text{\AA}$ для трех звезд, отобранных на DFBS пластинках как кандидаты, подтвердили их принадлежность к классу углеродных. Одна является СН-звездой, две остальные - углеродными звездами класса N. Некоторые

важные физические характеристики для новых объектов приводятся из Gaia DR2 баз данных.

Ключевые слова: *обзоры: углеродные звезды*

24 апреля 2019

¹ V.A.Ambartsumian Byurakan Astrophysical
Observatory, e-mail: kgigoyan@bao.sci.am

² Yerevan State University, Armenia

³ Laboratoire d'Astrophysique de Marseille,
CNRS-AMU, France

⁴ Universite de Versailles Saint-Quentin,
CNRS/INSU, LATMOS-IPSL, France

K.S.Gigoyan
К.С.Гигоян
G.R.Kostandyan
Г.Р.Костандян
K.K.Gigoyan
К.К.Гигоян
F.Zamkotsian
Ф.Жамкочян
A.Sarkissian
А.Саркиссиан

REFERENCES

1. *B.E.Markarian, V.A.Lipovetski, J.A.Stepanian et al.*, Commun. Special Astrophys. Obs., **62**, 5, 1997. The First Byurakan Survey. A Catalogue of Galaxies with UV-Continuum, VizieR Catalogue VII/172 at CDS.
2. *A.M.Mikaelian, R.Nesci, C.Rossi et al.*, Astron. Astrophys., **464**, 1177, 2007.
3. *K.S.Gigoyan, D.Russeil, A.M.Mickaelian et al.*, Astron. Astrophys., **544**, A95, 2012.
4. *K.S.Gigoyan, A.M.Mickaelian, G.R.Kostandyan*, Mon. Not. Roy. Astron. Soc., 2019 (in press).
5. *Jian-Min Si, Yin-Bin Li, A-Li Luo et al.*, Research in Astron. Astrophys., **15**, 167, 2015.
6. *Yin-Bi Li et al.*, Astrophys. J. Suppl. Ser., **234**, 31, 2018.
7. Gaia Collaboration, A.G.A.Brown, A.Vallenari, T.Prusti et al., Astron Astrophys., **616**, A1, 2018.
8. *C.A.L.Bailer-Jones, J.Rybizki, M.Fouesneau et al.*, Astron. J., **156**, 58, 2018.
9. *A.J.Drake, N.J.Graham, S.G.Djorgovski et al.*, Astrophys. J. Suppl. Ser., **213**, 9, 2014.
10. *P.R.Wozniak, W.T.Vestrand, C.W.Akerlof et al.*, Astron. J., **127**, 2436, 2004.
11. *P.A.Whitelock, M.W.Feast, F. van Leeuwen*, Mon. Not. Roy. Astron. Soc., **386**, 313, 2008.

АЛФАВИТНЫЙ УКАЗАТЕЛЬ

журнала "Астрофизика", том 62, 2019 год

Абрамян А.В. (см. Паронян Г.М.)	169
Абрамян А.В. (см. Микаелян Г.А.)	503
Акопян А.А. Периодичность частоты вспышек вспыхивающих звезд	579
Алексеев И.Ю. (см. Козлова О.В.)	357
Алексеев И.Ю. (см. Погодин М.А.)	23
Аманололи Г. (см. Дариеску М.А.)	451
Ананьевская Ю.К. (см. Погодин М.А.)	209
Арутюнян Г.С. (см. Паронян Г.М.)	169
Барановский Э.А., Гонасюк О.С., Штерцер Н.И. Корональные дыры по наблюдениям в хромосфере	259
Барсунова О.Ю. (см. Гринин В.П.)	51
Белова О.М., Бычков К.В. Особенности высвечивания ударной волны в атмосферах красных карликовых звезд	267
Бордбар Г.Х., Хосеини Р., Кайанихоо Ф., Поостфоруш А. Структура горячих странных кварковых звезд: NJL модельный подход при конечной температуре	313
Бруевич Е.А., Бруевич В.В. Лаймановские декременты линий нейтрального водорода в спектре Солнца по наблюдениям SDO/EVE. Вариации в течение 24-го солнечного цикла и в отдельных вспышках классов М и Х	425
Бруевич В.В. (см. Бруевич Е.А.)	425
Бычков К.В. (см. Белова О.М.)	267
Валиуллин Р.Р. (см. Шомиекова С.А.)	187
Вашаломидзе З.М., Закарашвили Т.В., Кухианидзе В.Д. Измерение поли-тропного индекса во время солнечного коронального дождя с использованием диаграммы распределения электронной плотности в зависимости от электронной температуры	85
Вашаломидзе З.М., Закарашвили Т.В., Кухианидзе В.Д., Рамишвили Г.Т. Извержение протуберанца, вызванное корональным дождем в солнечной атмосфере, наблюдаемой SDO/AIA и STEREO/EUVI	591
Галазутдинова Г.А. (см. Погодин М.А.)	209
Геворкян М.Г. (см. Мовсисян Т.А.)	43
Гигоян К.К. (см. Гигоян К.С.)	643
Гигоян К.С., Костандян Г.Р., Гигоян К.К., Жамкоян Ф., Саркиссиан А. Новые углеродные звезды из DFBS	643
Гигоян К.К. (см. Морон Н.)	229
Гигоян К.С. (см. Морон Н.)	229
Глаголевский Ю.В., Назаренко А.Ф. Замечания о свойствах магнитного поля звезды HD 37776	239

Глаголевский Ю.В., Назаренко А.Ф. Вековая стабильность структур магнитного поля в магнитных CP-звездах	547
Гожя М.Л., Марсаков В.А., Коваль В.В. О надежности определения параметров атмосфер переменных звезд типа RR Lyrae поля	415
Гожя М.Л. (см. Марсаков В.А.)	519
Гопасюк О.С. (см. Барановский Э.А.)	259
Грачев С.И. (см. Григорьев В.В.)	151
Григорьев В.В., Нагирнер Д.И., Грачев С.И. Н-функции теории переноса излучения: расчет фойгтовских функций и обоснование модели образования циклотронных линий в спектрах нейтронных звезд	151
Гринин В.П., Семенов А.О., Барсунова О.Ю., Сергеев С.Г. Переменная околосветная экстинкция в звездах типа UX Ogi поздних спектральных классов: звезда V695 Per	51
Гюльбудагян А.Л. Новые южные области звездообразования	405
Гюльбадян М.В. (см. Микаелян Г.М.)	503
Дариеску М.А., Дариеску Ч., Аманолоаи Г. Точные стационарные решения общего вида уравнения Компанейца	451
Дариеску Ч. (см. Дариеску М.А.)	451
Денисюк Э.К. (см. Шомиекова С.А.)	187
Дмитриенко Е.С. (см. Саванов И.С.)	59
Дмитриенко Е.С. (см. Саванов И.С.)	351
Домбровская М.И. (см. Козлова О.В.)	357
Драке Н.А. (см. Погодин М.А.)	209
Дроздов С.А., Щекинов Ю.А. Температура пыли в горячей плазме дискового и магнитосферном ветрах молодых звезд Ae Хербига	605
Жамкочян Ф. (см. Гигоян К.С.)	559
Жилинский Е.Г. (см. Погодин М.А.)	643
Закарашвили Т.В. (см. Вашаломидзе З.М.)	209
Закарашвили Т.В. (см. Вашаломидзе З.М.)	85
Кайанихоо Ф. (см. Бордбар Г.Х.)	591
Кайседо-Ортис Э.Э., Кастаньеда Фернандес Э.О. Зависимость между энергией ионизации и радиальной скоростью ионизованного газа в газовой туманности	313
Капсе Д.В. (см. Каторе С.Д.)	71
Караченцев И.Д., Макарова Л.Н. Карликовые сфероидальные галактики в группе M101 и позади нее	463
Кастаньеда Фернандес Э.О. (см. Кайседо-Ортис Э.Э.)	329
Каторе С.Д., Капсе Д.В., Динамическое поведение связанной магнетизированной темной энергии в геометрии Лиры	71
	463

Кендалл Т.П. (см. Морон Н.)	229
Клиорин Н.И. (см. Кузаян К.М.)	297
Коваль В.В. (см. Гожя М.Л.)	415
Коваль В.В. (см. Марсаков В.А.)	519
Козлова О.В. (см. Погодин М.А.)	23
Козлова О.В., Погодин М.А., Алексеев И.Ю., Домбровская М.И. Об особенностях ветра уникальной Ae звезды Хербига HD 190073	357
Корани Б., Ноу М.И. Переменность теплового поглотителя рентгеновского излучения сейфертовской галактики Аракелян 564	337
Костандян Г.Р. (см. Гигоян К.К.)	643
Кудашкина Л.С. Полуправильные переменные звезды	623
Кузаян К.М., Сафиуллин Н.Т., Клиорин Н.И., Розачевский И., Поршнев С.В. Крупномасштабные свойства тильта групп пятен и закон Джоя вблизи солнечного экватора	297
Кусакин А.В. (см. Шомшекова С.А.)	187
Кухианидзе В.Д. (см. Вашаломидзе З.М.)	85
Кухианидзе В.Д. (см. Вашаломидзе З.М.)	591
Любимков Л.С., Петров Д.В., Поклад Д.Б. Три близких К-гиганта с планетами: Аккуратное определение базисных параметров, включая анализ металличности по линиям FeI	379
Магакян Т.Ю. (см. Мовсесян Т.А.)	43
Макарова Л.Н. (см. Караченцев И.Д.)	329
Марсаков В.А. (см. Гожя М.Л.)	415
Марсаков В.А., Гожя М.Л., Коваль В.В. О природе молодых звезд типа RR Лутеа поля с солнечной металличностью	519
Микаелян А.М. (см. Паронян Г.М.)	169
Микаелян Г.А. (см. Паронян Г.М.)	169
Микаелян А.М. (см. Микаелян Г.А.)	503
Микаелян Г.А., Микаелян А.М., Абрамян А.В., Паронян Г.М., Гюльзаян М.В. Спектральная классификация сверхярких ИК галактик из объединенного каталога IRAS PSC/FSC	503
Мовсесян Т.А., Магакян Т.Ю., Геворкян М.Г. HH 276 - коллимированный поток в области FS Tau A/B	43
Морен Л.П.А. (см. Морон Н.)	229
Морон Н., Гигоян К.С., Гигоян К.К., Морен Л.П.А., Кендалл Т.П. Исследование долгопериодических переменных в южном каталоге Catalina: Новые углеродные звезды и ложные объекты	229
Нагирнер Д.И. (см. Григорьев В.В.)	151
Нагирнер Д.И., Туричина Д.Г. Эффект массы нейтрино в космологии	131
Назаренко А.Ф. (см. Глаголевский Ю.В.)	239
Назаренко А.Ф. (см. Глаголевский Ю.В.)	547
Наливкин М.А. (см. Саванов И.С.)	351

<i>Нароенков С.А. (см. Саванов И.С.)</i>	351
<i>Никогосян А.Г. Группы и их представления в теории переноса излучения. III</i>	113
<i>Никогосян А.Г. Точное решение обратной скалярной задачи переноса излучения в одномерной атмосфере</i>	481
<i>Ноу М.И. (см. Корани Б.)</i>	337
<i>Павловский С.Е. (см. Погодин М.А.)</i>	23
<i>Паронян Г.М., Микаелян А.М., Арутюнян Г.С., Абрамян А.В., Микаелян Г.А. Типы активности галактик, отобранных из выборки HRC-BHRC</i>	169
<i>Паронян Г.М. (см. Микаелян Г.А.)</i>	503
<i>Перейра К.В. (см. Погодин М.А.)</i>	209
<i>Петров Д.В. (см. Любимков Л.С.)</i>	379
<i>Пикичян О.В. Аналитическое решение нелинейной задачи диффузии излучения в одномерной чисто рассеивающей среде. I</i>	437
<i>Погодин М.А., Драке Н.А., Жилинский Е.Г., Перейра К.В., Галазутдинов Г.А., Херрера А., Телтинг Дж., Холтыгин А.Ф., Ананьевская Ю.К. Необычная двойная система HD 83058 в OB ассоциации SCO-CEN</i>	209
<i>Погодин М.А. (см. Козлова О.В.)</i>	357
<i>Погодин М.А., Козлова О.В., Алексеев И.Ю., Павловский С.Е. Быстрая спектральная переменность Ae/Be звезды Хербига HD 37806</i>	23
<i>Поклад Д.Б. (см. Любимков Л.С.)</i>	379
<i>Поостфоруш А. (см. Бордбар Г.Х.)</i>	313
<i>Поршнев С.В. (см. Кузанын К.М.)</i>	297
<i>Ракишвили Г.Т. (см. Вашаломидзе З.М.)</i>	591
<i>Рева И.В. (см. Шомшекова С.А.)</i>	187
<i>Рогачевский И. (см. Кузанын К.М.)</i>	297
<i>Решетников В.П. Галактики с полярными структурами на $z > 0.1$</i>	5
<i>Саванов И.С. Площади, времена жизни и магнитные поля пятен на поверхности звезд</i>	201
<i>Саванов И.С., Дмитриенко Е.С. Переменность блеска 12 ROTDA-звезд</i>	59
<i>Саванов И.С. Активность звезды β Scl по наблюдениям космического телескопа TESS</i>	571
<i>Саванов И.С., Нароенков С.А., Наливкин М.А., Дмитриенко Е.С. Активность звезды ETDra</i>	351
<i>Саркиссиан А. (см. Гигоян К.С.)</i>	643
<i>Сафиуллин Н.Т. (см. Кузанын К.М.)</i>	297
<i>Семенов А.О. (см. Гринин В.П.)</i>	51
<i>Сергеев С.Г. (см. Гринин В.П.)</i>	51
<i>Симония И.А. Диффузные межзвездные полосы как поглощение замороженным ориентированным газом</i>	97

Кендалл Т.П. (см. Морон Н.)	229
Клиорин Н.И. (см. Кузанын К.М.)	297
Коваль В.В. (см. Гожжа М.Л.)	415
Коваль В.В. (см. Марсаков В.А.)	519
Козлова О.В. (см. Погодин М.А.)	23
Козлова О.В., Погодин М.А., Алексеев И.Ю., Домбровская М.И. Об особенностях ветра уникальной Ae звезды Хербига HD 190073	357
Корани Б., Ноу М.И. Переменность теплого поглотителя рентгеновского излучения сейфертовской галактики Аракелян 564	337
Костандян Г.Р. (см. Гигоян К.К.)	643
Кудашкина Л.С. Полуправильные переменные звезды	623
Кузанын К.М., Сафиуллин Н.Т., Клиорин Н.И., Розачевский И., Поршнев С.В. Крупномасштабные свойства тильта групп пятен и закон Джоя вблизи солнечного экватора	297
Кусакин А.В. (см. Шомшекова С.А.)	187
Кухианидзе В.Д. (см. Вашаломидзе З.М.)	85
Кухианидзе В.Д. (см. Вашаломидзе З.М.)	591
Любимков Л.С., Петров Д.В., Поклад Д.Б. Три близких К-гиганта с планетами: Аккуратное определение базисных параметров, включая анализ металличности по линиям FeI	379
Магакян Т.Ю. (см. Мовсесян Т.А.)	43
Макарова Л.Н. (см. Караченцев И.Д.)	329
Марсаков В.А. (см. Гожжа М.Л.)	415
Марсаков В.А., Гожжа М.Л., Коваль В.В. О природе молодых звезд типа RR Лутае поля с солнечной металличностью	519
Микаелян А.М. (см. Паронян Г.М.)	169
Микаелян Г.А. (см. Паронян Г.М.)	169
Микаелян А.М. (см. Микаелян Г.А.)	503
Микаелян Г.А., Микаелян А.М., Абрамян А.В., Паронян Г.М., Гюльзаян М.В. Спектральная классификация сверхярких ИК галактик из объединенного каталога IRAS PSC/FSC	503
Мовсесян Т.А., Магакян Т.Ю., Геворкян М.Г. HH 276 - коллимированный поток в области FS Tau A/B	43
Морен Л.П.А. (см. Морон Н.)	229
Морон Н., Гигоян К.С., Гигоян К.К., Морен Л.П.А., Кендалл Т.П. Исследование долгопериодических переменных в южном каталоге Catalina: Новые углеродные звезды и ложные объекты	229
Нагирнер Д.И. (см. Григорьев В.В.)	151
Нагирнер Д.И., Туричина Д.Г. Эффект массы нейтрино в космологии	131
Назаренко А.Ф. (см. Глаголевский Ю.В.)	239
Назаренко А.Ф. (см. Глаголевский Ю.В.)	547
Наливкин М.А. (см. Саванов И.С.)	351

<i>Нароенков С.А.</i> (см. <i>Саванов И.С.</i>)	351
<i>Никогосян А.Г.</i> Группы и их представления в теории переноса излучения. III	113
<i>Никогосян А.Г.</i> Точное решение обратной скалярной задачи переноса излучения в одномерной атмосфере	481
<i>Ноу М.И.</i> (см. <i>Корани Б.</i>)	337
<i>Павловский С.Е.</i> (см. <i>Погодин М.А.</i>)	23
<i>Паронян Г.М., Микаелян А.М., Арутюнян Г.С., Абрамян А.В., Микаелян Г.А.</i> Типы активности галактик, отобранных из выборки HRC-BHRC	169
<i>Паронян Г.М.</i> (см. <i>Микаелян Г.А.</i>)	503
<i>Перейра К.В.</i> (см. <i>Погодин М.А.</i>)	209
<i>Петров Д.В.</i> (см. <i>Любимков Л.С.</i>)	379
<i>Пикичян О.В.</i> Аналитическое решение нелинейной задачи диффузии излучения в одномерной чисто рассеивающей среде. I	437
<i>Погодин М.А., Драке Н.А., Жилинский Е.Г., Перейра К.В., Галазутдинов Г.А., Херрера А., Телтинг Дж., Холтыгин А.Ф., Ананьевская Ю.К.</i> Необычная двойная система HD 83058 в OB ассоциации SCO-CEN	209
<i>Погодин М.А.</i> (см. <i>Козлова О.В.</i>)	357
<i>Погодин М.А., Козлова О.В., Алексеев И.Ю., Павловский С.Е.</i> Быстрая спектральная переменность Ae/Be звезды Хербига HD 37806	23
<i>Поклад Д.Б.</i> (см. <i>Любимков Л.С.</i>)	379
<i>Поостфоруш А.</i> (см. <i>Бордбар Г.Х.</i>)	313
<i>Поршнев С.В.</i> (см. <i>Кузаян К.М.</i>)	297
<i>Рашишвили Г.Т.</i> (см. <i>Вашаломидзе З.М.</i>)	591
<i>Рева И.В.</i> (см. <i>Шомшекова С.А.</i>)	187
<i>Рогачевский И.</i> (см. <i>Кузаян К.М.</i>)	297
<i>Решетников В.П.</i> Галактики с полярными структурами на $z > 0.1$	5
<i>Саванов И.С.</i> Площади, времена жизни и магнитные поля пятен на поверхности звезд	201
<i>Саванов И.С., Дмитриенко Е.С.</i> Переменность блеска 12 ROTDA-звезд	59
<i>Саванов И.С.</i> Активность звезды β Scl по наблюдениям космического телескопа TESS	571
<i>Саванов И.С., Нароенков С.А., Наливкин М.А., Дмитриенко Е.С.</i> Активность звезды ETDra	351
<i>Саркиссиан А.</i> (см. <i>Гигоян К.С.</i>)	643
<i>Сафиуллин Н.Т.</i> (см. <i>Кузаян К.М.</i>)	297
<i>Семенов А.О.</i> (см. <i>Гринин В.П.</i>)	51
<i>Сергеев С.Г.</i> (см. <i>Гринин В.П.</i>)	51
<i>Симония И.А.</i> Диффузные межзвездные полосы как поглощение замороженным ориентированным газом	97

Кендалл Т.П. (см. Морон Н.)	229
Клиорин Н.И. (см. Кузанын К.М.)	297
Коваль В.В. (см. Гожя М.Л.)	415
Коваль В.В. (см. Марсаков В.А.)	519
Козлова О.В. (см. Погодин М.А.)	23
Козлова О.В., Погодин М.А., Алексеев И.Ю., Домбровская М.И. Об особенностях ветра уникальной Ae звезды Хербига HD 190073	357
Корани Б., Ноу М.И. Переменность теплого поглотителя рентгеновского излучения сейфертовской галактики Аракелян 564	337
Костандян Г.Р. (см. Гигоян К.К.)	643
Кудашкина Л.С. Полуправильные переменные звезды	623
Кузанын К.М., Сафиуллин Н.Т., Клиорин Н.И., Рогачевский И., Поршнев С.В. Крупномасштабные свойства тильта групп пятен и закон Джоя вблизи солнечного экватора	297
Кусакин А.В. (см. Шомиекова С.А.)	187
Кухианидзе В.Д. (см. Вашаломидзе З.М.)	85
Кухианидзе В.Д. (см. Вашаломидзе З.М.)	591
Любимков Л.С., Петров Д.В., Поклад Д.Б. Три близких К-гиганта с планетами: Аккуратное определение базисных параметров, включая анализ металличности по линиям FeI	379
Магакян Т.Ю. (см. Мовсесян Т.А.)	43
Макарова Л.Н. (см. Караченцев И.Д.)	329
Марсаков В.А. (см. Гожя М.Л.)	415
Марсаков В.А., Гожя М.Л., Коваль В.В. О природе молодых звезд типа RR Lyrae поля с солнечной металличностью	519
Микаелян А.М. (см. Паронян Г.М.)	169
Микаелян Г.А. (см. Паронян Г.М.)	169
Микаелян А.М. (см. Микаелян Г.А.)	503
Микаелян Г.А., Микаелян А.М., Абрамян А.В., Паронян Г.М., Гюльзаян М.В. Спектральная классификация сверхярких ИК галактик из объединенного каталога IRAS PSC/FSC	503
Мовсесян Т.А., Магакян Т.Ю., Геворкян М.Г. HH 276 - коллимированный поток в области FS Тау A/B	43
Морен Л.П.А. (см. Морон Н.)	229
Морон Н., Гигоян К.С., Гигоян К.К., Морен Л.П.А., Кендалл Т.П. Исследование долгопериодических переменных в южном каталоге Catalina: Новые углеродные звезды и ложные объекты	229
Нагирнер Д.И. (см. Григорьев В.В.)	151
Нагирнер Д.И., Туричина Д.Г. Эффект массы нейтрино в космологии	131
Назаренко А.Ф. (см. Глаголевский Ю.В.)	239
Назаренко А.Ф. (см. Глаголевский Ю.В.)	547
Наливкин М.А. (см. Саванов И.С.)	351

<i>Нароенков С.А. (см. Саванов И.С.)</i>	351
<i>Никогосян А.Г. Группы и их представления в теории переноса излучения. III</i>	113
<i>Никогосян А.Г. Точное решение обратной скалярной задачи переноса излучения в одномерной атмосфере</i>	481
<i>Ноу М.И. (см. Корани Б.)</i>	337
<i>Павловский С.Е. (см. Погодин М.А.)</i>	23
<i>Паронян Г.М., Микаелян А.М., Арутюнян Г.С., Абрамян А.В., Микаелян Г.А. Типы активности галактик, отобранных из выборки HRC-BHRC</i>	169
<i>Паронян Г.М. (см. Микаелян Г.А.)</i>	503
<i>Перейра К.В. (см. Погодин М.А.)</i>	209
<i>Петров Д.В. (см. Любимков Л.С.)</i>	379
<i>Пикичян О.В. Аналитическое решение нелинейной задачи диффузии излучения в одномерной чисто рассеивающей среде. I</i>	437
<i>Погодин М.А., Драке Н.А., Жилинский Е.Г., Перейра К.В., Галазутдинов Г.А., Херрера А., Телтинг Дж., Холтыгин А.Ф., Ананьевская Ю.К. Необычная двойная система HD 83058 в ОВ ассоциации SCO-CEN</i>	209
<i>Погодин М.А. (см. Козлова О.В.)</i>	357
<i>Погодин М.А., Козлова О.В., Алексеев И.Ю., Павловский С.Е. Быстрая спектральная переменность Ae/Be звезды Хербига HD 37806</i>	23
<i>Поклад Д.Б. (см. Любимков Л.С.)</i>	379
<i>Поостфоруш А. (см. Бордбар Г.Х.)</i>	313
<i>Поршнев С.В. (см. Кузанын К.М.)</i>	297
<i>Рамишвили Г.Т. (см. Вашаломидзе З.М.)</i>	591
<i>Рева И.В. (см. Шомшекова С.А.)</i>	187
<i>Рогачевский И. (см. Кузанын К.М.)</i>	297
<i>Решетников В.П. Галактики с полярными структурами на $z > 0.1$</i>	5
<i>Саванов И.С. Площади, времена жизни и магнитные поля пятен на поверхности звезд</i>	201
<i>Саванов И.С., Дмитриенко Е.С. Переменность блеска 12 ROTDA-звезд</i>	59
<i>Саванов И.С. Активность звезды β Scl по наблюдениям космического телескопа TESS</i>	571
<i>Саванов И.С., Нароенков С.А., Наливкин М.А., Дмитриенко Е.С. Активность звезды ETDra</i>	351
<i>Саркиссиан А. (см. Гигоян К.С.)</i>	643
<i>Сафиуллин Н.Т. (см. Кузанын К.М.)</i>	297
<i>Семенов А.О. (см. Гринин В.П.)</i>	51
<i>Сергеев С.Г. (см. Гринин В.П.)</i>	51
<i>Симония И.А. Диффузные межзвездные полосы как поглощение замороженным ориентированным газом</i>	97

<i>Тарасова Т.Н.</i> Массы и металличность оболочек новых с углеродно-кислородным (CO) и кислородно-магниевым белым карликом (ONeMg)	529
<i>Телтинг Дж.</i> (см. <i>Погодин М.А.</i>)	209
<i>Туричина Д.Г.</i> (см. <i>Нагирнер Д.И.</i>)	131
<i>Урысон А.В.</i> Космические лучи от сверхмассивных черных дыр: потоки на земле и внегалактическое диффузное гамма и нейтринное излучения	285
<i>Херрера А.</i> (см. <i>Погодин М.А.</i>)	209
<i>Холтыгин А.Ф.</i> (см. <i>Погодин М.А.</i>)	209
<i>Хоссеини Р.</i> (см. <i>Бордбар Г.Х.</i>)	313
<i>Шарина М.Е.</i> Поверхностная фотометрия карликовых иррегулярных галактик в различном окружении	13
<i>Шаринова Л.М.</i> О газовых компонентах ядра сейфертовской галактики NGC 1275 в эпоху 2012г.	487
<i>Шомшекова С.А., Денисюк Э.К., Валиуллин Р.Р., Рева И.В., Кусакин А.В.</i> Фотометрические исследования сейфертовских галактик NGC 3516, NGC 5548, NGC 3227, NGC 4051, NGC 4151 и NGC 7469	187
<i>Штерцер Н.И.</i> (см. <i>Барановский Э.А.</i>)	259
<i>Щекинов Ю.А.</i> (см. <i>Дроздов С.А.</i>)	605

СОДЕРЖАНИЕ

Выпуск I

Галактики с полярными структурами на $z > 0.1$	<i>В.П.Решетников</i>	5
Поверхностная фотометрия карликовых irregулярных галактик в различном окружении	<i>М.Е.Шарина</i>	13
Быстрая спектральная переменность Ae/Be звезды Хербига HD 37806	<i>М.А.Погодин, О.В.Козлова, И.Ю.Алексеев, С.Е.Павловский</i>	23
HN 276 - коллимированный поток в области FS Тау A/B	<i>Т.А.Мовсисян, Т.Ю.Магакян, М.Г.Геворкян</i>	43
Переменная околозвездная экстинкция в звездах типа UX Оп поздних спектральных классов: звезда V695 Per	<i>В.П.Гринин, А.О.Семенов, О.Ю.Барсунова, С.Г.Сергеев</i>	51
Переменность блеска 12 ROTD A-звезд	<i>И.С.Саванов, Е.С.Дмитриенко</i>	59
Зависимость между энергией ионизации и радиальной скоростью ионизованного газа в газовой туманности	<i>Э.Э.Кайседо-Ортис, Э.О.Кастаньеда Фернандес</i>	71
Измерение политропного индекса во время солнечного коронального дождя с использованием диаграммы распределения электронной плотности в зависимости от электронной температуры	<i>З.М.Вашаломидзе, Т.В.Закарашвили, В.Д.Кухианидзе</i>	85
Диффузные межзвездные полосы как поглощение замороженным ориентированным газом	<i>И.А.Симония</i>	97
Группы и их представления в теории переноса излучения. III	<i>А.Г.Никогосян</i>	113
Эффект массы нейтрино в космологии	<i>Д.И.Нагирнер, Д.Г.Туричина</i>	131
H-функции теории переноса излучения: расчет фойгтовских функций и обоснование модели образования циклотронных линий в спектрах нейтронных звезд	<i>В.В.Григорьев, Д.И.Нагирнер, С.И.Грачев</i>	151

СОДЕРЖАНИЕ

Выпуск 2

Типы активности галактик, отобранных из выборки HRC-BHRC <i>Г.М.Паронян, А.М.Микаелян, Г.С.Арутюнян, А.В.Абрамян, Г.А.Микаелян</i>	169
Фотометрические исследования сейфертовских галактик NGC 3516, NGC 5548, NGC 3227, NGC4051, NGC 4151 и NGC 7469 <i>С.А.Шомшекова, Э.К.Денисюк, Р.Р.Валиуллин, И.В.Рева, А.В.Кусякин</i>	187
Площади, времена жизни и магнитные поля пятен на поверхности звезд <i>И.С.Саванов</i>	201
Необычная двойная система HD 83058 в ОВ ассоциации SCO-CEN <i>М.А.Погодин, Н.А.Драке, <u>Е.Г.Жилинский</u> К.В.Перейра, Г.А.Галазутдинов, А.Херрера, Дж.Телтинг, А.Ф.Холтыгин, Ю.К.Ананьевская</i>	209
Исследование долгопериодических переменных в южном каталоге Catalina: новые углеродные звезды и ложные объекты <i>Н.Морон, К.С.Гигоян, К.К.Гигоян, Л.П.А.Морен, Т.П.Кендалл</i>	229
Замечания о свойствах магнитного поля звезды HD 37776 <i>Ю.В.Глаголевский, А.Ф.Назаренко</i>	239
Корональные дыры по наблюдениям в хромосфере <i>Э.А.Барановский, О.С.Гопасюк, Н.И.Штерцер</i>	259
Особенности высвечивания ударной волны в атмосферах красных карликовых звезд <i>О.М.Белова, К.В.Бычков</i>	267
Космические лучи от сверхмассивных черных дыр: потоки на Земле и внегалактическое диффузное гамма и нейтринное излучения <i>А.В.Урысон</i>	285
Крупномасштабные свойства тильта групп пятен и закон Джоя вблизи солнечного экватора <i>К.М.Кузаян, Н.Т.Сафиулин, Н.И.Клиорин, И.Рогачевский, С.В.Поршнев</i>	297
Структура горячих странных кварковых звезд: NJL модельный подход при конечной температуре <i>Г.Х.Бордбар, Р.Хосеини, Ф.Кайанихоо, А.Поостфоруш</i>	313

СОДЕРЖАНИЕ

Выпуск 3

Карликовые сфероидальные галактики в группе M101 и позади нее <i>И.Д.Караченцев, Л.Н.Макарова</i>	329
Переменность теплого поглотителя рентгеновского излучения сейфер- товской галактики Аракелян 564 <i>Б.Корани, М.И.Ноу</i>	337
Активность звезды ET Drg <i>И.С.Саванов, С.А.Нароенков, М.А.Наливкин, Е.С.Дмитриенко</i>	351
Об особенностях ветра уникальной Ae звезды Хербига HD 190073 <i>О.В.Козлова, М.А.Погодин, И.Ю.Алексеев, М.И.Домбровская</i>	357
Три близких К-гиганта с планетами: аккуратное определение базис- ных параметров, включая анализ металличности по линиям FeI <i>Л.С.Любимков, Д.В.Петров, Д.Б.Поклад</i>	379
Новые южные области звездообразования <i>А.Л.Гюльбудагян</i>	405
О надежности определения параметров атмосфер переменных звезд типа RR Лугае поля <i>М.Л.Гожа, В.А.Марсаков, В.В.Коваль</i>	415
Лаймановские декременты линий нейтрального водорода в спектре Солнца по наблюдениям SDO/EVE. Вариации в течение 24-го сол- нечного цикла и в отдельных вспышках классов М и Х <i>Е.А.Бруевич, В.В.Бруевич</i>	425
Аналитическое решение нелинейной задачи диффузии излучения в одномерной чисто рассеивающей среде. I <i>О.В.Пикичян</i>	437
Точные стационарные решения общего вида уравнения Компанейца <i>М.А.Дариеску, Ч.Дариеску, Г.Аманолоаи</i>	451
Динамическое поведение связанной магнетизированной темной энер- гии в геометрии Лиры <i>С.Д.Каторе, Д.В.Кансе</i>	463
КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ	
Точное решение обратной скалярной задачи переноса излучения в одномерной атмосфере <i>А.Г.Никогосян</i>	481

СОДЕРЖАНИЕ

Выпуск 4

О газовых компонентах ядра сейфертовской галактики NGC 1275 в эпоху 2012г.

Л.М.Шарипова 487

Спектральная классификация сверхярких ИК галактик из объединенного каталога IRAS PSC/FSC

*Г.А.Микаелян, А.М.Микаелян, А.В.Абрамян,
Г.М.Паронян, М.В.Гюльзадян* 503

О природе молодых звезд типа RR Луге поля с солнечной металличностью

В.А.Марсаков, М.Л.Гожа, В.В.Коваль 519

Массы и металличность оболочек новых с углеродно-кислородным (CO) и кислородно-неоново-магниевым белым карликом (ONeMg)

Т.Н.Тарасова 529

Вековая стабильность структур магнитного поля в магнитных CP-звездах

Ю.В.Глаголевский, А.Ф.Назаренко 547

Об условиях образования линии гелия HeI 10830 Å в дисковом и магнитосферном ветрах молодых звезд Ae Хербига

Т.А.Ермолаева 559

Активность звезды β Scl по наблюдениям космического телескопа TESS

И.С.Саванов 571

Периодичность частоты вспышек вспыхивающих звезд

А.А.Акопян 579

Извержение протуберанца, вызванное корональным дождем в солнечной атмосфере, наблюдаемой SDO/AIA и STEREO/EUVI

З.М.Вашаломидзе, Т.В.Закарашвили, В.Д.Кухианидзе 591

Температура пыли в горячей плазме

С.А.Дроздов, Ю.А.Щекинов 605

ОБЗОРЫ

Полуправильные переменные звезды

Л.С.Кудашкина 623

КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ

Новые углеродные звезды из DFBS

*К.С.Гигоян, Г.Р.Костандян, К.К.Гигоян,
Ф.Жамкочян, А.Саркиссиан* 643

CONTENTS

Number 1

Galaxies with polar structures at $z > 0.1$	<i>V.P.Reshetnikov</i>	5
Surface photometry of dwarf irregular galaxies in different environments	<i>M.E.Sharina</i>	13
Short-term spectroscopic variability of the Herbig Ae/Be star HD37806	<i>M.A.Pogodin, O.V.Kozlova, I.Yu.Alekseev, S.E.Pavlovskiy</i>	23
HH 276: a collimated outflow in FS Tau A/B region	<i>T.A.Movsessian, T.Yu.Magakian, M.H.Gevorgyan</i>	43
Variable circumstellar extinction in UX Ori stars of the late spectral types: V695 Per	<i>V.P.Grinin, A.O.Semenov, O.Yu.Barsunova, S.G.Sergeev</i>	51
Photometrical variations of 12 ROTD A-stars	<i>I.S.Savanov, E.S.Dmitrienko</i>	59
Relationship between the ionization energy and the radial velocity of the ionized gas in gaseous nebulae	<i>H.E.Caicedo-Ortiz, H.O.Castañeda Fernandez</i>	71
Measurement of the polytropic index during the solar coronal rain using the electron density distribution diagram as a function of the electron temperature	<i>Z.M.Vashalomidze, T.V.Zaqarashvili, V.D.Kukhianidze</i>	85
Diffuse interstellar bands as absorption by frozen oriented gas	<i>I.A.Simonia</i>	97
Groups and their representations in the theory of radiative transfer. III	<i>A.G.Nikoghossian</i>	113
The effect of neutrino mass in cosmology	<i>D.Nagirner, D.Turichina</i>	131
H-functions of the radiative transfer theory: calculation of Voigt functions and justification of the model of the cyclotron lines formation in the neutron star spectra	<i>V.V.Grigoryev, D.I.Nagirner, S.I.Grachev</i>	151

CONTENTS

Number 2

Activity types of galaxies selected from HRC/BHRC sample	
<i>G.M.Paronyan, A.M.Mickaelian, G.S.Harutyunyan, H.V.Abrahamyan, G.A.Mikayelyan</i>	169
Photometric study of Seyfert galaxies NGC 3516, NGC 5548, NGC 3227, NGC 4051, NGC 4151 AND NGC 7469	
<i>S.A.Shomshekova, E.K.Denissyuk, R.R.Valiullin, I.V.Reva, A.V.Kusakin</i>	187
Areas, lifetimes and magnetic fields of starspots	
<i>I.S.Savanov</i>	201
The unusual binary system HD83058 in the OB association SCO-CEN	
<i>M.A.Pogodin, N.A.Drake, E.G.Jilinski, K.V.Pereira, G.A.Galazutdinov, A.Herrera, J.Telting, A.F.Kholtygin, Yu.K.Ananjevskaja</i>	209
Investigation of long-period variables in the Catalina southern catalog: New carbon stars and false objects	
<i>N.Mauron, K.S.Gigoyan, K.K.Gigoyan, L.P.A.Maurin, T.R.Kendall</i>	229
Remarks on the properties of the magnetic field of A star HD37776	
<i>Yu.V.Glagolevskij, A.F.Nazarenko</i>	239
Coronal holes from chromosphere observations	
<i>E.A.Baranovskii, O.S.Gopasyuk, N.I.Shtertser</i>	259
Properties of radiative shock waves in atmospheres of red dwarf stars	
<i>O.M.Belova, K.V.Bychkov</i>	267
Cosmic rays accelerated in the electric fields in supermassive black holes: Fluxes on the earth and extragalactic diffuse emission	
<i>A.V.Uryson</i>	285
Large scale properties of tilt of sunspot groups and Joy's law near the solar equator	
<i>K.M.Kuzanyan, N.Safiullin, N.Kleeorin, I.Rogachevskii, S.Porshnev</i>	297
Structure of hot strange quark stars: an NJL model approach at finite temperature	
<i>G.H.Bordbar, R.Hosseini, F.Kayanikhoo, A.Poostforush</i>	313

CONTENTS

Number 3

Dwarf spheroidal galaxies in the M101 group and behind	<i>I.D.Karachentsev, L.N.Makarova</i>	329
X-ray warm absorber variability of the Seyfert galaxy Arakelian 564	<i>B.B.Korany, M.I.Nouh</i>	337
Activity of ET Dra	<i>I.S.Savanov, S.A.Naroenkov, M.A.Nalivkin, E.S.Dmitrienko</i>	351
On peculiarities of the wind of an exceptional Herbig Ae star HD190073	<i>O.V.Kozlova, M.A.Pogodin, I.Yu.Alekseev, M.I.Dombrovskaya</i>	357
Three nearby K giants with planets: accurate determination of basic parameters including an analysis of their metallicity from Fe I lines	<i>L.S.Lyubimkov, D.V.Petrov, D.B.Poklad</i>	379
New southern star forming regions	<i>A.L.Gyulbudaghian</i>	405
On the reliability of atmospheric parameters definition of field RR Lyrae variables	<i>M.L.Gozha, V.A.Marsakov, V.V.Koval'</i>	415
Lyman decrements of neutral hydrogen lines in the spectrum of the Sun by SDO/EVE observations. Analysis of variations during the 24 th solar cycle and in individual flares of classes M and X	<i>E.A.Bruevich, V.V.Bruevich</i>	425
Analytical solution of the non-linear problem of radiation diffusion in one-dimensional pure scattering medium. I	<i>H.V.Pikichyan</i>	437
Exact stationary solutions to a general form of Kompaneets equation	<i>M.A.Dariescu, S.Dariescu, G.Amanoloei</i>	451
Dynamical behaviour of coupled magnetized dark energy in Lyra's geometry	<i>S.D.Katore, D.V.Kapse</i>	463
NOTES		
The exact solution of the inverse scalar problem of the radiative transfer in a one-dimensional atmosphere	<i>A.G.Nikoghossian</i>	481

CONTENTS

Number 4

On the gas components of the NGC 1275 Seyfert galaxy nucleus in the epoch 2012	<i>L.M.Sharipova</i>	487
Spectral classification of ULIRGs from IRAS PSC/FSC combined catalogue	<i>G.A.Mikayelyan, A.M.Mickaelian, H.V.Abrahamyan, G.M.Paronyan, M.V.Gyulzadyan</i>	503
On the nature of young field RR Lyrae stars with solar metallicity	<i>V.A.Marsakov, M.L.Gozha, V.V.Koval'</i>	519
Masses and a metallicity (Z) of the Nova envelopes with carbon-oxygen (CO) and oxygen-neon-magnesium (ONeMg) white dwarf	<i>T.N.Tarasova</i>	529
The secular stability of magnetic structures of magnetic stars	<i>Yu.V.Glagolevskij, A.F.Nazarenko</i>	547
On the conditions for the HeI 10830 Å line formation in the disk and magnetospheric winds of Herbig Ae stars	<i>T.A.Ermolaeva</i>	559
Activity of β SCL from TESS observations	<i>I.S.Savanov</i>	571
Periodicity of the flares frequency of flare stars	<i>A.A.Akopian</i>	579
Prominence eruption triggered by coronal rain in the solar atmosphere observed by SDO/AIA and STEREO/EUVI	<i>Z.M.Vashalomidze, T.V.Zaqarashvili, V.D.Kukhianidze, G.T.Ramishvili</i>	591
Dust temperature in hot plazma	<i>S.A.Drozdov, Y.A.Shchekinov</i>	605
REVIEWS		
Semiregular variable stars	<i>L.S.Kudashkina</i>	623
NOTES		
New carbon stars confirmed in the digitized first Byrakan survey database	<i>K.S.Gigoyan, G.R.Kostandyan, K.K.Gigoyan, F.Zamkotsian, A.Sarkissian</i>	643

CONTENTS

On the gas components of the NGC 1275 Seyfert galaxy nucleus in the epoch 2012	<i>L.M.Sharipova</i>	487
Spectral classification of ULIRGs from IRAS PSC/FSC combined catalogue	<i>G.A.Mikayelyan, A.M.Mickaelian, H.V.Abrahamyan, G.M.Paronyan, M.V.Gyulzadyan</i>	503
On the nature of young field RR Lyrae stars with solar metallicity	<i>V.A.Marsakov, M.L.Gozha, V.V.Koval'</i>	519
Masses and a metallicity (Z) of the Nova envelopes with carbon-oxygen (CO) and oxygen-neon-magnesium (ONeMg) white dwarf	<i>T.N.Tarasova</i>	529
The secular stability of magnetic structures of magnetic stars	<i>Yu.V.Glagolevskij, A.F.Nazarenko</i>	547
On the conditions for the HeI 10830 Å line formation in the disk and magnetospheric winds of Herbig Ae stars	<i>T.A.Ermolaeva</i>	559
Activity of β SCL from TESS observations	<i>I.S.Savanov</i>	571
Periodicity of the flares frequency of flare stars	<i>A.A.Akopian</i>	579
Prominence eruption triggered by coronal rain in the solar atmosphere observed by SDO/AIA and STEREO/EUVI	<i>Z.M.Vashalomidze, T.V.Zaqarashvili, V.D.Kukhianidze, G.T.Ramishvili</i>	591
Dust temperature in hot plazma	<i>S.A.Drozдов, Y.A.Shchekinov</i>	605
REVIEWS		
Semiregular variable stars	<i>L.S.Kudashkina</i>	623
NOTES		
New carbon stars confirmed in the digitized first Byrakan survey database	<i>K.S.Gigoyan, G.R.Kostandyan, K.K.Gigoyan, F.Zamkotsian, A.Sarkissian</i>	643

СОДЕРЖАНИЕ (продолжение)

АКТИВНОСТЬ ЗВЕЗДЫ β ScI ПО НАБЛЮДЕНИЯМ КОСМИЧЕСКОГО ТЕЛЕСКОПА TESS

И.С.Саванов 571

ПЕРИОДИЧНОСТЬ ЧАСТОТЫ ВСПЫШЕК ВСПЫХИВАЮЩИХ ЗВЕЗД

А.А.Акопян 579

ИЗВЕРЖЕНИЕ ПРОТУБЕРАНЦА, ВЫЗВАННОЕ КОРОНАЛЬНЫМ ДОЖДЕМ В СОЛНЕЧНОЙ АТМОСФЕРЕ, НАБЛЮДАЕМОЙ SDO/AIA И STEREO/EUVI

З.М.Вашаломидзе, Т.В.Закарашвили, В.Д.Кухианидзе,

Г.Т.Рамишвили 591

ТЕМПЕРАТУРА ПЫЛИ В ГОРЯЧЕЙ ПЛАЗМЕ

С.А.Дроздов, Э.А.Щекинов 605

ОБЗОРЫ

ПОЛУПРАВИЛЬНЫЕ ПЕРЕМЕННЫЕ ЗВЕЗДЫ

Л.С.Кудашкина 623

КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ

НОВЫЕ УГЛЕРОДНЫЕ ЗВЕЗДЫ ИЗ DFBS

К.С.Гигоян, Г.Р.Костандян, К.К.Гигоян,

Ф.Жамкочян, А.Саркиссиан 643