

ԱՍՏՐՈՖԻԶԻԿԱ

ТОМ 39

ФЕВРАЛЬ, 1996

ВЫПУСК 1

МАГНИТНЫЕ ПОЛЯ И СОДЕРЖАНИЯ ЖЕЛЕЗА
НА ПОВЕРХНОСТИ КАРЛИКОВ ПОЗДНИХ
СПЕКТРАЛЬНЫХ КЛАССОВ

И.С.Саванов, Ю.Ю.Савельева 5

ПЕРЕМЕННОСТЬ СПЕКТРА β CrV
В ОБЛАСТИ ЛИТИЯ LiI $\lambda 6708\text{\AA}$

Н.С.Полосухина, В.П.Маланушенко, М.Хак, Ф.Кастелли 19

9.6-ЛЕТНЯЯ ПЕРИОДИЧНОСТЬ СИМБИОТИЧЕСКОЙ
НОВОЙ RT SERPENTIS (1909) В ПРОЦЕССЕ
УГАСАНИЯ ВСПЫШКИ В 1940-1994 гг.

Е.П.Павленко, В.В.Бочков, О.П.Васильяновская 31

UBVRI-ФОТОМЕТРИЯ НОВОЙ 1934г. DQ HERCULIS
В 1982-1995гг. ПЕРЕМЕННОСТЬ БЛЕСКА

Е.С.Дмитриенко 41

НОВЫЕ Н-ОБЪЕКТЫ В ОБЛАСТЯХ
ТЕМНЫХ ТУМАННОСТЕЙ

Н.Д.Меликян, А.А.Карапетян 57

О ЗАПЯТНЕННОСТИ КРАСНЫХ КАРЛИКОВ: МОДЕЛИ
ЗОНАЛЬНОЙ ПЯТНИСТОСТИ 13 ЗВЕЗД ТИПА BY DRA

И.Ю.Алексеев, Р.Е.Гершберг 67

ПОВЕРХНОСТНАЯ ФОТОМЕТРИЯ ГОЛУБЫХ КОМПАКТНЫХ
КАРЛИКОВЫХ ГАЛАКТИК ИЗ БЮРАКАНСКИХ СПИСКОВ

Ж.Конт, В.Дублие, А.Петросян, М.Турато, С.Сурас 91

(Продолжение на 4-й стр. обложки)

ЕРЕВАН

Խմբագրական կոլեգիա՝ Գ.Ս.Բիսնովատի-Կոգան, Վ.Գ.Գորբայցի (գլխ. խմբագրի տեղակալ), Վ.Պ.Գրինին, Վ.Վ.Իվանով, Ն.Ս. Կարդաշև, Վ.Հ.Համբարձումյան, Ա.Գ.Մասնիշ, Լ.Վ.Միրզոյան (գլխ. խմբագիր), Գ.Ս.Սահակյան, Վ.Յու.Տերեբիժ, Ա.Տ.Բալլոդյան (պատ. քարտուղար):

Խմբագրական խորհուրդ՝ Ա.Ա.Բոյարչուկ, Ե.Կ.Խարաձե, Ի.Ս.Կոպիլով, Վ.Հ.Համբարձումյան, Լ.Վ.Միրզոյան, Վ.Վ.Սոբոլև (նախագահ):

Редакционная коллегия: В.А.Амбарцумян, Г.С.Бисноватый-Коган, В.Г.Горбачкий (зам. главного редактора), В.П.Гринин, В.В.Иванов, А.Т.Каллоглян (ответ. секретарь), Н.С.Кардашев, А.Г.Масевич, Л.В.Мирзоян (главный редактор), Г.С.Саакян, В.Ю.Теребиж.

Редакционный совет: В.А.Амбарцумян, А.А.Боярчук, И.М.Копылов, Л.В.Мирзоян, В.В.Соболев (председатель), Е.К.Харадзе.

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

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

*Издание журнала частично финансируется спонсором
СУРЕНОМ ФЕСЧЯНОМ (США).*

*Հանդեսի հրատարակությունը մասամբ ֆինանսավորում է հովանավոր
ՍՈՒՐԵՆ ՖԵՍՉՅԱՆԸ (ՄՄՆ).*

УДК: 524.316.7.082

МАГНИТНЫЕ ПОЛЯ И СОДЕРЖАНИЯ ЖЕЛЕЗА НА ПОВЕРХНОСТИ КАРЛИКОВ ПОЗДНИХ СПЕКТРАЛЬНЫХ КЛАССОВ

И.С.САВАНОВ, Ю.Ю.САВЕЛЬЕВА

Поступила 25 декабря 1995

Принята к печати 25 февраля 1996

В статье содержится описание пакета программ, разработанного для реализации метода Стенфло-Линдегрена для исследования магнитных полей сложной структуры. С его помощью проведена диагностика магнитного поля нескольких G-K карликов. На поверхности двух из них - ϵ Eri и 61 Cyg A - зарегистрировано поле порядка 1 кГ. Для звезды ϵ Eri результаты определения магнитного поля сопоставлены с опубликованными ранее. Приведено описание интерактивной программы для персонального компьютера, предназначенной для измерения эквивалентных ширин спектральных линий различными способами. Она была использована для определения содержаний железа в атмосферах исследуемых звезд. Сопоставление полученных результатов с данными каталога [Fe/H] Г. Карела де Стробела [14] показало, что для двух звезд - ϵ Eri и ξ Boo A - наши значения оказались выше на 0.2dex.

1. Введение. Исследование магнетизма звезд поздних спектральных классов главной последовательности представляет собой весьма актуальную задачу, т.к. физические процессы, которые (по аналогии с Солнцем) лежат в основе многих феноменов, наблюдаемых у холодных карликов (вспышки, пятна, хромосферная и корональная активность), тесным образом связаны с магнитными полями. Эмпирически установленная связь хромосферной и корональной эмиссии с вращением звезды указывает на то, что магнитные поля, обуславливающие активность этих объектов, генерируются посредством динамо-механизма. Для его понимания необходимы исследования корреляции магнитного поля со скоростью вращения звезды и глубиной конвективной зоны. Измерения магнитных полей необходимы также для изучения процессов превращения магнитной энергии в энергию разогрева короны и хромосферы.

Между тем, изучение магнетизма холодных звезд сопряжено с рядом трудностей: традиционные поляриметрические методы длительное время

не давали положительного результата для этих объектов. Это может быть обусловлено сложной структурой полей (подобной солнечной) на поверхности этих звезд, в результате при интегрировании по диску вклады областей противоположной полярности в суммарный магнитный поток компенсируют друг друга, и регистрируемый поляриметрический сигнал оказывается близким к нулю.

Возможное решение этой проблемы состоит в анализе неполяризованных профилей линий различной магнитной чувствительности, основанном на эффекте Зеемана. Однако в отличие от Ap- и Bp-звезд, в случае холодных карликов приходится иметь дело не с расщеплением линий, а со слабым магнитным уширением. Для его регистрации необходимы данные с высоким спектральным разрешением и отношением сигнала к шуму. Сейчас, когда с развитием высокоточных электронных детекторов (в частности, CCD-приемников) появилась возможность получать спектральные данные такого качества, решение проблемы стало доступным.

В настоящее время существуют несколько методов исследования магнитных полей сложной структуры. Один из них - статистический метод Стенфло-Линдегрена, разработанный первоначально для диагностики пространственно-неразрешенных магнитных полей на Солнце. [1]. Он основан на анализе большого числа спектральных линий, благодаря чему снижается зависимость точности метода от спектрального разрешения и присутствия слабых бленд в крыльях линий. В этом существенное достоинство метода Стенфло-Линдегрена по отношению к методу Робинсона [2] и другим методам, основанным на анализе двух спектральных линий различной магниточувствительности. Позднее метод Стенфло-Линдегрена был адаптирован Матисом и Соланки для анализа спектральных данных холодных звезд [3]. Именно в такой форме этот метод и был использован нами для диагностики магнитных полей нескольких G-K карликов.

2. Наблюдения. Спектральные данные, использованные в нашем исследовании, были получены в ходе наблюдений с ПЗС-камерой CCD-2000 (фирмы "Астромед"), установленной в щелевом спектрографе в фокусе Куде 2.6-м телескопа Крымской астрофизической обсерватории. Наблюдения характеризуются спектральным разрешением около $0.20\text{\AA}$, а отношение сигнала к шуму составило от 70 до 120. Для всех исследуемых звезд было получено 10-15 спектральных участков длиной по $30\text{\AA}$ в

диапазоне длин волн от 6100 до 6900Å. Продолжительность экспозиции составляла 15 ± 5 мин. Первичная обработка спектрограмм была выполнена с помощью программ CCDFIT и SPE, созданных в КрАО. Даты наблюдений вместе с характеристиками исследуемых звезд (спектральным классом и др.) приведены в табл. 1.

Для одной из исследовавшихся звезд - ϵ Eri - нами были получены и новые наблюдения (12 ноября 1995 г.) на том же телескопе с новой ПЗС-камерой (фирмы "Фотометрикс"), полученной КрАО по грантам R2Q00 и U1C000 ISF и A-05-067 ESO. Новая матрица позволяет одновременно регистрировать спектральную область вдвое больше - длиной 60Å. Благодаря этому обстоятельству, а также тщательному отбору спектральных диапазонов, в новом спектре ϵ Eri было гораздо большее число линий, пригодных для проведения диагностики магнитного поля. Поэтому, для более наглядной иллюстрации работы метода Стенфлю-Линдегрена, в данной работе приведены результаты его применения и к новым спектральным данным для ϵ Eri. Что же касается определения содержания железа в атмосфере этой звезды, то оно проводилось только с использованием наблюдений 1993 г.

Таблица 1

ХАРАКТЕРИСТИКИ ИССЛЕДОВАВШИХСЯ ЗВЕЗД И ДАТЫ НАБЛЮДЕНИЙ

Объект	Спектр. класс	HD	V	Дата	JD-2440000.0
ϵ Eri 70 Oph A	K2Ve	22049	3.73	04.01.93	8992.40
	K0Ve	165341	4.22	14.06.93	9153.49
				18.07.93	9187.29
				24.09.93	9255.25
				25.09.93	9256.20
σ Dra	K0V	85144	4.69	17.07.93	9186.41
				20.08.93	9220.43
				25.09.93	9256.27
61 Cyg A	K5Ve	201091	5.22	06.10.93	9267.24
ξ Boo A	G8Ve	131156	4.68	07.07.94	9541.31
				16.07.94	9550.31

3. *Диагностика магнитных полей.* Основная идея метода Стенф-ло-Линдегрена, использованного нами при изучении магнитных полей исследуемых звезд, заключается в получении путем статистического анализа большого числа спектральных линий как эмпирических корреляций между параметрами, характеризующими профили линий, так и зависимости этих параметров от атомных констант соответствующих переходов (потенциала возбуждения на нижний уровень χ_1 , центральной длины волны линии и λ_0 т.д.).

При этом используются следующие параметры профилей спектральных линий, нормированных к уровню континуума: 1) d - глубина линии; 2) длина хорды на уровне $0.5d$ выше нижней границы линии. Этот параметр выражается в единицах скорости как доплеровская полуширина гауссианы, профиль которой имеет на данном уровне ту же длину хорды; 3) последний параметр - S_l - представляет собой характеристику силы линии. Он равен площади в пределах профиля линии ниже хорды на уровне $0.5d$. Эквивалентная ширина не годится из-за эффектов слабых blends в крыльях. Для уменьшения влияния эффектов, зависящих от

длины волны, S_l выражается во фраунгоферах: $S_l[F] = \frac{S_l[\text{\AA}]}{\lambda[\text{\AA}]} 10^6$.

Авторами метода [1] была найдена эмпирическая зависимость величины V_d от других параметров профиля линии и от атомных констант перехода. Адаптируя этот метод к анализу звездных данных, Матис и Соланки внесли некоторые поправки в уравнение, представляющее эту зависимость. В их статье, посвященной магнетизму холодных карликов [3], основное регрессионное уравнение имеет вид:

$$V_d = x_0 + x_1 S_l + x_2 S_l^2 + x_3 \chi_e V_0 + \frac{x_4 \lambda_0^2}{V_0} + \frac{x_5 X_m \lambda_0^2}{V_0}. \quad (1)$$

Величина V_0 в этом уравнении представляет собой аппроксимирующее значение величины V_d . Оно определяется выражением $V_0 = y_0 + y_1 S + y_2 S^2$. Для нахождения коэффициентов y_0 , y_1 и y_2 с помощью метода наименьших квадратов находится приближение наблюдаемой величины V_d полиномом $y_0 + y_1 S + y_2 S^2$.

Члены уравнения (1) при коэффициентах $x_0, x_1, \dots, x_5$ (определяемых посредством регрессионного анализа) соответствуют различным механизмам уширения спектральных линий. Их подробное обсуждение приведено

в работе Матиса и Соланки [3]. Искомая магнитная часть уширения представлена в последнем члене уравнения (1). Параметр X_m , входящий в него, характеризует чувствительность ширины неполяризованной линии к магнитному полю. Эффективный фактор Ланде, использовавшийся для этого при анализе круговой поляризации, в данном случае не является оптимальным: он отражает лишь расщепление σ - компонент неполяризованной линии, не учитывая вклада в ее уширение π - компоненты. Этот недостаток был исправлен при определении величины X_m , введенной Матисом и Соланки (см. [3]). Как было показано Стенфлю и Линдгренем, ширина V_d линии, формируемой при наличии магнитного поля, связана с шириной V_{d0} той же линии, но в отсутствие магнитного поля, приближенным соотношением:

$$V_d \approx V_{d0} + \frac{k^2 c^2 X_m \lambda_0^2}{V_{d0}} f^2 H^2, \quad (2)$$

где $k=4.67 \cdot 10^{-13} \text{Å}^{-1} \text{G}^{-1}$, а f представляет собой величину, пропорциональную квадратному корню из фактора заполнения (который равен доле поверхности звезды, покрытой магнитными полями). Сопоставляя уравнение (3) с магнитным членом регрессионного уравнения, можно получить оценку величины поля fH по значению коэффициента x_5 :

$$f H = \frac{\sqrt{x_5}}{kc}. \quad (3)$$

Остановимся подробнее на реализации этого метода. В спектре исследуемой звезды выбираются чистые линии одного и того же химического элемента в определенном состоянии ионизации (для холодных карликов лучше всего использовать линии Fe I, как наиболее многочисленные). Для отобранных линий определяются параметры профилей V_d и S_l . Из анализа синтетических спектров G-K карликов (рассчитанных с применением модели из сетки Куруца), мы отобрали несколько спектральных диапазонов длиной по 60Å содержащих наибольшее число чистых линии Fe I. Список всех линии из этих диапазонов, использовавшихся при анализе спектрограмм звезды ϵ Eri (наблюдения 1995г.), приведен в табл. 2. Критерием чистоты линии являлось отсутствие существенных бленд, искажающих ее профиль на уровне $\tau=0.5$. Проверить это (гораздо надежнее визуальной оценки) можно с помощью фойгтовской аппроксимации профиля линии. Соответст-

Таблица 2

**ПАРАМЕТРЫ ЛИНИЙ Fe I,
ИСПОЛЬЗОВАННЫХ ДЛЯ РЕГРЕССИОННОГО АНАЛИЗА**

λ	z_i	X_i	λ	z_i	X_i	λ	z_i	X_i
4704.96	3.67	2.73	5636.71	3.62	0.44	6157.73	4.06	0.68
4741.53	2.82	0.98	5636.71	3.62	0.44	6180.22	2.72	0.27
5194.94	1.55	0.51	5638.27	4.20	0.58	6188.04	3.93	1.02
5196.10	4.24	0.41	5641.46	4.24	0.48	6219.29	2.19	1.29
5197.93	4.28	1.76	5646.70	4.24	1.78	6229.23	2.83	0.61
5198.71	2.21	1.09	5650.01	5.08	0.14	6230.73	2.55	0.68
5202.34	2.17	1.22	5650.71	5.06	0.31	6232.65	3.64	1.78
5213.35	4.37	2.05	5651.47	4.45	1.53	6240.65	2.21	0.67
5217.40	3.20	0.98	5652.32	4.24	0.98	6246.33	3.59	1.14
5223.19	3.62	0.11	5653.89	4.37	0.89	6252.56	2.39	0.52
5225.53	0.11	2.60	5661.36	4.27	0.98	6265.14	2.17	1.14
5242.49	3.62	0.44	5662.52	4.16	0.65	6270.24	2.85	0.11
5243.80	4.24	1.00	5677.68	4.09	0.38	6271.29	3.32	1.13
5247.05	0.09	1.79	5679.02	4.63	1.09	6280.63	0.86	0.96
5250.65	2.19	1.00	5680.26	4.17	1.09	6297.80	2.21	0.67
5253.48	3.27	0.98	5805.76	5.01	0.58	6311.51	2.82	0.85
5364.88	4.43	0.21	5809.25	3.87	0.73	6315.81	4.06	0.71
5365.40	3.56	0.44	5811.92	4.12	0.34	6322.69	2.58	1.02
5373.71	4.45	2.04	5814.80	4.26	0.53	6330.86	4.71	0.61
5379.58	3.68	0.44	5816.36	4.53	0.32	6336.82	3.67	1.92
5386.34	4.14	0.66	5827.89	3.27	2.27	6699.14	4.57	0.56
5389.46	4.40	0.37	5835.10	4.24	1.00	6703.57	2.75	0.53
5395.25	4.43	0.14	5838.42	3.93	1.09	6710.31	1.48	1.31
5398.29	4.43	0.05	5845.27	5.01	0.94	6713.76	4.77	1.28
5400.51	4.35	0.58	5849.67	3.68	0.71	6725.39	4.09	0.98
5412.80	4.42	0.47	5852.19	4.53	0.65	6726.67	4.59	1.09
5417.03	4.40	0.23	5855.13	4.59	0.21	6746.96	2.60	0.18
5461.54	4.43	1.20	5856.08	4.28	0.44	6750.15	2.41	0.98
5464.29	4.12	0.60	5858.77	4.20	0.99	6752.72	4.62	1.92
5466.40	4.35	0.31	5859.59	4.53	0.56	6806.85	2.72	0.67
5470.10	4.43	0.35	5861.11	4.26	1.02	6810.28	4.59	1.00
5473.17	4.17	1.29	5862.37	4.53	0.53	6820.43	4.62	1.09
5473.91	4.14	0.98	6055.99	4.71	0.56	6828.61	4.62	0.67
5487.15	4.40	0.67	6065.49	2.60	0.19	6837.00	4.57	0.68
5493.51	4.09	1.37	6078.50	4.77	0.44	6839.83	2.55	0.65
5494.47	4.06	0.25	6079.02	4.63	0.98	6842.67	4.62	2.73
5497.52	1.01	2.74	6082.72	2.21	1.92	6843.67	4.53	0.56
5501.47	0.95	1.61	6089.57	5.00	0.44	6855.18	4.54	0.72
5506.78	0.99	1.91	6093.66	4.59	0.40	6857.25	4.06	0.71
5522.46	4.19	0.98	6094.42	4.63	0.82	6858.16	4.59	0.44
5633.97	4.97	0.61	6096.69	3.97	1.09	6861.93	2.41	0.98
5635.85	4.24	0.41	6151.62	2.17	1.49	6862.48	4.54	0.40

вующая процедура описана в следующем разделе.

Для реализации этого метода нами был разработан пакет программ для персонального компьютера. Первая часть пакета служит для облегчения массового измерения параметров профилей спектральных линий V_d и S_I . С помощью программы пользователь может "вырезать" в спектре нужную линию и посредством процедуры фойгтовской аппроксимации исследовать ее на присутствие бленд. После этого линию либо исключают из анализа, либо программа рассчитывает ее параметры: V_d - посредством построения сплайна, и S_I - путем его интегрирования. Все результаты записываются в файл для последующего регрессионного анализа. Для его реализации служит вторая часть разработанного пакета программ. Она позволяет не только вычислить коэффициенты регрессии с их ошибками и соответствующую величину поля, но и детально проследить процедуру нахождения эмпирической корреляции между V_d и другими параметрами профиля и константами перехода. Для этого программа дает возможность просмотреть следующие графики, показывающие последовательные шаги приближения:

$$V_d \text{ vs. } S_I$$

$$\frac{(V_{d0} - V_d)}{V_d} \text{ vs. } \chi_e$$

$$V_d - x_0 - x_1 S_I - x_2 S_I^2 - x_3 \chi_e V_0 \text{ vs. } \frac{\lambda_0^2}{V_0}$$

$$V_m \text{ vs. } \frac{X_m(kc\lambda_0^2)}{V_0}$$

где V_m - искомое магнитное уширение, полученное вычитанием из величины V_d всех вкладов, не связанных с магнитным полем:

$$V_m = V_d - x_0 - x_1 S_I - x_2 S_I^2 - x_3 \chi_e V_0 - \frac{x_4 \lambda_0^2}{V_0}. \quad (4)$$

Отметим, что анализ последовательных этапов приближения полезен для выявления и исключения из анализа линий, плохо укладывающихся в общие зависимости. Для примера графики двух зависимостей -

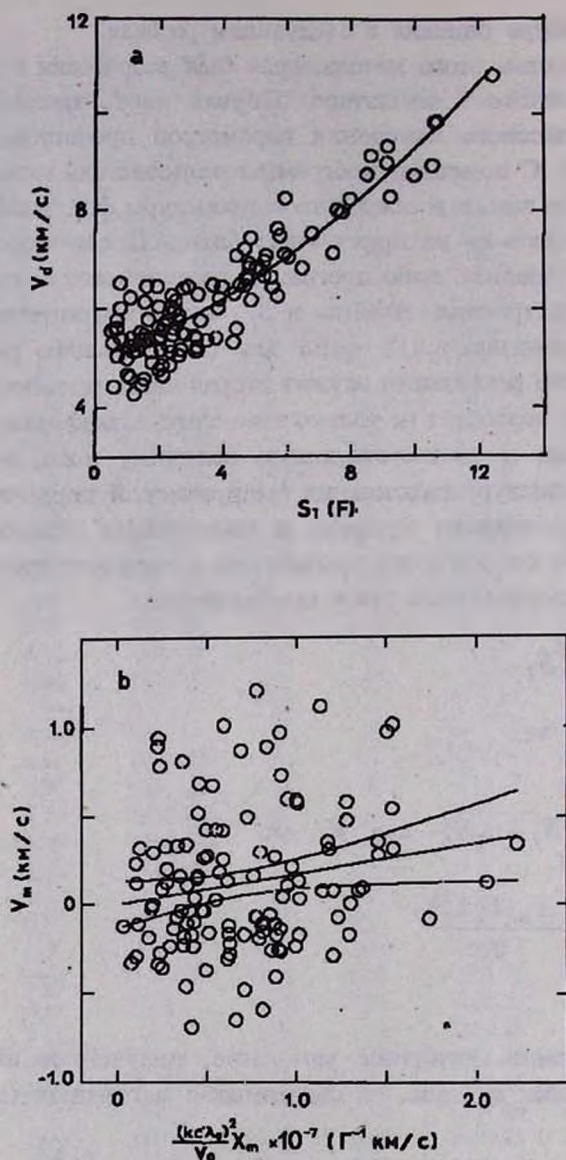


Рис. 1. Зависимости а) V_d от S_1 и б) магнитного уширения V_m от параметра магниточувствительности X_m для спектра звезды ϵ Eri. На рис. б) помимо регрессионной прямой представлены также кривые регрессии, соответствующие 95%-му доверительному интервалу.

$(V_d \text{ vs. } S_I)$ и $V_m \text{ vs. } \frac{X_m(kc\lambda_0^2)}{V_0}$, построенные в ходе анализа спектраль-

ных данных для ϵ Eri (наблюдения 1995г.), приведены на рис. 1.

Пакет программ, разработанный для реализации метода Стенфлю-Линдегрена, был использован для анализа спектральных данных нескольких G-K карликов (см. табл. 1). Из-за возможной переменности магнитного поля этих объектов (отмеченной, в частности, в работе Марси[4]) желательно, чтобы все спектральные диапазоны исследуемой звезды были получены в течение одной ночи. Так как это требование было выполнено только для двух звезд, ϵ Eri и 61 Cyg A, то результаты определения магнитного поля для них являются наиболее достоверными. Найденные значения величины fB составили для 61 Cyg A - 1300 ± 250

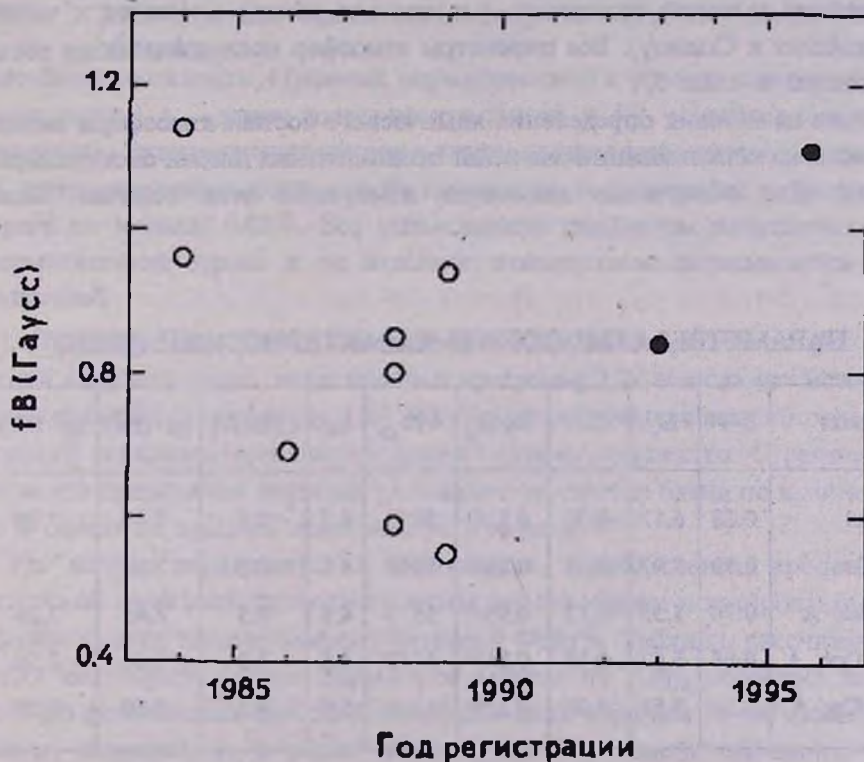


Рис. 2 Сравнение полученных значений величины fB для ϵ Eri с опубликованными ранее (заполненные кружки - результаты данной работы).

Гаусс, для ϵ Eri - 850 ± 200 Гаусс (1993 г.) и 1110 ± 300 Гаусс (1995 г.). Для наиболее часто исследуемой звезды, ϵ Eri, полученное значение магнитного поля мы сопоставили на рис. 2 с результатами других авторов, опубликованными ранее и взятыми нами из обзора Саара [5]. Можно заключить, что наш результат хорошо согласуется с предыдущими определениями величины fB . Однако анализировать данные, изображенные на этой диаграмме, как временной ряд не представляется возможным из-за больших ошибок и неоднородности представленных на ней измерений.

4. *Определение содержаний железа.* Имеющийся материал для пяти карликов спектральных классов G-K был использован нами также для определения содержания железа в атмосферах этих звезд. Эффективные температуры были найдены с помощью цветовых калибровок (взятых из работ [6,7,8]). Для получения оценок $\lg g$ использовались данные о тригонометрических параллаксах исследуемых звезд, известные с достаточно высокой точностью (т.к. все эти звезды относятся к числу ближайших к Солнцу). Все параметры атмосфер исследованных звезд приведены в табл. 3.

Одна из методик определения химического состава атмосферы звезды основана на использовании значений эквивалентных ширин спектральных линий. Для облегчения массового измерения этих величин была

Таблица 3

ПАРАМЕТРЫ АТМОСФЕР И ХАРАКТЕРИСТИКИ ЗВЕЗД

Объект	$B-V$	M_V	BC^2	$M/M_\odot$	$\langle T \rangle_{\text{eff}}$	$\lg g$	ξ (km/s)	$\lg \epsilon$ (Fe) ⁵	$\lg \epsilon$ (Fe) ⁶
ϵ Eri	0.88	6.13	-0.30	0.81 ⁽¹⁾	5050	4.7	0.5	7.42	7.19
σ Dra	0.79	5.92	-0.19	0.84 ⁽¹⁾	5290	4.7	0.5	7.52	-
ξ Boo A	0.76	5.53	-0.13	0.90 ⁽¹⁾	5375	4.6	0.5	7.45	7.24
70 Oph A	0.86	5.67	-0.19	0.84 ⁽¹⁾	5110	4.5	0.3	7.60	7.50
61 Cyg A	1.18	7.58	-0.30	0.33 ⁽¹⁾	4320	5.0	0.3	7.50	7.50

1 - У.Гиллес [6]; 2 - В.Л.Страйжис [7]; 3 - П.Харманек [8]; 4 - К.Аллен [9]; 5 - полученные нами результаты; 6 - Г.Карл де Стробек и др. [14].

разработана программа EW. Программа предназначена для работы с ПЗС-спектрами, для которых первоначальная обработка (включающая проведение континуума, вычитание фона и т.д.) выполнена по существующей уже программе SPE, созданной в КрАО С.Г. Сергеевым. Отметим, что программа EW совместима с SPE, как по идеологии (работает с ASCII-представлением спектрограмм), так и по общей схеме построения диалога с пользователем. Разработанная программа дает возможность "вырезать" из спектра, представленного на экране в графическом режиме, нужную спектральную линию и рассчитать ее эквивалентную ширину посредством аппроксимации гауссианой или функцией Фойгта, или по остаточной интенсивности (для линий, крылья которых искажены бледами, а центральная часть нет).

1. Процедура аппроксимации профиля линии гауссианой

$A \cdot \exp\left(-\frac{(\lambda - \lambda_0)^2}{V_d^2}\right)$ методом наименьших квадратов определяет параметры:

масштабный множитель A (равный нормированной к уровню континуума глубине линии), λ_0 - длину волны центра линии, и V_d - ее доплеровскую полуширину. Эквивалентная ширина линии вычислялась путем численного интегрирования полученной гауссианы до значения, точность которого не меньше 0.05%. Все вычисленные параметры печатаются в информационной строке и по желанию пользователя записываются в файл.

II. Процедура измерения эквивалентных ширин посредством фойгтовской аппроксимации, включенная в программу EW, использует метод, предложенный Мейланом и др. [10]. Он был разработан для высокоточных измерений эквивалентных ширин линий солнечного спектра. Ограничением на его применение является требование отсутствия бледов по крайней мере в одном из крыльев измеряемого профиля.

Суть метода заключается в следующем. Приближение профиля фойгтовской функцией проводится путем интерполяции нормированных профилей в сетке табулированных функций Фойгта. Таблица, рассчитанная для некоторого набора параметров (взятая из [10]), содержит для каждой из фойгтовских функций половины длин хорд для 11-ти уровней глубины, выраженных в долях континуума. Все хорды выражены в единицах полуширины на уровне 0.5. Конечная цель - определение тех из 21 функций Фойгта, которые наилучшим способом приближают

красное и синее крылья профиля "вырезанной" линии. Этот выбор производится автоматически. Однако для того, чтобы пользователь мог убедиться в его оптимальности, программа открывает графическое окно с сеткой всех 21 функций Фойгта вместе с кривыми, соответствующими красному и синему крыльям реального профиля. Анализ этой диаграммы может быть полезен и в другом отношении. Для неблендированного крыла точки будут расположены либо точно на кривой одной из фойгтовских функций, либо строго между двух соседних кривых. Кривая же для блендированного крыла (даже если присутствие бленды визуально незаметно) отклоняется от семейства фойгтовских кривых и пересекает некоторые из них. Таким образом, описанная процедура не только даст высокоточные значения эквивалентных ширин, но и позволяет проводить диагностику присутствия бленд в крыльях наблюдаемых профилей.

Процедура измерения эквивалентных ширин посредством фойгтовской аппроксимации незаменима в случае сильных, насыщенных линий, для которых аппроксимация гауссианой (как показали наши численные эксперименты) приводит к занижению значения эквивалентной ширины до 20% из-за потерь в крыльях.

III. Процедура измерения эквивалентных ширин по остаточной интенсивности может быть использована при анализе слабых линий, плохо аппроксимирующихся гауссианой из-за шумов малого количества точек на профиле. Для использования этой процедуры необходимо предварительно создать файл результатов измерений остаточных интенсивностей и эквивалентных ширин чистых линий (т.е. хорошо аппроксимирующихся гауссианой) для проведения калибровочной кривой.

Силы осцилляторов линий, также необходимые при расчете химического состава, были взяты из таблиц Тевна [11,12]. Параметр микротурбулентности ξ , определяется классическим способом: величины $\lg \epsilon$ рассчитывались для фиксированного набора линий Fe I при различных значениях ξ . Искомым являлось то значение микротурбулентной скорости, при котором отсутствует ход значений $\lg \epsilon$ с W_λ .

Для расчета химического состава исследуемых звезд использовалась программа LINE, созданная в КРАО. Модели атмосфер, используемые при расчетах, были интерполированы в сетке моделей Эрикссона (которые аналогичны моделям, опубликованным Беллом и др. [13]).

Результаты определения содержания железа в атмосферах исследуемых звезд приведены в 9-ом столбце табл. 3. Для четырех звезд эти значения

сопоставлены с данными каталога $[\text{Fe}/\text{H}]$ Г.Карела де Стробела [14] (см. 10-ый столбец табл. 3). В тех случаях, когда в каталоге было приведено несколько значений содержания железа для одной звезды, мы выбирали то, которое соответствовало значениям T_{eff} и $\lg g$, наиболее близким к принятым нами (см. табл. 3). При переводе данных каталога [14] из относительных величин ($[\text{Fe}/\text{H}]_{\text{rel}} - [\text{Fe}/\text{H}]_{\odot}$) в абсолютные мы использовали общепринятое значение содержания железа на поверхности Солнца $[\text{Fe}/\text{H}]_{\odot} = 7.50$. Сравнивая наши результаты с данными [14], следует отметить, что для двух звезд - ϵ Eri и ξ Boo A - данные каталога [14] существенно ниже полученных нами результатов. Причина этого может быть связана прежде всего с используемыми значениями g -величин для линий Fe I, и с оставшимися различиями в параметрах моделей атмосфер. Более подробное обсуждение результатов определения содержаний железа в атмосферах исследуемых карликов будет проведено отдельно при полном анализе химического состава их атмосфер.

Крымская астрофизическая обсерватория

THE MAGNETIC FIELDS AND IRON ABUNDANCE ON THE SURFACE OF THE LATE-TYPE DWARFS

I.S.SAVANOV, Y.Y.SAVELYEVA

The paper contains the description of the programme package developed for the realization of the Stenflo-Lindgren method which allows to investigate the magnetic fields with the complex structure on the stars surface. With the help of this package the magnetic field diagnostic was performed for some G-K dwarfs. On the surface of the stars ϵ Eri and 61 Cyg A magnetic field about 1 kG was detected. For the star ϵ Eri our results of the magnetic field determination were compared with that ones published before. Description of the interactive programme for the personal computer developed for the measurement of the spectral line equivalent widths by means of the different approximations is given too. This programme was used for the determination of the Iron abundance in the atmospheres of the stars under investigation. The comparison of the obtained results with the data from $[\text{Fe}/\text{H}]$ catalogue by G. Carel de Strobel indicates that for stars ϵ Eri and ξ Boo A our results are higher on 0.2 dex.

ЛИТЕРАТУРА

1. *J.O.Stenflo, L.Lindgren*, Astron. Astrophys. **59**, 367, 1977.
2. *R.D.Robinson, S.P.Worden, J.W.Harvey*, Astrophys. J. (Letters) **236**, L 155, 1980.
3. *G.Mathys, S.K.Solanki*, Astron. Astrophys., **208**, 189, 1989.
4. *G.W.Marcy*, Astrophys. J., **276**, 286, 1984.
5. *S.H.Saar*, Harvard-Smithsonian Center for Astrophysics, Preprint Ser., No.2970, 1989.
6. *W.Gliese*, Catalogue of Ncarby Stars, 1969.
7. *В.Л.Страйжис*, Звезды с дефицитом металлов, 1982.
8. *P.Harmanec*, Bulletin of the Astronomical Institutes of Czechoslovakia, **39**, 336, 1988.
9. *К.У.Ален*, Астрофизические величины, 332, 1977.
10. *T.Meylan, I.Furenlid, M.S.Wiqqs and R.L.Kurucz*, Astrophys. J. Suppl. Ser., **85**, 163, 1993.
11. *F.Tevenin*, Astron. Astrophys. Suppl. Ser., **77**, 137, 1989.
12. *F.Tevenin*, Astron. Astrophys. Suppl. Ser., **82**, 179, 1990.
13. *R.A.Bell, K.Eriksson, B.Gustafsson, A.Nordlund*, Astron. Astrophys. Suppl. Ser., **23**, 37, 1976.
14. *G.Carel de Strobel, C.Bentilona, B.Hauck, A.Duquennoy*, Astron. Astrophys. Suppl. Ser., **59**, 145, 1985.

УДК: 524.384

ПЕРЕМЕННОСТЬ СПЕКТРА β CrB В ОБЛАСТИ ЛИТИЯ LiI λ 6708Å

Н.С.ПОЛОСУХИНА, В.П.МАЛАНУШЕНКО
М.ХАК, Ф.КАСТЕЛЛИ

Поступила 9 января 1996

Принята к печати 25 февраля 1996

Представлены некоторые результаты наблюдений спектра спектрально-двойной Ар звезды β CrB в области линии лития LiI λ 6708Å. Наблюдения выполнены в Крымской обсерватории в 1993-1995 гг. на телескопе 2.6м со спектрографом кудз. В качестве детектора используется CCD камера. Рассмотрены некоторые факторы, которые могут влиять на поведение литиевой бленды: вращение звезды, магнитное поле, изотопический сдвиг, двойственность, блендирование неизвестным элементом. Основной результат данной работы - обнаружение переменности литиевой бленды Li λ 6708Å с периодом вращения звезды. Впервые приведены кривые изменений лучевой скорости V_r и полуширины FWHM литиевой бленды, свидетельствующие о неравномерном распределении лития или о неоднородном распределении условий возбуждения резонансного дублета лития в условиях сложной структуры сильного поверхностного магнитного поля. Подобные изменения показывают также линии редкоземельных элементов GdII λ 6702.10 Å, GdII+CeII λ 6704.3 Å, CeII+FeI λ 6706.0 Å.

1. *Введение.* В течение многих лет, начиная с 1963 г. [1], исследователи Ар звезд неоднократно обращались к проблеме лития в этих звездах. Из химических аномалий литий представляет особый интерес по причине высокой чувствительности этого элемента к эволюционному статусу звезды. Однако следует заметить, что для большинства Ар звезд этот элемент не наблюдается. При температурах Ар звезд литий полностью ионизован. Только для некоторых холодных Ар звезд немногочисленные наблюдения указывали на возможность наблюдения единственной линии, принадлежащей резонансному дублету лития LiI λ 6708 Å.

Идентификация дублета лития λ 6708 Å затруднена из-за относительно низкого спектрального разрешения и низкого отношения S/N . К тому же проблема усложнялась некоторыми эффектами, типичными для Ар звезд, подобными наличию магнитного поля и пятнам химического состава.

Более поздние наблюдения и исследования Li в Ар звездах, полученные

современными приборами, - CCD камерой высокого разрешения и высокого отношения S/N показали, что дублет Li вероятно может присутствовать в спектрах некоторых Ar звезд.

Исследования [2,3,6], дополненные [4], указывали на то, что некоторые Ar звезды имеют очень бедное содержание лития, тогда как другие - сверхобилие. Окончательного заключения по поводу причин такого различия не было сделано. Диффузная теория не в состоянии объяснить высокое содержание лития у немногих Ar звезд, для которых литиевая бленда Li $\lambda 6708 \text{ \AA}$ сильна. Следует обратить внимание, что наблюдения в области Li холодных Ar звезд очень малочисленны и чаще всего случайны. Еще меньше наблюдений этого типа звезд с целью изучения поведения дублета лития как функции от периода вращения звезды. Такие наблюдения проводятся в Крымской астрофизической обсерватории для некоторых Ar звезд [7,8]. Первые результаты изложены в работе [8], где для двух Ar звезд β CrV и γ Eri были продемонстрированы переменные с фазой вращения профили литиевой бленды. В настоящей работе проводится анализ поведения спектра β CrV в области Li $\lambda 6708 \text{ \AA}$ для сезона наблюдений 1993-1995 гг.

2. *Наблюдения и обработка спектров.* В нашей программе наблюдений Ar звезд для изучения лития заметное место отведено β CrV. По типу пекулярности эта звезда относится к SrCrEu звездам. Многочисленные наблюдения магнитного поля H_{eff} этой звезды указывают на наличие дипольного магнитного поля со средней амплитудой $\pm 1 \text{ кГс}$ и периодом вращения 18.⁴487. Последние измерения поверхностного поля H_s этой звезды [10] с амплитудой от +5200 до +5800 Гс, повторяют характер изменений эффективного магнитного поля звезды.

Наблюдения β CrV в области лития выполнены в 1993-1995 гг. на 2.6м телескопе Крымской астрофизической обсерватории со спектрографом кудэ, оснащенный CCD камерой с чувствительным к красной области ГЕС детектором площадью 600×400 пикселей. Линейная дисперсия $2.5 \text{ \AA/мм}$ (или $0.0056 \text{ \AA/pix}$ в области $\lambda 6708 \text{ \AA}$). Спектральное разрешение $0.012 \text{ \AA}$. Характерное значение отношения $S/N \approx 200$. Среднее время экспозиции около 20-30 мин. Мы получали обычно 1-4 спектрограммы в ночь. Табл. 1 содержит основные данные наблюдений β CrV.

Используя программу SPE, написанную сотрудником КрАО С.Сергеевым в Крымской обсерватории была сделана обработка этого наблюдательного материала. Детальное описание операций программы

SPE приведено в статье С.Сергеева и др. (в печати).

Для успешного изучения проблемы лития очень важно высокоточное определение шкалы длин волн. Большинство наблюдателей, работающих в области лития, делают дифференциальные измерения положения Li бленды, используя в качестве опорных линий: линии FeI и линию CaI $\lambda 6717.685 \text{ \AA}$ [11]. Этот метод был использован нами в предыдущей работе [8]. В настоящей работе определение шкалы длин волн проводилось по спектру сравнения (ториевая лампа с полым катодом). Мы отказались от более простых дифференциальных измерений, так как анализ спектра показал, что опорные линии FeI блендированы. Так например, две линии FeI $\lambda\lambda 6708, 6716 \text{ \AA}$ из пяти опорных линий FeI блендированы линиями CeII и GdII.

Для определения шкалы длин волн в области лития $\lambda 6708 \text{ \AA}$ использовались оба спектра сравнения (сверху и снизу относительно

Таблица 1

ДАННЫЕ О НАБЛЮДЕНИЯХ β CrV

1	2	3	4	5	6	7
93-06-06	6708	145.392	370	0.4805	0.1939	1
93-06-15	6708	154.365	180	0.9659	0.1962	1
93-06-21	6708	160.347	380	0.2895	0.1977	1
93-06-22	6708	161.335	510	0.3429	0.1980	1
93-06-23	6708	162.341	280	0.3973	0.1982	1
94-02-24	6707	408.469	350	0.7113	0.2618	2
94-02-25	6707	409.486	200	0.7665	0.2621	2
94-03-25	6707	437.490	670	0.2814	0.2693	2
94-07-04	6707	538.379	500	0.7384	0.2953	2
94-07-05	6707	539.380	560	0.7925	0.2956	2
94-09-09	6707	605.326	290	0.3593	0.3126	1
94-09-10	6707	606.305	430	0.4123	0.3129	1
95-03-05	6707	782.533	460	0.9453	0.3584	2
95-06-26	6707	895.287	470	0.0444	0.3875	2
средний спектр			1590	0.54	0.267	21

Объяснения колонок:

1) дата; 2) спектральная область; 3) момент наблюдений в HJD - 2449000; 4) отношение сигнал/шум; 5) фазы вращения звезды ($\text{pos. cross} = 2434217.^{\circ}50 + 18.^{\circ}487 \times E$); 6) фазы орбитального движения ($2425156.^{\circ}541 + 3873.^{\circ}0 \times E$); 7) количество спектров.

звездного), от 8 до 12 линий в каждом из них. Точность определения положения линий спектра сравнения определяется отношением полуширины линии FWHM к отношению S/N . В нашем случае типичная полуширина линии FWHM=0.15Å, а $S/N=120$ среднее минимальное, - в этом случае $\sigma=0.0012\text{Å}$. Стандартное отклонение от дисперсионной кривой не превышает 0.002-0.003Å. Так как исследуется короткий спектральный интервал в $\approx 31\text{Å}$, то дисперсионная кривая аппроксимировалась полиномом первой степени. После построения шкалы длин волн вносились поправки к центру Солнца.

Переход в систему длин волн, связанную с центром βCrV , был затруднен по причине спектральной двойственности звезды: полная амплитуда изменения лучевой скорости главного компонента составляет около 30 км/с. Орбитальное движение достаточно пристально изучено в [13], последнем обзоре, посвященном исследованию этого вопроса. Однако существующие разногласия по значениям компонентов орбитального движения не дают возможности точно учесть смещение шкалы длин волн: значение γ - скорости системы известно с точностью около 5 км/с. Поэтому переход к лабораторной шкале длин волн был выполнен после окончательной обработки и описан ниже.

Следующим шагом в обработке спектров было приведение каждого спектра к своему континууму. После нормирования спектров:

Все спектры βCrV были смещены к положению спектра соответствующего фазе 0.^p046 периода вращения звезды. Эта фаза, близкая к фазе кроссовера, была использована как опорная. Значение сдвига каждого спектра к опорному устанавливалось с использованием кросс-корреляционной функции между отдельными спектрами и спектром, соответствующим фазе.

Из всех спектров, приведенных к фазе 0.^p046, был получен средний спектр. Лабораторное значение длины волны линии $\text{CaI } \lambda 6717.685\text{Å}$ мы использовали как опорную линию в среднем спектре. В результате последовательных итераций был получен средний спектр βCrV в лабораторной шкале длин волн и индивидуальные спектры в той же самой шкале. Следует заметить, что для среднего спектра $S/N \approx 1590$. Этот спектр был использован для сравнения с синтетическим спектром βCrV , для определения содержания лития Li и других элементов в этой спектральной области [5]. Следует отметить хорошее согласие синтетического спектра с наблюдаемым на всем спектральном интервале, что является свидетельством корректной обработки данных наблюдений.

Сдвиги индивидуальных спектров для получения среднего спектра дают возможность выявить вариации центра тяжести линии Li и других элементов с вращением звезды.

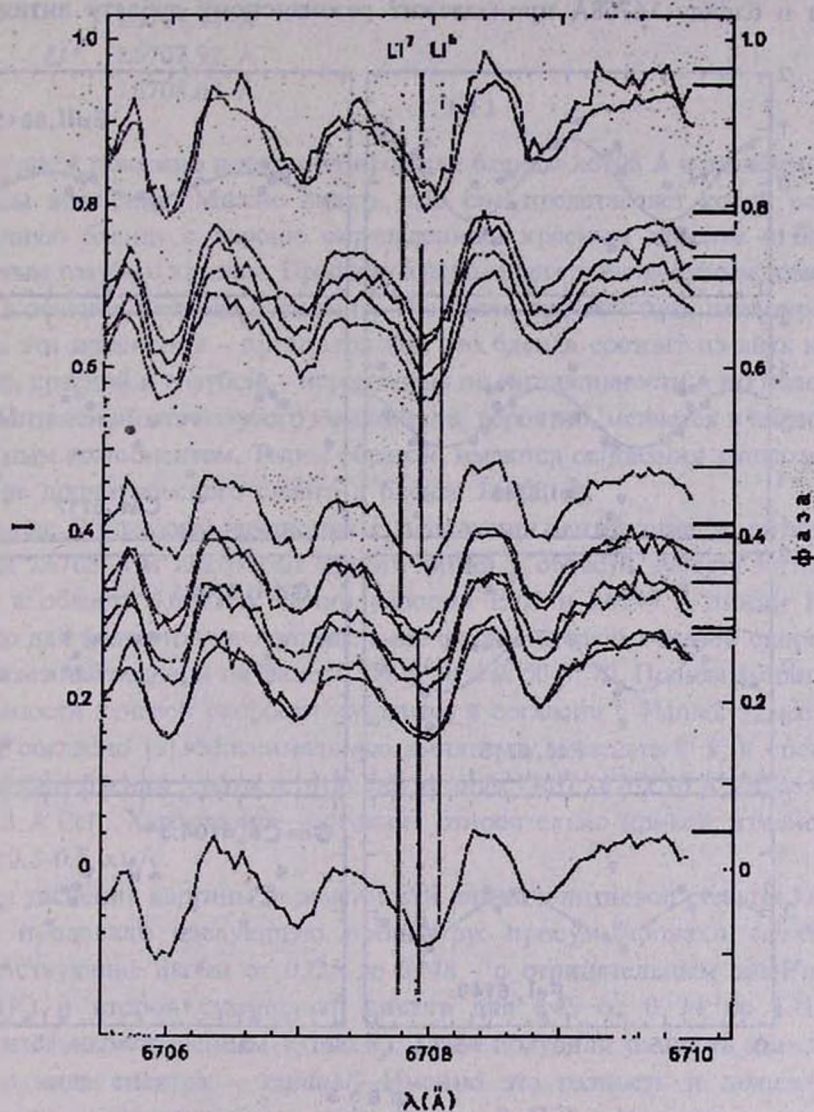


Рис. 1. Спектры β CтV, нормированные к континууму, для разных фаз вращения звезды.

4. *Результаты.* Результаты обработки спектров представлены на рис.1. Анализируя полученные результаты отмечаем следующие наиболее важные положения:

Наличие бленды $\lambda 6708\text{\AA}$ на всех спектрах. Мы считаем, что главный вклад в бленду $\lambda 6708\text{\AA}$ принадлежит резонансному дублету лития LiI

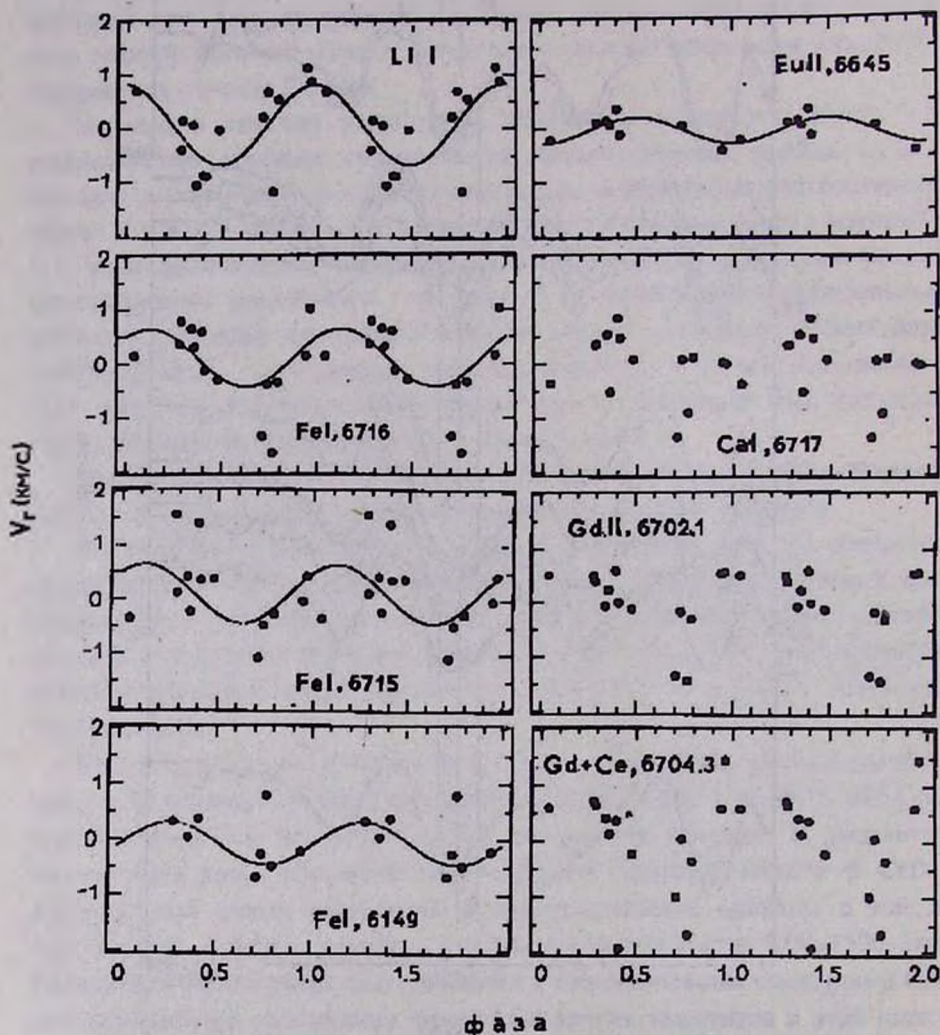


Рис. 2. Изменения лучевой скорости V_r для линий ряда элементов в области лития ($\lambda\lambda 6690-6720\text{\AA}$).

Структура дублета LiI сложная: два компонента дублета, расщепленные на расстояние $0.152 \text{ \AA}$, принадлежат двум изотопам Li^7 и Li^6 :

Li^7	$\lambda 6707.76 \text{ \AA}$
	$\lambda 6707.91 \text{ \AA}$
Li^6	$\lambda 6707.92 \text{ \AA}$
	$\lambda 6708.07 \text{ \AA}$

На рис.1 показано поведение профиля бленды $\lambda 6708 \text{ \AA}$ в зависимости от фазы вращения. Можно видеть, что она представляет собой асимметричную бленду с хорошо определенным красным крылом и более размытым голубым крылом. Профиль бленды подвержен заметным изменениям в течение периода вращения. Наиболее простой путь интерпретировать эти изменения - предположить, что бленда состоит из двух компонент, красной и голубой, - переменных по интенсивности и по положению. Интенсивность голубого компонента, вероятно, меняется в антифазе с красным компонентом. Таким образом, имеются основания заподозрить наличие доплеровского сдвига в бленде $\lambda 6708 \text{ \AA}$.

На рис. 2 показаны изменения V_r положения центра тяжести литиевой бленды $\lambda 6708 \text{ \AA}$ и некоторых других линий в области дублета лития, а также в области $\lambda 6645 \text{ \AA}$ линии европия EuII и $\lambda 6149 \text{ \AA}$ линии FeII. Однако для более точного определения формы кривой лучевой скорости не хватает наблюдений на фазах $0.^\circ 00-0.^\circ 20$ и $0.^\circ 50-0.^\circ 70$. Полная амплитуда переменности лучевой скорости находится в согласии с $V \sin i \approx 2-3 \text{ км/с}$ для β CrB, согласно [9]. Максимальную амплитуду изменений V_r в спектре показывают бленды, соответствующие линиям GdII $\lambda 6702.10 \text{ \AA}$, GdII+CeII $\lambda 6704.3 \text{ \AA}$ CeII. Характерное рассеяние относительно кривой изменения $\Delta V_r \sim \pm 0.3-0.5 \text{ км/с}$.

Для уяснения картины переменности линий в литиевой области $\lambda 6708 \text{ \AA}$ мы проделали следующую процедуру: просуммировали спектры, соответствующие фазам от $0.^\circ 35$ до $0.^\circ 48$ - с отрицательным значением $V_r(\min V_r)$ и второй суммарный спектр для фаз от $0.^\circ 94$ до $1.^\circ 10$ с положительным значением $V_r(\max V_r)$. Затем получили разность этих двух сумм в виде спектра - 'residual'. Именно эта разность и показывает амплитуду и характер изменений спектра β CrB с вращением звезды (рис. 3).

Переменность некоторых линий очевидна. Для бленды $\lambda 6708 \text{ \AA}$ мы можем различить две компоненты в 'residual' спектре. Они показывают

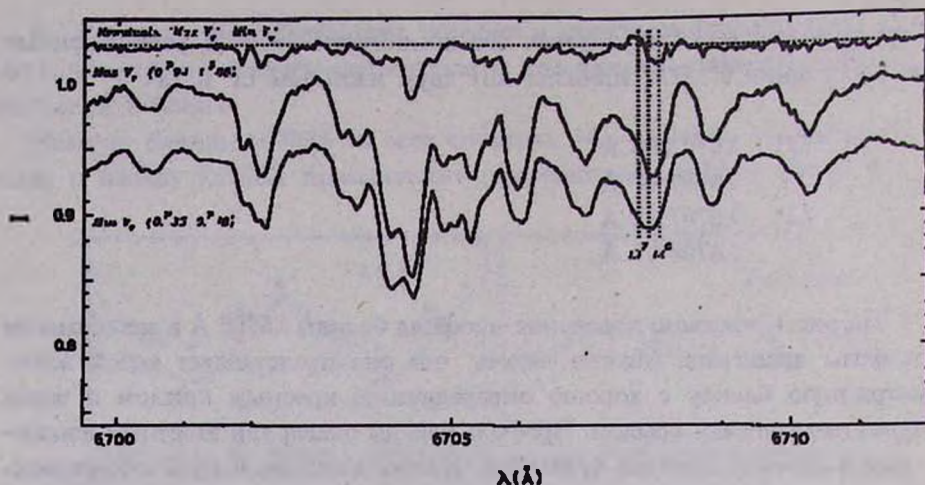


Рис. 3. Разница двух средних спектров: $\max V_r$ - результат осреднения спектров с положительным V_r , $\min V_r$ - результат осреднения спектров с отрицательным V_r .

изменения в антифазе. Можно отметить наиболее сильные изменения у бленды с GdII и CeII.

Таким образом, в результате наших наблюдений показано, что большинство линий в спектре β CrB меняется с периодом вращения звезды.

Для полноты картины переменности спектра β CrB мы использовали также другие области спектра: EuII $\lambda 6645$ Å, FeII $\lambda 6149$ Å.

Поведение полуширин линий FWHM с фазой периода вращения также очень интересное (рис.4). Только бленда лития $\lambda 6708$ Å показывает заметные изменения, тогда как эквивалентная ширина этой бленды практически не меняется.

Полный анализ результатов наблюдений литиевой бленды, а также корреляций между V_r , W_λ и FWHM для различных линий не закончен. Мы предполагаем это сделать после того, как будет полностью завершена обработка более старых CCD наблюдений этой области для β CrB.

5. Дискуссия. Мы выполнили предварительный анализ поведения Li бленды $\lambda 6708$ Å. Здесь мы рассмотрели несколько возможностей интерпретировать полученные результаты наблюдений:

1. Одно возможное объяснение поведения литиевой бленды - это пятнистое распределение лития на поверхности β CrB. Это объяснение

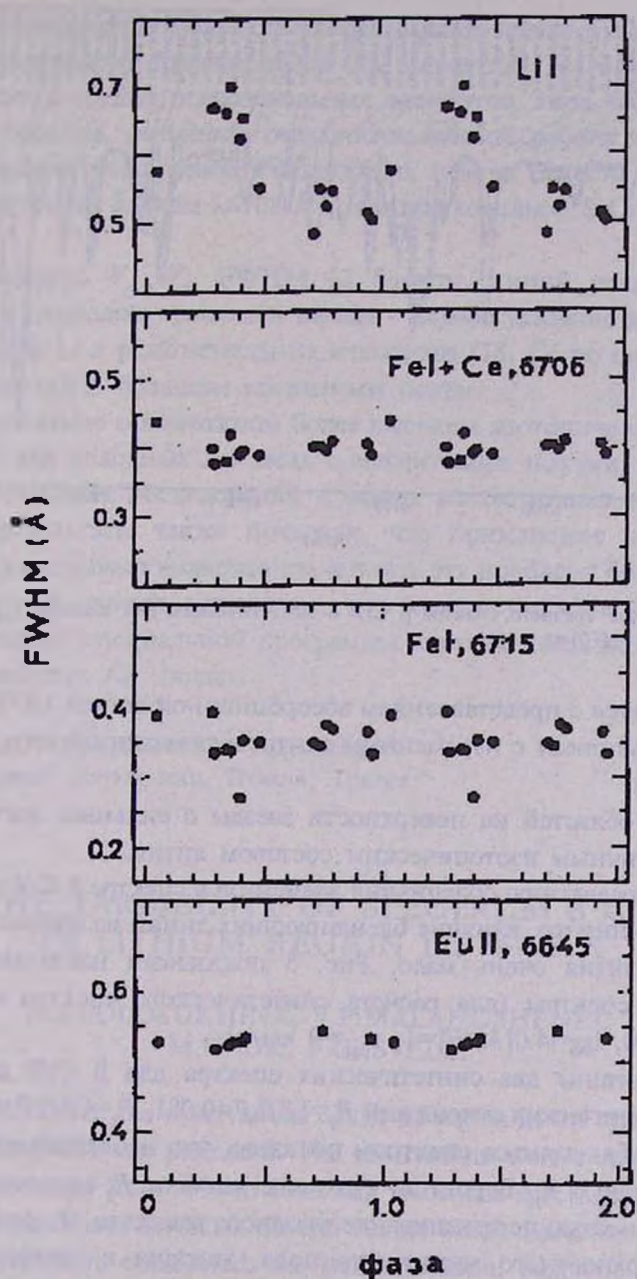


Рис. 4. Результаты измерений полуширин линий FWHM с фазой периода вращения звезды.

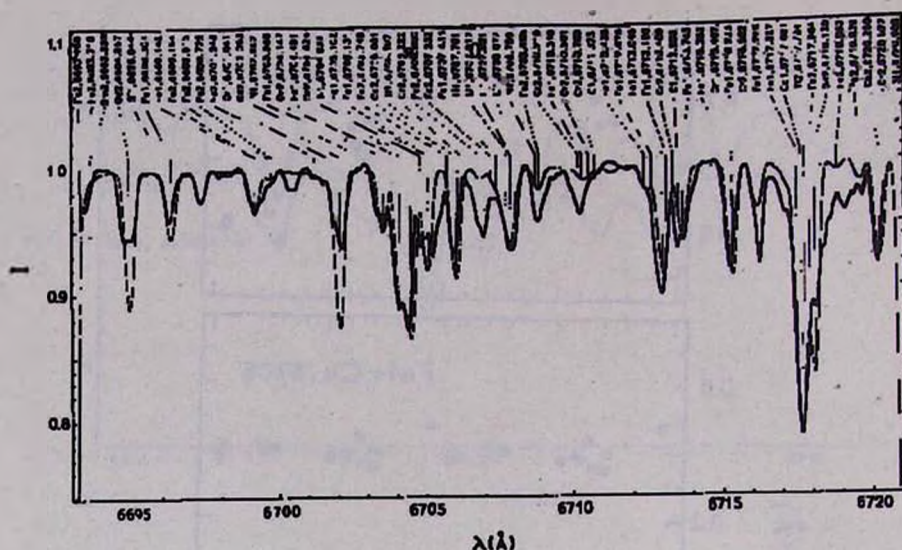


Рис. 5. Сравнение среднего спектра β CrB с синтетическим для модели: $T_{\text{eff}}=8000^{\circ}\text{K}$, $\lg g=4.0$, $v_{\text{rot}}=2$ км/с, $[M/H]=1$.

хорошо согласуется с представлением абсорбционной детали $\lambda 6708 \text{ \AA}$ как бленды двух компонент с переменным центром тяжести каждого компонента (рис. 2,3).

2. Наличие областей на поверхности звезды с сильным магнитным полем и с различным изотопическим составом лития.

Согласно определению содержания элементов в спектре β CrB методом синтетического спектра, влияние блендирующих линий из списка Куруча [5] на дублет лития очень мало. Рис. 5 показывает наблюдаемый и синтетический спектры (для расчета синтетического спектра выбрана модель $T_{\text{eff}}=8000$, $\lg g=4.0$ $[M/H]=1$, $v_{\text{rot}}=2$ км/с).

Были рассчитаны два синтетических спектра для β CrB для двух различных изотопических отношений $R_1=\text{Li}^6/\text{Li}^7=0.081$, $R_2=\text{Li}^6/\text{Li}^7=0.700$ [5]. Сравнение с наблюдаемым спектром показало, что наблюдаемая бленда согласуется лучше с R_2 . Вероятно, что такое высокое R_2 возможно, если отсутствует полностью перемешивание звездного вещества. В присутствии сильного поверхностного магнитного поля, условия в поверхностных слоях таковы, что возникают условия для реакций "скалывания", причем продукты этих реакций сохраняются на поверхности из-за отсутствия перемешивания.

3. Не исключена возможность блендирования неизвестным элементом (красный компонент бленды $\lambda 6708 \text{ \AA}$). Вероятнее всего этот элемент принадлежит к группе редкоземельных элементов, типа Gd, Ce.

Таким образом, основным результатом данной работы мы считаем:

Обнаружение переменности положения центра тяжести и структуры профиля литиевой бленды $\lambda 6708 \text{ \AA}$ в спектре холодной β CrB звезды.

Переменность V , W , FWHM Li бленды, линий редкоземельных элементов с периодом вращения звезды - первое указание на пятнистое распределение Li и редкоземельных элементов Gd, Ce по поверхности β CrB - Ap звезды с большим магнитным полем.

Предположение о возможном более высоком изотопическом отношении Li^6/Li^7 для холодных Ap звезд с магнитными полями, несомненно требует дальнейших исследований и новых высокоточных наблюдений.

Наши результаты также показали, что применение современных приемников открывает возможность изучать эту проблему более активно. Необходимо объединить усилия тех, кто интересуется этой проблемой для организации специальной программы систематических наблюдений лития в холодных Ap звездах.

Крымская астрофизическая обсерватория.
Департамент астрономии, Италия, Триест

THE VARIABILITY OF SPECTRUM β CrB IN LITHIUM REGION $\text{LiI } \lambda 6708 \text{ \AA}$

N.S. POLOSUKHINA, V.P. MALANUSHENKO
M. HACK, F. CASTELLI

The last results of the observations of the Li region in the spectrum of the binary Ap star β CrB are presented. The observations were carried out at the Crimean Observatory from 1993 to 1995 with the coude spectrograph equipped with CCD detector and $S/N \geq 200$. Several factors which can affect the behavior of the Li blend were considered: the stellar rotation, magnetic field, binary system, isotopic shift Li^6/Li^7 , blending by unknown elements. The main result of this paper is the variability of Lithium blend with period of rotation of the star. The variations V , and FWHM of Li blend is correlated with magnetic field

variations. It is first indication of observing evidence of spotness of β CrB - slowly rotator cool SrCrEu star with large magnetic field. Some lines of other elements: GdII $\lambda 6702.10$ Å, GdII+CeII $\lambda 6704.3$ Å, CeII+FeI $\lambda 6706.0$ Å show this type variations too.

ЛИТЕРАТУРА

1. *M.Hack, R.Faraggiana*, PASP, **75**, 376, 1963.
2. *R.Faraggiana, F.Castelli, M.Floquet* in Proceeding of IAU Coll. No 90, p. 451, 1986.
3. *C.Burkhart, M.Coupry*, Astron. Astrophys, **296**, 197, 1989.
4. *M.Gerbaldi, R.Faraggiana, F.Castelli*, Astron. Astrophys. Suppl., **111**, 1, 1995.
5. *M.Hack, F.Castelli, N.Polosukhina, V.Malanushenko*, Astron. Astrophys. (in press), 1996.
6. *Н.С.Полосухина*, Изв. Крымск. астрофиз. общ., **50**, 57, 1974.
7. *N.Polosukhina, L.Hanni*, Stellar magnetism, The Proceedings of International Meeting "Physics and evolution stars" (Nizhni Arkhyz, October 1991).
8. *N.Polosukhina, L.Lyubimkov*, Memoirs J.A.S. (in press), 1995.
9. *G.Pretton*, The Proceedings of the IAU Symposium "Magnetic and Related Stars", p.19, 1967.
10. *G.Wade*, The Proceedings of IAU Symposium No. 176, p.139, 1995.
11. *P.Nissen, B.Gustaffson, B.Edvardsson, G.Gilmore*, Astron. Astrophys., **285**, 440, 1994.
12. *R.Kurucz*, CD-ROM No.18, 1993.
13. *K.Kamper, H.McAlister, W. Hartkopf*, Astron.J., **100**, 239, 1990.

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 39

ФЕВРАЛЬ, 1996

ВЫПУСК 1

УДК: 524.338.3

9.6-ЛЕТНЯЯ ПЕРИОДИЧНОСТЬ СИМБИОТИЧЕСКОЙ НОВОЙ RT SERPENTIS (1909) В ПРОЦЕССЕ УГАСАНИЯ ВСПЫШКИ В 1940-1994 гг.

Е.П.ПАВЛЕНКО, В.В.БОЧКОВ, О.П.ВАСИЛЬЯНОВСКАЯ

Поступила 10 января 1996

Принята к печати 25 февраля 1996

Проанализировано поведение симбиотической новой RT Ser с 1940 по 1944гг. фотографическим наблюдениям, выполненным в Гиссарской обсерватории (1940-1978) и в полосах *BVR* - в Крымской обсерватории (1983-1994). Представлена кривая блеска вспышки, демонстрирующая линейное убывание яркости со скоростью 0.06^m в год. В соответствии с характером затухания вспышки, похоже, что ослабление блеска, длится уже около 80 лет, все еще продолжается. Судя по показателям цвета, в видимое излучение системы в последние годы основной вклад вносит холодный красный гигант позднего спектрального класса и горячий газ, источник которого пока неизвестен. Обнаруженная нами фотометрическая переменность в полосах *BVR* с характерным временем 10 лет подтверждена фотографическими наблюдениями в 1928-1978 гг. Период, уточненный по всем данным, равен 9.6 лет и, вероятнее всего, является орбитальным.

1. *Введение.* RT Serpentis была открыта независимо Вольфом в 1917 г. [1] и Барнардом в 1919 г. [2] как звезда 11-й величины. Вскоре после открытия, Шепли обратил внимание на сходство этого объекта с новыми звездами [3]. Последующие спектральные наблюдения подтвердили это предположение. RT Serpentis оказалась аномально медленной новой. Об ее поведении в максимуме вспышки известно, в основном, из визуальных оценок яркости и из фотографических оценок, сделанных по фотопластинкам Гарвардской коллекции [1,4,5].

О том, что RT Ser может иметь отношение к симбиотическим звездам, заговорили только в пятидесятых годах, когда Гренджен впервые отметил сходство спектра этой медленной новой со спектрами известных симбиотических звезд [6]. В семидесятых годах спектральные наблюдения, проведенные в красной и инфракрасной областях спектра и обнаружение там полос окиси титана TiO , позволили ряду авторов прийти к заключению о наличии в системе компонента позднего спектрального

класса [7,8,9]. Первоначально предполагали, что этим компонентом могла бы быть либо мирида, либо умеренно покрасневший М-гигант, либо сильно покрасневшая нормальная G-звезда.

Впервые определение *симбиотической новой* было дано этой звезде Алленом в 1980 г. [10]. Он выделил смесь звезд этого типа, имеющих характер очень медленных новых: AG Peg, RT Ser, RR Tel, V1016 Cyg, V1329 Cyg, HM Sge, V2110 Oph. Позже Белякина и др. [11] отнесли к этому списку еще и новоподобную переменную PU Vul, а Мюрсет и Нуссбаумер предложили вычеркнуть из него V2110 Oph за недостаточностью данных [12].

Симбиотические новые, согласно общепринятой теперь точке зрения [12], являются подклассом симбиотических звезд, от которых их отличает наличие вспышки. От классических новых симбиотические новые отличаются тем, что у них скорость возрастания блеска во вспышке на несколько порядков ниже, чем у классических. Мюрсет и Нуссбаумер полагают, что это двойные системы, состоящие из маломассивного белого карлика и также маломассивного холодного гиганта. Они полагают, что масса красного гиганта не превышает $2M_{\odot}$, а масса аккрецирующего белого карлика заключена в пределах $0.58 < M_{\text{акк}}/M_{\odot} < 1.15$. Компоненты системы слишком разнесены для того, чтобы аккреция происходила от переполнения полости Роша. Она реализуется путем звездного ветра от красного гиганта к менее массивному белому карлику. Благодаря этому оба компонента оказываются погруженными в ионизованную туманность.

Часть симбиотических новых отнесена к так называемым "s-системам", для которых характерны орбитальные периоды $P_{\text{orb}} < 5-10$ лет [13], другая часть - к долгопериодическим с $P_{\text{orb}} > 5-10$ лет "d-системам", где холодным компонентом является долгопериодическая мирида с периодом пульсаций $P_{\text{пульс}} \sim 200^{\text{д}}-300^{\text{д}}$. К последней группе относят HM Sge, V1016 Cyg и RR Tel, хотя признаки орбитального периода найдены только для V1016 Cygni (несколько десятков лет) [14]. Остальные симбиотические новые: AG Peg, RT Ser, V1329 Cyg и PU Vul входят в группу "s". Орбитальные периоды найдены для двух систем этого типа: для AG Peg ($P_{\text{orb}} \sim 800^{\text{д}}$) [15, 16] и V1329 Cyg ($P_{\text{orb}} = 950^{\text{д}}$) [17]. Недавно Фогель предположил, что PU Vul может иметь орбитальный период около 13 лет [18].

Регулярная фотометрия RT Ser проводилась до 1936г., после чего блеск этой новой оценивался лишь эпизодически. До сих пор в литературе отсутствовали сведения о каких-либо периодических изменениях ее

яркости за исключением данных о неправильных колебаниях на кривой блеска в период 1925-1935 гг.

2. *Наблюдения.* С целью изучения фотометрического поведения звезды на нисходящей ветви медленно угасающей вспышки, нами предприняты регулярные фотометрические исследования, начиная с 1983г. в Крымской обсерватории. Наблюдения RT Ser одновременно со звездами сравнения проводились с помощью телевизионного комплекса MTM-500 в стандартных полосах системы Джонсона и Моргана *BVR* [19,20]. Карта окрестности с указанием звезд сравнения и их звездных величин приведена нами ранее [19]. В данной статье мы приводим результат исследований новой в 1983-1994 гг. Кроме того, RT Ser была оценена по архивным пластинкам Гиссарской обсерватории (Таджикистан) с 1940 по 1978 гг. в фотографической системе, после чего полученные оценки блеска были приведены к системе *B*. Все редуцированные процедуры также описаны в [19].

3. *Кривая блеска вспышки.* Полученные наблюдения Новой позволили нам представить полную кривую блеска вспышки в полосе *B*. Она приведена на рис. 1. Заполненными кружками изображены Крымские данные, большими открытыми кружками - данные, полученные по фотопластинкам Гиссарской обсерватории. На рисунке приведены также данные в фотографической системе, собранные и опубликованные Пейн-Гапошкиным и Гапошкиным в 1938 г. [1], - они показаны линией, а

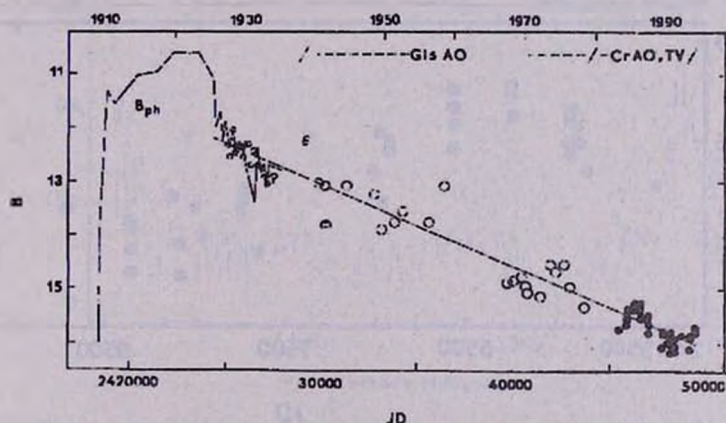


Рис. 1. Полная кривая блеска вспышки RT Ser с 1909 по 1994 гг.

также Кэмпбелом [4, 5] - показаны маленькими кружками.

Кривая блеска вспышки демонстрирует уникальное ее поведение на почти 90- летнем отрезке времени: очень медленное возрастание яркости вспышки, длившееся около 15 лет и долгое возвращение к довыспышечному состоянию. Можно заключить, что, по крайней мере, в течение последних 55 лет ослабление блеска Новой происходило линейным образом со

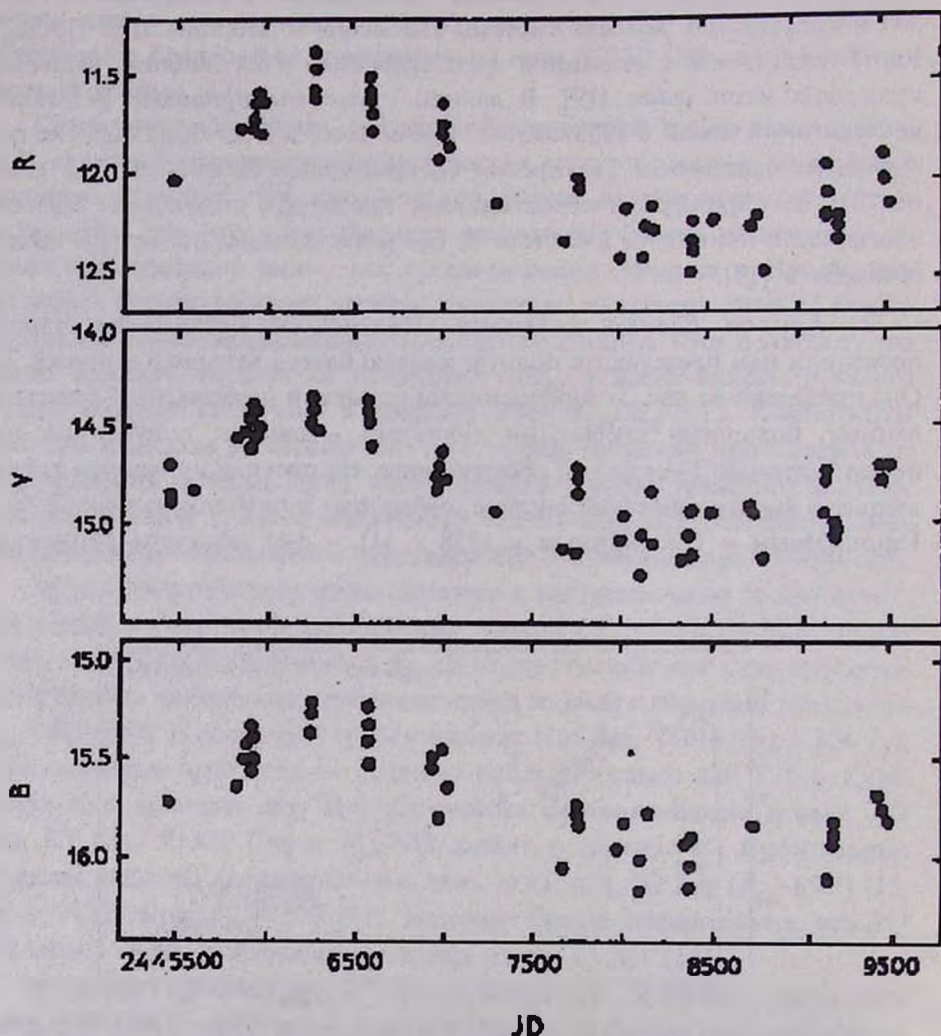


Рис. 2. Изменения блеска RT Ser с 1983 по 1994 гг. в полосах стандартной фотометрической системы BVR.

скоростью 0.06^m в год в полосе B . Несмотря на то, что в среднем RT Ser уже достигла того уровня яркости, который она имела до вспышки ($B=16^m$) и наблюдается даже слегка ниже его, мы полагаем, что характер поведения RT Ser указывает на продолжение падения яркости.

4. *Анализ изменений блеска.* 12-летний ряд наблюдений Новой выявил плавное изменение блеска во всех трех полосах BVR (см. рис. 2)

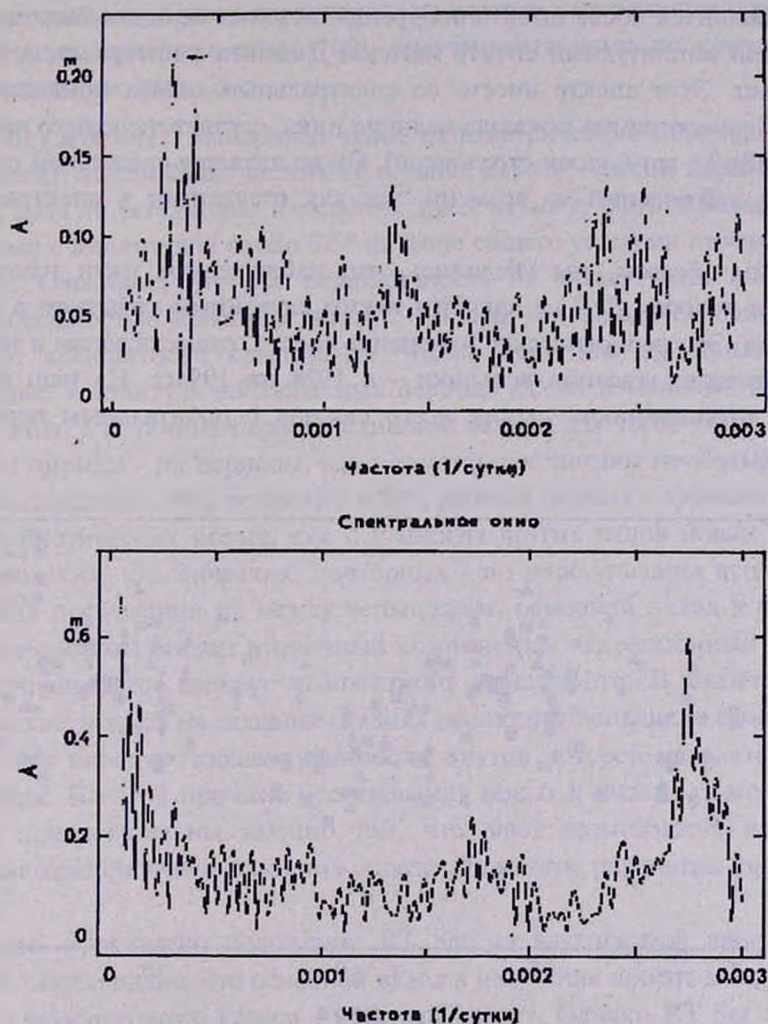


Рис. 3. Амплитудный частотный спектр и спектральное окно для данных в фотографической системе и полосе B .

с амплитудой около 0.6^m и с характерным временем около 10 лет. Чтобы узнать, является ли обнаруженная переменность случайным эпизодом в жизни этой симбиотической новой, или это некий периодический процесс, мы провели статистический анализ крымских наблюдений, объединенных с гиссарскими, добавив к ним данные Кемпбела. Из всех данных предварительно был убран тренд, соответствующий ежегодному линейному ослаблению блеска - он показан на рис. 1 прямой линией. Для оставшихся после вычитания тренда звездных величин был получен частотный амплитудный спектр методом Диминга в интервале от 1 года до 50 лет. Этот спектр вместе со спектральным окном приведены на рис.3. Периодограмма показала наличие пика, соответствующего периоду $3497 \pm 50^d = 9.6$ лет (указан стрелочкой). Он не является следствием распределения наблюдений во времени, так как отсутствует в спектральном окне.

Таким образом, мы убедились, что наблюдаемое нами изменение блеска в полосах *BVR* не является неким случайным событием в конце вспышки. Это периодическое изменение блеска, существующее в течение всего времени угасания вспышки - с 1928 по 1994гг. На наш взгляд, данная периодичность скорее всего связана с орбитальным периодом системы.

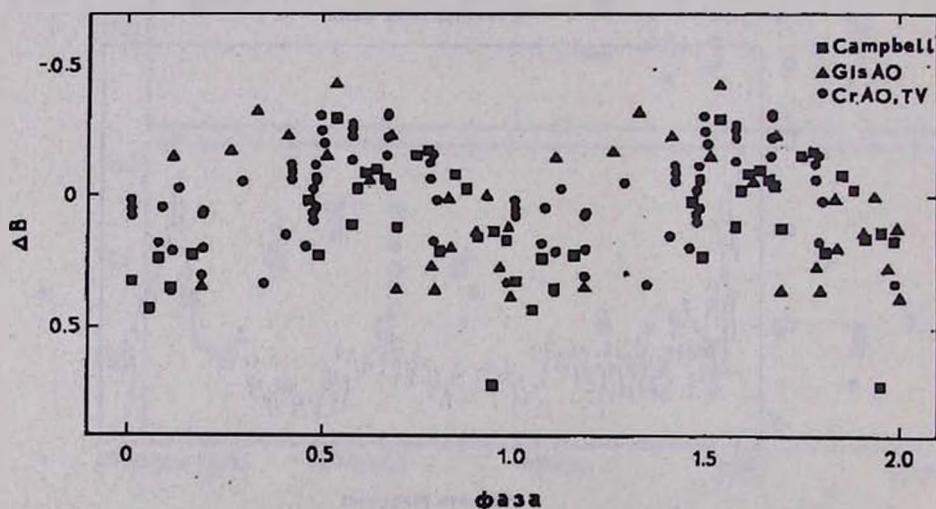


Рис. 4. Свертка данных в фотографической системе и полосе *B* с периодом 9.6 лет.

На рис. 4 приведена свертка всех данных (после вычета тренда) с периодом 9.6 лет, демонстрирующая синусоидальное изменение блеска с данным периодом. Здесь минимумы блеска соответствуют соотношению:

$$JD_{\min} = 2447700 + 34974 \times E.$$

Разброс точек относительно кривой вызван двумя причинами: с одной стороны, более низкой точностью фотографических наблюдений, а с другой - реальными, более короткопериодическими колебаниями яркости с характерным временем около 100^d , замеченными нами по крымским наблюдениям (см. рис. 2).

5. Обсуждение. Найденная нами фотометрическая переменность RT Ser носит, как показал частотный анализ, периодический характер и, поэтому, вряд ли регулярные изменения яркости могут быть небольшими вспышками с амплитудой около 0.5^m на фоне общего угасания глобальной вспышки. Очевидно, что эта периодичность не может быть вызвана эллипсоидальностью красного гиганта, так как он находится слишком далеко от компактного компонента, чтобы испытать его приливное воздействие. Амплитуда наблюдаемых периодических изменений блеска недостаточна, а величина периода слишком велика для того, чтобы быть периодом мириды - их периоды, как известно, составляют несколько сот суток. Мы полагаем, что, вероятнее всего, данный период - орбитальный.

У симбиотических новых, как и у многих других типов новых звезд - рентгеновских, классических, повторных - по мере угасания вспышки и во время пребывания их между вспышками, основной вклад в общее излучение системы вносит вторичный компонент и аккреционный диск, если он существует, вокруг компактного компонента. В отличие от классических новых, на поздних стадиях эволюции вспышки, заметный вклад может вносить газовая туманность, внутри которой находятся оба компонента. По этой причине исследования новых в низких состояниях яркости привлекательны именно тем, что дают возможность изучать вторичные компоненты и через них определять многие параметры двойной системы.

На рис. 5 показано положение RT Ser на двухцветной диаграмме $B-V$, $V-R$, откуда видно, что основной вклад в излучение вносит компонент позднего спектрального класса - красный гигант. Однако RT Ser лежит гораздо выше ветви гигантов даже без учета межзвездного поглощения. Это свидетельствует о том, что кроме холодного гиганта дополнительную

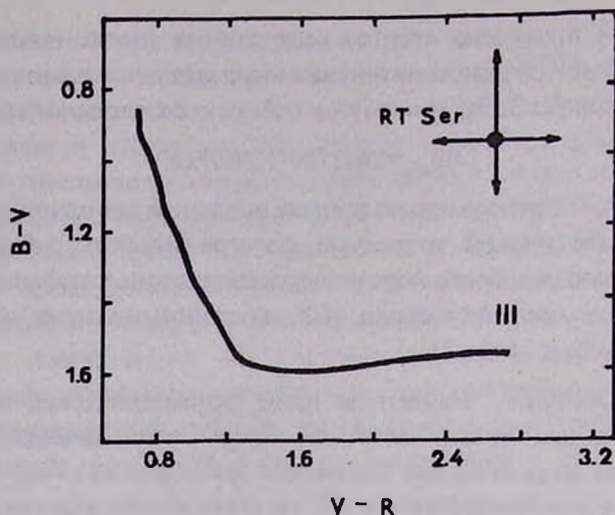


Рис. 5. Положение RT Ser на диаграмме $B-V$, $V-R$. Нанесена средняя величина показателей цвета и диапазон их изменений за 9.6-летний цикл. Сплошной линией показана последовательность гигантов [21].

(и весьма ощутимую) долю в общее излучение вносит, очевидно, горячий газ, источник которого пока неизвестен. Нельзя исключать, что им может быть ионизованная туманность, окутывающая компоненты системы, вещество которой непрерывно пополняется за счет ветра от красного гиганта.

Причиной, вызывающей изменения блеска новой с орбитальным периодом, могут быть либо частные затмения красного гиганта протяженной оболочкой (диском?) около компактного компонента, либо горячее пятно на обращенной к компактному компоненту и нагретой им стороне красного гиганта, либо и то и другое. Последующие наблюдения этой новой и анализ ее цветовых изменений, мы полагаем, поможет нам понять природу фотометрической переменности.

Крымская астрофизическая обсерватория
Институт астрофизики Таджикистана

THE 9.6-YEAR PERIODICITY OF SYMBIOTIC NOVA RT SERPENTIS (1909) DURING OUTBURST DECLINE FROM 1940 TO 1994 YEARS

E.P.PAVLENKO, V.V. BOCHKOV, O.P.VASILYANOVSKAYA

We present the observations of symbiotic nova RT Serpentis (1909) from 1940 to 1978 years (photographic magnitudes) and from 1983 to 1994 years (*BVR* magnitudes). These observations demonstrate light variations with period 9.6 years, which we suppose to be orbital. The outburst light curve shows the light decline with a rate of $0.^\circ 06$ per year and it seems that RT Ser still does not reach a quiescence. The colour indices show that in visible light dominates the radiation of a cool late type red giant strongly contaminated by radiation of a hot gas.

ЛИТЕРАТУРА

1. *C.Payne-Gaposhkin, C.Gaposhkin*, Harvard observatory monographs, №5, Variable stars, 1938.
2. *W.C.Adams, A.H.Joy*, Publ. Astron. Soc. of the Pacific, №40, 252, 1928.
3. *H.Shapley*, Harvard Bulletin №851, 1927.
4. *L.Campbell*, Annals of Harvard College observatory, 104, 1936-41.
5. *L.Campbell*, Popular Astronomy, 35-43, 1927-35.
6. *J.Grandjean*, Ann. d'Astrophysique, 15, №1, 7, 1952.
7. *M.W.Feast, I.S.Glass*, Mon. Not. Roy. Astr. Soc., 167, 81, 1974.
8. *J.W.Fried*, Astron. Astrophys., 81, 182, 1980.
9. *S.J.Kenion, T.Fernandez-Castro*, Astron.J., 93, 938, 1987.
10. *D.A.Allen*, Mon. Not. R. Astr. Soc., 192, 521, 1980.
11. *Т.С.Белякина, Р.Е.Гершберг, Ю.С.Ефимов и др.*, Астрон. ж., 59, 302, 1982.
12. *U.Mürset, H.Nussbaumer*, Astron. Astrophys., 282, 2, 586, 1994.
13. *А.М.Черепашук*, ред., Каталог тесных двойных систем на поздних стадиях эволюции, Изд-во Моск. ун-та, М., 240, 1989.
14. *M.Hack, C.la Dous*, Cataclysmic variables and related objects, Monograph series on nonthermal phenomena in stellar atmospheres, NASA SP-507, 1993.
15. *А.А.Боярчук*, Астрон. ж., 43, 976, 1966.

16. А.А.Боярчук, Астрон. ж., 44, 12, 1967.
17. В.П.Архипова, Переменные звезды, 22, 6, 867, 1988.
18. U.Murset, H.Nussbaumer, Proceedings of the Abano-Padova Conf. "Cataclysmic Variables", A.Bianchini, M.Della Valle, M.Orio (Eds.), 59, 1994.
19. V.V.Бокхков, Е.Р.Павленко, О.Р.Васильяновская, Odessa Astronomical publications, 7, 2, 98, 1994.
20. А.Н.Абраменко, В.В.Прокофьева, Н.И.Бондарь и др., Изв. Крым. астрофиз. общ., 78, 45, 1988.
21. В.Страйжис, Многоцветная фотометрия звезд, "Мокслас", Вильнюс, 311, 1977.

УДК: 524.338.3

UBVRI-ФОТОМЕТРИЯ НОВОЙ 1934г. DQ HERCULIS В 1982-1995гг. ПЕРЕМЕННОСТЬ БЛЕСКА

Е.С.ДМИТРИЕНКО

Поступила 11 января 1996

Принята к печати 25 февраля 1996

Приводятся основные результаты фотометрического исследования Новой 1934г. DQ Her в 1982-1995гг.. На основе высокоскоростной одновременной фотометрии системы в UBVRI полосах впервые исследовано поведение ее блеска во временных масштабах от нескольких дней до нескольких лет. Найдены зависимости между вариациями блеска DQ Her в различных диапазонах спектра и возникающими при этом изменениями в распределении энергии ее излучения. Обнаруженные колебания блеска системы вызваны переменностью излучения аккреционного диска с белым карликом в центре. В случае временной шкалы в несколько дней и/или в несколько десятков дней они могут происходить за счет изменений скорости аккреции из диска на белый карлик в силу собственной неустойчивости диска или из-за неравномерного поступления в него вещества из струй от красного карлика. Циклические изменения блеска DQ Her с амплитудой в несколько десятых звездных величин и с характерным временем около 5 лет, как и циклические вариации параметра "O - C" с таким же характерным временем и с амплитудой около 2-4 мин, могут быть ответной реакцией аккреционного диска на активность самого красного карлика.

1. *Введение.* Новые, карликовые новые и новоподобные звезды, принадлежащие к классу так называемых катаклизмических переменных, служат уникальной небесной лабораторией по исследованию газодинамических процессов в тесных двойных системах. Именно в них излучение различного рода газовых структур (аккреционных дисков, аккреционных колонн, газовых струй и оболочек) является преобладающим. С другой стороны, в некоторых фазах их спокойного состояния предоставляется редчайшая возможность изучения характеристик вторичных компонентов - звезд поздних спектральных классов, являющихся, как правило, слабыми карликами. Особое место среди катаклизмических объектов занимают затменные звезды, когда имеется принципиальная возможность нахождения из наблюдений полного набора их основных параметров на различных стадиях активности. Знание этих параметров и анализ их

изменений со временем необходимы как для понимания природы активности самих катаклизмических переменных, так и при исследовании газодинамических процессов в других тесных двойных системах, наблюдения газовых структур которых затруднены из-за преобладающего вклада в общее излучение звездных источников.

На протяжении многих лет в Крымской астрофизической обсерватории проводятся синхронные высокоскоростные *UBVRI* - наблюдения затменных катаклизмических звезд: Новой 1934г. DQ Her и новоподобных AC Snc, RW Tri и UX UMa. На базе этих наблюдений предполагается провести анализ изменений блеска систем со временем, а также определить их основные физические характеристики из решений кривых блеска с привлечением опубликованных спектроскопических данных. Цель данной работы - анализ переменности блеска DQ Her в стадии постновой, спустя почти полвека со времени ее вспышки.

2. *Некоторые сведения о системе.* DQ Her является одной из первых Новых, у которой еще в 50-е годы Уокером [1] на *UBV* - кривых блеска были обнаружены глубокие затмения и, тем самым, было открыто, что она является двойной системой с периодом $4^{\text{h}}39^{\text{m}}$. По современным представлениям DQ Her состоит из красного карлика спектрального класса M (вторичного компонента) и белого карлика с аккреционным диском (главного компонента). Аккреционный диск образуется из газа, теряемого красным карликом, который заполняет свою полость Роша или близок к ее заполнению. В *UBVRI* - диапазонах спектра диск является основным источником излучения системы, т.к. вклад от звезд - карликов сравнительно мал. В месте столкновения диска с поступающим в него веществом образуется, так называемое, горячее пятно, наблюдаемое на кривых блеска в виде "горба" (shoulder) до и/или после затмения главного компонента вторичным. Затмения самого главного карлика в *UBVRI* - диапазоне не обнаружено. DQ Her подробно исследуется уже более 50 лет. В стадии постновой у нее не было зарегистрировано вспышек типа вспышек карликовых новых, амплитуды которых находятся в интервале 2^{m} - 6^{m} . Однако, как отмечают Паттерсон и др. [2], средний внезатменный блеск DQ Her по наблюдениям 1954-1977 гг. разных авторов, возможно, показывает циклические колебания с амплитудой около $0.^{\text{m}}6$ и длительностью цикла примерно 13.4 года. Помимо этой переменности блеска и его хаотических колебаний, в системе имеются регулярные изменения блеска с периодом 71 с и с амплитудой около $0.^{\text{m}}06$ [3]. Принято считать,

что последние являются следствием вращения белого карлика вокруг своей оси [4].

В работе [5] был проведен анализ всех опубликованных кривых блеска DQ Hег с 1954г. по 1978г., а также кривых блеска, полученных автором совместно с Н.М.Шаховским и Ю.С.Ефимовым в 1982-1985гг. [6], выполненный с учетом вклада небулярной оболочки от вспышки 1934г. На основании этого анализа сделан вывод, что все исследуемые кривые блеска DQ Hег по основным характеристическим параметрам (например, по среднему уровню внезатменного блеска m в фазе около $0.2P$, по высоте горбов H относительно этого уровня и превышению блеска над этим уровнем на фазах $0.4-0.6P$) можно разделить на три типа. Так, кривые блеска Нельсона и Ольсона 1975г. [7], Шнейдера и Гринстейна 1978г. [8] и наши кривые блеска 1984 - 1985 гг. можно объединить в тип (1-й) с наименьшим значением m . Кривые блеска Уокера 1954-1956 гг. [1,3], наши кривые блеска 25 и 26 мая, а также 13 и 14 сентября 1982г., как и 13 августа 1983г., можно отнести к одному и тому же типу (2-му) со средним значением m . Единственная черта, которой отличаются иногда кривые блеска DQ Hег 1954-1978 гг. и кривые более поздних наблюдений 1982-1995гг., - это то, что у последних горбы перед затмением всегда выше, чем после него. Кривая блеска DQ Hег, зарегистрированная в ночь с 19 на 20 июля 1982г., наблюдалась только раз и по форме очень сильно отличается от всех известных ранее кривых блеска системы. Ее тип назван 3-м.

В пользу приведенной классификации всех известных кривых блеска DQ Hег в 1954-1985гг. свидетельствует также следующее. Из решения кривых блеска системы разных типов были найдены распределения яркостей той области аккреционного диска без горячего пятна, выход которой из затмения происходит в фазах $0.0-0.08P$ [5]. Назовем ее невозмущенной областью. Напомним, что само горячее пятно проявляется на кривых блеска в виде горбов с наибольшими значениями H в фазах около $0.86P$ и $1.14P$. Выбранная невозмущенная область находится практически на противоположной от этого горячего пятна стороне диска,, поэтому решение проводилось в предположении, что яркость $B(r)$ является функцией только расстояния r от центра диска. Полученные функции $B(r)$ для всех исследованных кривых блеска DQ Hег во всех пяти UBVRI - полосах убывают к краю невозмущенной области диска и для кривых одного и того же типа они практически одинаковы. Переход системы от

кривых блеска 2-го типа к кривым блеска 3-го типа осуществился за время, меньшее суток [6]. При этом произошло значительное повышение яркости $B(r)$ в средней и во внешней частях невозмущенной области диска. По сравнению с кривыми 1 типа, в случае кривых 2-го типа яркость $B(r)$ увеличивается почти равномерно по всему радиусу диска, за исключением, может быть, его самой внешней зоны. Различие яркостей в этой зоне меньше, чем в центральной и средней зонах. И, наоборот, именно во внешней зоне невозмущенной области диска функции $B(r)$ в случаях кривых блеска 2-го и 3-го типов отличаются наиболее сильно. Рассмотренное поведение функций яркости свидетельствует о том, что переходы DQ Нег между состояниями с кривыми блеска 1-го и 2-го типов и между состояниями 2-го и 3-го типов обусловлены появлением или усилением мощности излучения разных источников.

По результатам наблюдений 1954-1985гг. из-за большой временной скважности нельзя было выявить, например, являются ли состояния DQ Нег с кривыми 1-го и 2-го типов отражением одного и того же процесса и какой переход существует между ними. С целью исследования зависимости от времени основных фотометрических характеристик DQ Нег автором были продолжены ее *UBVRI* наблюдения в 1986-1995гг.

3. *Наблюдения.* *UBVRI*-фотометрия DQ Нег выполнена в Крымской астрофизической обсерватории на 1.25-м. телескопе АЗТ-11 с пятиканальным фотометром - поляриметром Хельсинкской обсерватории [9]. Этот прибор в режиме фотометра позволяет получать одновременные измерения в пяти спектральных интервалах $ubvri$, близких к стандартной системе *UBVRI* Джонсона. Фон неба регистрировался квазисовременно с объектом в тех же пяти каналах путем быстрой (100 Гц) модуляции потока от двух равных диафрагм, в одной из которых наблюдались объект с фоном, а в другой - только фон. Чистое время интеграции выбиралось от 5 до 20 с, чему соответствовало временное разрешение от 12 до 45 с. Для учета атмосферной экстинкции регистрировались звезды сравнения "А", "В", и "С" из списка Уокера [1]. Наблюдаемые величины интенсивностей звезд сравнения интерполировались на каждый момент времени наблюдений DQ Нег. Здесь под интенсивностью понимается мощность излучения от объекта в данный момент времени в данной полосе частот. В статье приводятся разности величин блеска и показателей цвета DQ Нег и звезды сравнения "В" в системе *UBVRI*. Использовались диафрагмы с диаметрами 10", 15" и 20". Автоматическое гидирование с

помощью офсетного фотогида обеспечивало ошибку слежения не более 0."5-1".

4. *Результаты наблюдений.* *UBVRI* кривым блеска DQ Her 1986-1995 присущи те же характерные черты, что были обнаружены и ранее. Так, глубина затмения, выраженная в звездных величинах, растет от *I* к *B*, но в *U* она меньше, чем в *B*. Таким образом, максимум в распределении энергии излучения затмеваемого источника приходится на полосу *B*, что характерно для моделей аккрецирующих дисков вокруг белых карликов. Затмение на кривых блеска DQ Her, как и в случаях новоподобных систем AC Snc [10], RW Tri [11], UX UMa [12], начинается с 0.90*P* и длится до 1.10*P*, но показатели цвета начинают меняться не раньше, чем в фазах 0.94-0.95*P*. В фазах после 1.05*P* такого рода изменения, как правило уже не происходят. В фазах минимума 0.95-1.0*P* показатель цвета DQ Her *U-B* уменьшается за счет более быстрого падения блеска в *B*, чем в *U*, а *B-V*, *V-R* и *V-I* - наоборот увеличиваются. В фазах 1.0-1.05*P* происходит обратное явление - возрастание *U-B* и уменьшение остальных показателей цвета. Такое поведение показателей цвета DQ Her, по аналогии с UX UMa [12], должно быть обусловлено увеличением в фазах после 0.95*P* относительно вклада внутренней границы аккреционного диска и его короны, являющихся мощными излучателями в линиях высокого возбуждения. После фазы примерно 1.05*P* этот вклад опять становится несущественным. В фазах около 0.7*P* часто имеется депрессия блеска. Отсутствие вторичных минимумов на *UBVRI* - кривых блеска DQ Her, орбитальный период которой 4^h39^m, вероятнее всего обусловлено незначительным вкладом красного карлика в общее излучение. Как правило излучение вторичных компонентов становится заметным только у катаклизмических систем с периодами около 6 часов или более. На рис. 1 в качестве примера приведены *UBVRI* - кривые блеска DQ Her, полученные из наблюдений в ночь с 4 на 5 июля 1990г. На оси ординат - разность блеска в звездных величинах DQ Her и звезды сравнения "В". Ось абсцисс - время в числе Юлианских дней.

В 1986-1995гг., как и в предыдущие годы, наблюдается изменение формы кривых блеска в течение часов, суток и больших интервалов времени. Значительные колебания внезатменного блеска DQ Her при сравнительно постоянном блеске в фазах около 0.0*P* связаны с затмеваемым источником: дискообразной оболочкой с белым карликом и обращенной к ним стороной красного карлика.

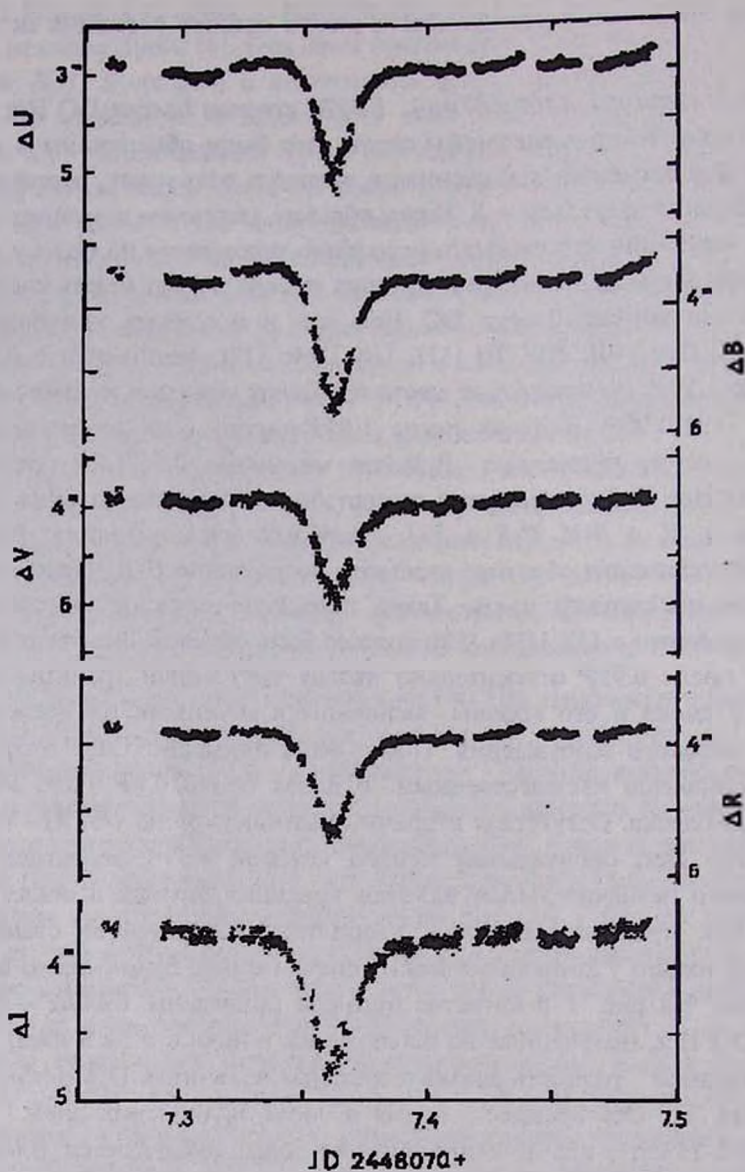


Рис. 1. Кривые блеска DQ Her 4 июля 1990г. На оси ординат - разность блеска в звездных величинах DQ Her и звезды сравнения "В". Ось абсцисс - время в Юлианских днях.

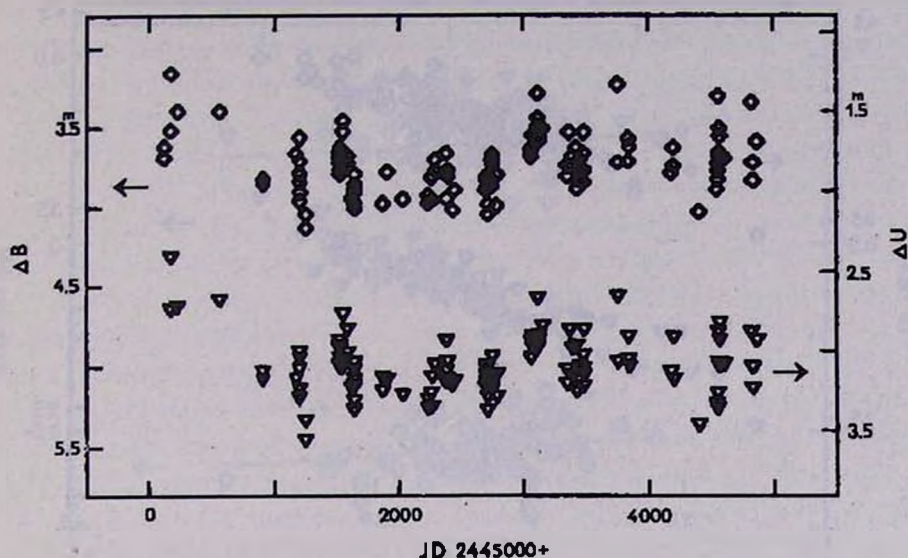


Рис. 2. Зависимости от времени разностей усредненного внезатменного блеска DQ Нег и звезды сравнения "В" в U и В - полосах, полученные из наблюдений 1982-1995гг. разности блеска выражены в звездных величинах.

Для анализа переменности внезатменного блеска DQ Нег были выбраны усредненные по 5-20 точкам индивидуальных измерений значения блеска в интервале орбитальных фаз от 0.14 до 0.86P. Ошибки в среднем по UBVRI не превышали, как правило, 0^m.01-0^m.02. В силу эффекта перемещения различных составляющих системы относительно луча зрения и из-за физических изменений ее излучения, наблюдаемый в этих фазах блеск испытывает значительные отклонения от среднего уровня. Они достигают, например, при видимости горячего пятна (фазы около 0.14P и 0.86P) и в случаях депрессии блеска (фазы около 0.7P) 0.^m1-0.^m2. По возможности, выбирались участки кривых блеска без значительного влияния горячего пятна или депрессий блеска.

На рис. 2 приведены зависимости от времени разностей усредненного внезатменного блеска DQ Нег и звезды сравнения "В" в U и В - полосах, полученные из наблюдений 1982 - 1955гг.

Для V, R, I зависимости от времени имеют тот же характер, что и зависимости для U, B. Отсчет времени брался в числе Юлианских дней (ось абсцисс).

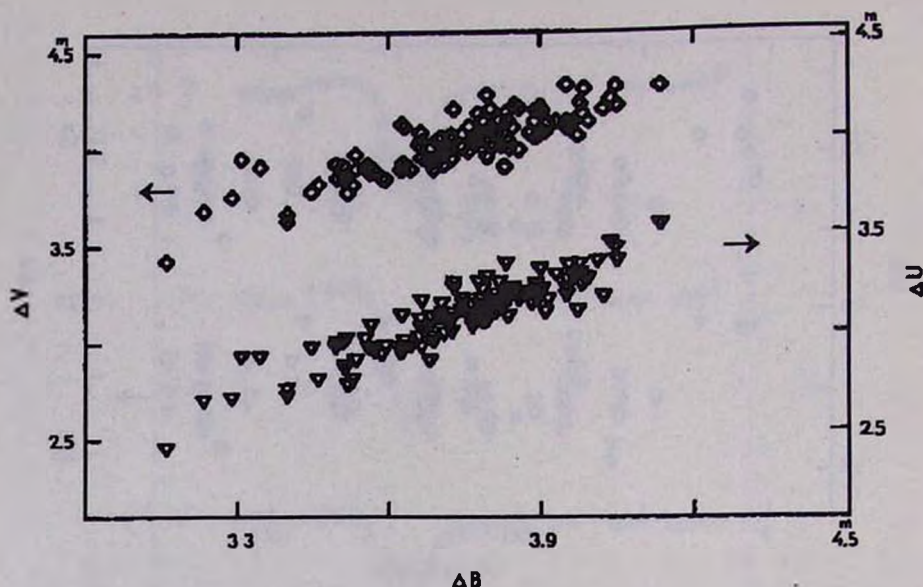


Рис. 3. Зависимости между разностями усредненного внезатменного блеска DQ Her и звезды сравнения "В" в полосах U (правая ось ординат), V (левая ось ординат) и B (ось абсцисс), полученные из наблюдений 1982-1995гг. Разности блеска выражены в звездных величинах.

Синхронная *UBVRI* - фотометрия DQ Her 1982-1995гг. позволила впервые обнаружить соотношения между величинами показателей цвета и блеска системы в различных полосах частот. На рис. 3 в качестве примера даны зависимости между разностями усредненного внезатменного блеска DQ Her и звезды сравнения "В" в различных спектральных диапазонах: ΔU , ΔB (нижняя зависимость) и ΔV , ΔB . На рис. 4, 5 - зависимости разностей их показателей цвета $\Delta(U-B)$, $\Delta(B-V)$ и $\Delta(V-B)$, $\Delta(V-R)$ от ΔU и ΔV , соответственно.

5. Обсуждение результатов. Согласно анализу всех данных, полученных нами в 1982-1995гг., амплитуда изменений внезатменного блеска DQ Her достигает в среднем по *UBVRI* 1^m.

На всех рассматриваемых зависимостях точки, относящиеся к дате 19 июля 1982г., располагаются отдельно от остальных точек. За время, меньшее суток, яркость средней и особенно внешней областей аккреционного диска без "классического" горячего пятна резко возросла [5]. На самих *UBVRI* кривых блеска появился "необычный" горб с максимальной

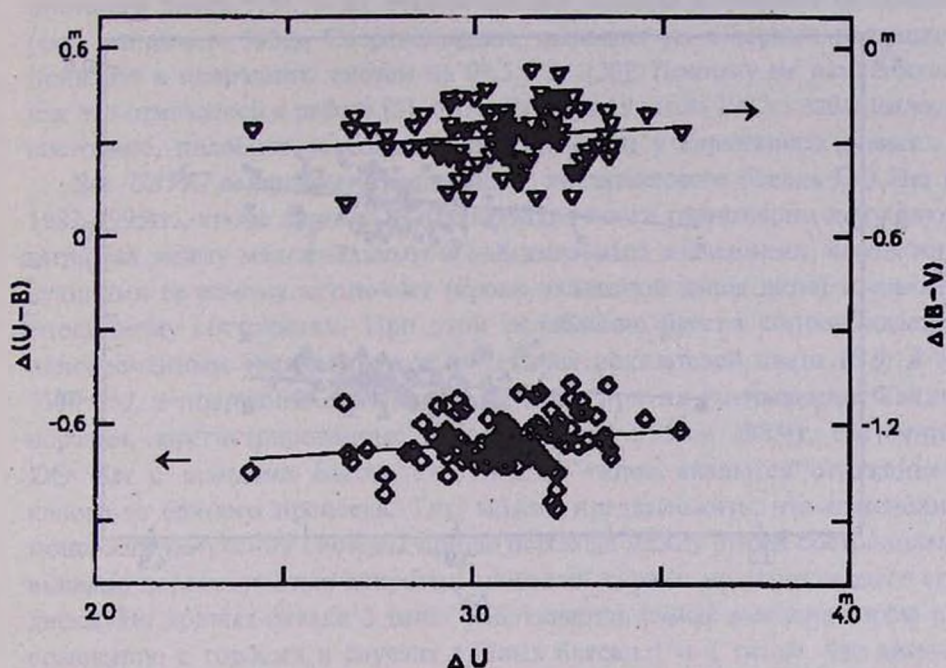


Рис. 4. Зависимости разностей усредненных внезатменных показателей цвета DQ Нег и звезды сравнения "В" $\Delta(U-B)$ и $\Delta(B-V)$ от ΔU , полученные из наблюдений 1982-1995гг. Разности блеска и показателей выражены в звездных величинах.

высотой $0^m.3$ в фазе около $0.5P$. Распределение энергии излучения в фазах видимости этого горба такое же, как и в фазах до и после затмения, когда на луче зрения присутствует обычное горячее пятно [5]. Поэтому протяженный горб с максимумом в фазе около $0.5P$, вероятнее всего, связан с аккреционным диском, а не с обращенной к нему стороной красного карлика. Возможно, что этот необычный горб подобен так называемым сверхгорбам, которые имеются на кривых блеска карликовых новых типа SU UMa в состоянии сверхвыспышки, а также на кривых блеска у некоторых новоподобных звезд (о наблюдениях в последнем случае см., например [13, 14]). Ни один из предложенных в настоящее время механизмов не объясняет полностью всю наблюдаемую картину сверхвыспышек (см., например, [15-17]). Поэтому мы не будем касаться здесь вопроса, почему сверхвыспышки имеют место, как правило, только у карликовых новых с орбитальными периодами, меньшими 3^h . Мы не

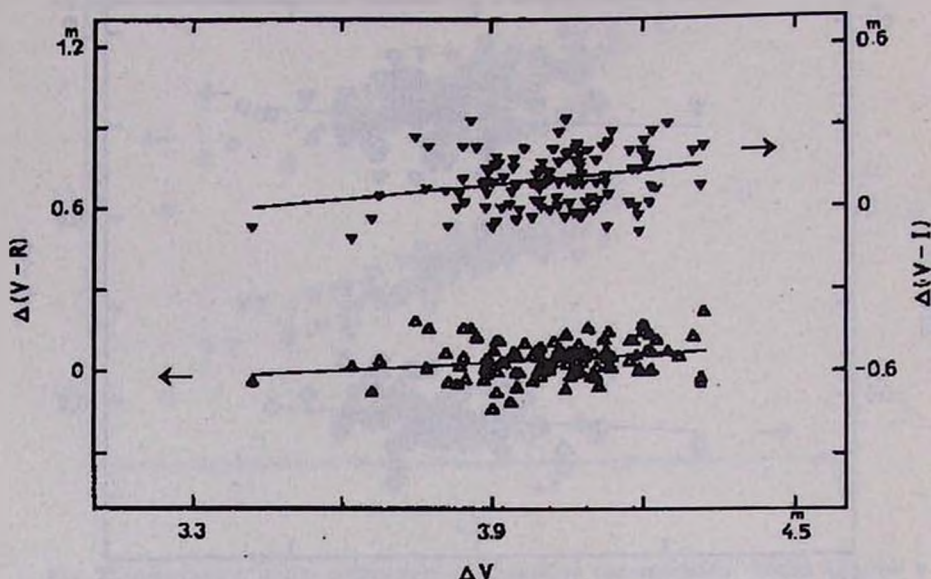


Рис. 5. Зависимости разностей усредненных внезатменных показателей цвета DQ Her и звезд сравнения "В" $\Delta(V-R)$ и $\Delta(V-I)$ от ΔV , полученные из наблюдений 1982-1995 гг. Разности блеска и показателей цвета выражены в звездных величинах.

рассматриваем сейчас и вопрос о сходстве и различии многих свойств постновых и новоподобных звезд, с одной стороны, и карликовых новых, с другой стороны, носящих, возможно, принципиальный характер (см. об этом, например, обзор в [18]). Здесь нам хотелось бы только подчеркнуть одно важное общее свойство этих объектов: существование одинаковых скоростей аккреции как у постновых и новоподобных систем, так и у карликовых новых во вспышечном состоянии. В связи с этим правомерен вопрос: какие явления, обусловленные этим свойством, могут быть общими у рассматриваемых двух групп катаклизмических систем? Может ли, например, явление перерастания обычной вспышки в сверхвспышку в карликовых новых иметь какой-то аналог у постновых и новоподобных звезд? Сигналы от сверхгорбов в карликовых новых, как и в случае необычного горба на кривых блеска DQ Her 19 июля 1982 г., регистрируются от протяженной области внешней зоны аккре-

ционного диска [19], а их относительные высоты достигают $0^{\text{m}}.15$ – $0^{\text{m}}.9$ (см., например, [20]). Сверхвыпшки, вырастая из обычных выпшек, приводят к поярчанию систем на $0^{\text{m}}.5$ – 1^{m} [20]. Поэтому не исключено, как это отмечалось в работе [5], что у DQ Her 19 июля 1982г. наблюдалось состояние, подобное состоянию сверхвыпшки у карликовых новых.

Все UBVRI величины усредненного внезатменного блеска DQ Her в 1982-1995гг., кроме данных 19 июля 1982г., почти равномерно заполняют интервал между максимальным и минимальным значениями, соответствующими ее самому активному (кроме указанной выше даты) и самому спокойному состояниям. При этом ослабление блеска сопровождается одновременным увеличением всех четырех показателей цвета $U-B$, $B-V$, $V-R$, $V-I$, а поярчание системы происходит при их уменьшении. Таким образом, зарегистрированные из наблюдений 1954 - 1985гг. состояния DQ Her с кривыми блеска 1-го и 2-го типов являются отражением какого-то единого процесса. Так, можно предположить, что изменение мощности излучения системы при ее переходе между этими состояниями вызвано перменностью аккреции на белый карлик из окружающего его диска. На кривых блеска 2 типа наблюдаются самые высокие горбы по сравнению с горбами в случаях кривых блеска 1 и 3 типов, что можно рассматривать как свидетельство наибольшей скорости поступления вещества в аккреционный диск у DQ Her в состоянии с кривыми блеска 2 типа.

Наблюдаемая переменность DQ Her происходит в различных по длительности временных масштабах. Строгий анализ зависимости блеска системы от времени предполагается провести в дальнейшем. Здесь рассматриваются некоторые важные особенности поведения ее фотометрических свойств общего характера. Так, нам хотелось бы подчеркнуть, что блеск DQ Her меняется как в течение нескольких суток, так и на протяжении нескольких лет и, что эти изменения связаны с наблюдаемым излучением аккреционного диска с белым карликом и обращенной к ним стороны красной звезды. Они могут возникать из-за переменности скорости аккреции из диска на белый карлик, что может происходить как в силу каких-либо внутренних неустойчивостей в диске, так и по причине неравномерного поступления вещества в аккреционный диск из красного карлика. О возможности последнего свидетельствует такой наблюдательный факт, как изменение относительной высоты горбов, появляющихся на кривых блеска, когда на луче зрения находится горячее

пятно - место столкновения газовой струи с диском. Не исключено, также, что аккреционный диск в DQ Her прецессирующий. В пользу этого предположения могло бы свидетельствовать обнаружение периодичности колебаний блеска DQ Her с характерным временем порядка нескольких суток, как это имеет место, например, в новоподобных системах AC Snc [10], RW Tri [21].

Из предварительного анализа следует, что блеск DQ Her в *UBVRI* - полосах, возможно, испытывает долговременные циклические изменения с характерным временем около 5 лет и с амплитудой в несколько десятых звездных величин. Но подобный интервал времени выявлен и в переменности параметра "O - C" - разности наблюдаемого и расчетного моментов минимумов DQ Her. Так, согласно анализу результатов наблюдений затмений DQ Her в *UBVRI* в 1982-1989гг. [22] и последующих наблюдений в 1990-1995гг., на уменьшение "O-C" со скоростью $\Delta(O-C)/\Delta t$ порядка 10^{-6} накладываются циклические колебания с характерным временем около 5-6 лет и с амплитудой около 2-4 мин. Не исключено, что описанные долговременные изменения блеска DQ Her и параметра "O-C" являются ответной реакцией аккреционного диска на активность самого красного карлика.

Обнаруженная переменность блеска Новой 1934г. DQ Her с амплитудой около 1^m не представляется неожиданным явлением. Изменения блеска с амплитудой от нескольких десятых звездных величин до 3^m свойственно и другим постновым и новоподобным звездам: Новой 1901г. GK Per [23], Новой 1960г. V 466 Her, Новой 1848г. V 481 Oph, Новой 1910г. DI Lac [24], новоподобным AC Snc [10], RW Tri и UX UMa [21], Новой 1876 Q Cyg [25]. Природа этих изменений пока остается под вопросом, важную роль в решении которого сыграли бы одновременные наблюдения указанных объектов как в видимой области спектра, так и в более коротковолновом диапазоне.

6. *Заключение.* Полученные в 1982-1995гг. одновременные высокоскоростные *UBVRI* - кривые блеска Новой 1934г. DQ Her позволили выявить ряд ее важных свойств. Средний уровень внезатменного блеска системы испытывает колебания с амплитудой примерно 1^m (в среднем по *UBVRI*) в различных по длительности временных масштабах - как в течение нескольких суток, так и на протяжении нескольких лет. Ослабление блеска сопровождается увеличением показателей цвета *U-B*, *B-V*, *V-R* и *V-I*, а поярчение - их уменьшением. За исключением данных

19 июля 1982г., все *UBVRI* величины усредненного внезатменного блеска DQ Her, наблюдаемые в 1982-1995 гг., почти равномерно заполняют интервал между максимальным и минимальным значениями, соответствующими ее самому активному и самому спокойному состояниям. Выявленные колебания блеска DQ Her связаны с наблюдаемым излучением аккреционного диска вокруг белого карлика и обращенной к ним стороны красной звезды. Не исключено, что аккреционный диск в DQ Her прецессирующий. В пользу этого предположения могло бы свидетельствовать обнаружение периодичности колебаний блеска DQ Her с характерным временем порядка нескольких суток.

Наблюдаемая переменность блеска может также возникать из-за колебаний скорости аккреции на белый карлик в силу каких-либо внутренних неустойчивостей в диске и/или по причине неравномерного поступления в него вещества из газовой струи. Причем, происходящие с характерным временем около 5 лет циклические изменения параметра "О-С" (с амплитудой около 2-4 мин) и блеска DQHer (с амплитудой в несколько десятых звездных величин) могут быть ответной реакцией аккреционного диска на активность самого красного карлика.

Крымская астрофизическая обсерватория

UBVRI-PHOTOMETRY OF NOVA 1934 DQ HERCULIS IN 1982-1995: THE VARIABILITY OF THE LIGHT

E.S.DMITRIENKO

The main results of the photometric investigation of Nova 1934 DQ Her in 1982-1995 are reported. The behaviour of the uneclipsed brightness of DQ Her on time - scale from several days to several years has been explored for the first time based on the simultaneous high speed *UBVRI* photometry. The dependence between the change of the brightness of DQ Her in *UBVRI* and the one of its energy distribution are determined. The light variability of the system is caused by the change of the luminosity of the accretion disc with the white dwarf in the centre. The oscillation of the light on time-scale of about several days or several dozens of days would be conditioned by the change of the velocity of the accretion from the disc on the white dwarf caused

by the intrinsic disc instability or by the irregular receiving of the matter from the stream from the red dwarf. The cyclic oscillation of the light of DQ Her with the amplitude of about several tenths of the magnitude and with the quasi period of about 5 years as well as the cyclic variations of the parameter "O-C" with the same quasiperiod and with the amplitude of about 2-4 minutes could be the reaction of the accretion disc in answer to the activity of the secondary star.

ЛИТЕРАТУРА

1. *M.Walker*, *Astrophys. J.*, **123**, 68, 1956.
2. *J.Patterson, E.L.Robinson, R.E.Nather*, *Astrophys. J.*, **224**, 570, 1978.
3. *M.Walker*, *Astrophys. J.*, **127**, 319, 1958.
4. *J.B.Hutchings, A.P.Cowley, P.Crampton*, *Astrophys. J.*, **232**, 500, 1979.
5. *Е.С.Дмитриенко*, Исследование затменно-двойных взрывных звезд DQ Геркулеса и Z Хамслеона. Дис. канд. физ.-мат. наук. Тарту, 1987, 172 с.
6. *Е.С.Дмитриенко, Ю.С.Ефимов, Н.М.Шаховской*, *Астрофизика*, **22**, Вып. 1, 31, 1985.
7. *M.R.Nelson, E.C.Olson*, *Astrophys. J.*, **207**, 195, 1976.
8. *D.R.Schneider, J.L.Greenstein*, *Astrophys. J.*, **233**, P. 935, 1979.
9. *T.Korhonen, V.Pirola, A.Reiz*, *ESO Messenger*, No 38, 20, 1984.
10. *Е.С.Дмитриенко*, *Известия Крымск. астрофиз. общ.*, **83**, 131, 1991.
11. *Е.С.Дмитриенко*, *Известия Крымск. астрофиз. общ.*, **86**, 131, 1992.
12. *Е.С.Дмитриенко*, *Письма в АЖ*, **20**, No 2, 128, 1994.
13. *J.Patterson, H.Richman*, *Publ. Astron. Soc. Pacific*, **103**, 735, 1991.
14. *D.R.Skillman, J.Patterson*, *Astrophys. J.*, **417**, 298, 1993.
15. *J.Papaloizou, G.T.Bath*, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, **172**, 339, 1975.
16. *M.Hiroze, Y.Osaki*, *Publ. Astron. Soc. Japan*, **42**, 135, 1990.
17. *J.R.Murray*, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, 1995, in press.
18. *C. la Dous*, in *Proc. Technion Haifa Conf. on Cataclysmic Variables and Related Physics*. ed. O. Regev and G. Shaviv (Jerusalem: Israel Phys. Soc.), 1993, P. 39.
19. *T.Naylor, P.A.Charles, B.J.M.Hassal, G.T.Bath, G.Berriman, B.Warner, J.Bailey, K.Reinch*, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, **229**, 183, 1987.
20. *J.W.Robertson, R.K.Honeycutt, G.W.Turner*, *Publ. Astron. Soc. Pacific*, **107**, 443, 1995.

21. *Е.С.Дмитриенко*, Письма в АЖ, 21., No 3, 194, 1995.
22. *Е.С.Дмитриенко*, Известия Крымск. астрофиз. обсерв., 84., 57, 1992.
23. *F.Sabbadin, A.Bianchini*, Astronom. Astrophys. Suppl. Ser., 54., No 3, 393, 1983.
24. *R.K.Honeycutt, J.W.Robertson, G.W.Turner*, Astrophys. J., 446, 838, 1995.
25. *С.Ю.Шугаров*, Переменные Звезды, 21, No 6, 807, 1983.

УДК: 524.575

НОВЫЕ H_{α} ОБЪЕКТЫ В ОБЛАСТЯХ ТЕМНЫХ ТУМАННОСТЕЙ. I.

Н.Д.МЕЛИКЯН, А.А.КАРАПЕТЯН

Поступила 8 января 1996

Принята к печати 25 января 1996

Приводятся результаты поиска новых H_{α} объектов в области Цефея. Наблюдения (на основе которых был осуществлен поиск) проведены на 40" телескопе системы Шмидта Бюраканской астрофизической обсерватории с помощью 4^о объективной призмы в 1979 и 1985 гг. Нами обнаружены 80 эмиссионных звезд, 68 из которых являются новыми. Большинство из них по абсолютной величине слабее Солнца. Большая часть обнаруженных эмиссионных звезд могут оказаться вспыхивающими звездами, а также звездами типов Т Тельца и Ae/Be Херbiga.

1. *Введение.* Последние 10 лет в Бюраканской астрофизической обсерватории ведутся работы по поиску H_{α} -эмиссионных объектов в областях темных туманностей. Уже опубликованы результаты обнаруженных 95 новых эмиссионных звезд [1-3], в ранее исследованных с этой же целью областях.

Область находится вблизи ассоциации Сер OB2 (расстояние около 800 пк [4]). Поисками эмиссионных звезд в этой области занимались Вакерлинг [5], Долидзе и Вязовов [6], Долидзе [7] и Кун [8,9]. Известны приблизительно 500 H_{α} -эмиссионных звезд в этой области. Больше половины из них попадают в нашу область.

В этой области нами обнаружены всего 80 эмиссионных звезд, 12 из которых были отождествлены с уже известными звездами [5-9], а 68 - являются новыми.

2. *Наблюдения* проводились на 40" телескопе системы Шмидта Бюраканской обсерватории, с использованием 4^о-объективной призмы, в сочетании со светофильтрами RG 1 и RG 2 и фотоэмульсиями Kodak 103aF, IIaF и IIIF. Спектральная область довольно узкая, 6000-7000 Å. Дисперсия полученных спектров вблизи эмиссионной линии H_{α} около

1100Å/мм.

В 1979г. получены два снимка области: 30 июля и 22 августа и один снимок - 10 сентября 1985г. Такая разница во времени позволяет проследить также за ходом возможных изменений интенсивности эмиссионной линии H_α в течение довольно длительного периода. Снимок, полученный в 1985г., несколько смещен. Вследствие этого 10 эмиссионных звезд не попадают в область, снятую в 1985г., и 4 звезды, обнаруженные в 1985г. не попадают в область, снятую в 1979г.

Долидзе [7] из 50 звезд, попадавших в нашу область, приводит карты отождествления для 37. Поэтому часть звезд мы отождествили только по координатам. Приблизительно 200 звезд из списков Куна [8,9] попадают в нашу область, но только всего 5 из них отождествлены с нашими звездами.

В табл. 1 приводятся данные о 68 новых эмиссионных звездах. В соответствующих столбцах приводятся: порядковый номер звезды, координаты (1950.0), яркость звезды в фотографических лучах (m_λ) и оценка интенсивности H_α для каждой даты наблюдения (IH_α). Интенсивность эмиссионной линии оценена по отношению к непрерывному спектру звезды. Обозначения в табл. 1 следующие: s - сильная, m - средняя, w - слабая, n - нет линии и $*$ - звезда не попала в область из-за смещения снимков. На рис. 1 приводятся карты отождествления всех новых эмиссионных звезд.

3. *Переменность интенсивности линии H_α .* Наши первые наблюдения показали, что интенсивности эмиссионной линии H_α со временем изменяются [3,10]. Из 80 эмиссионных звезд, обнаруженных нами, 12 в течение наших наблюдений показали переменность интенсивности эмиссионной линии. Для 10 новых эмиссионных звезд данные переменности приводятся в табл. 1. Для двух ранее известных звезд эти данные приводятся в табл. 2 - обозначения те же, что и в табл. 1.

Следует отметить, что в некоторых случаях имеются очень сильные изменения интенсивности эмиссионной линии (№ 6, 19, 28, 41). У звезд № 6 и 19 интенсивность эмиссионной линии претерпела очень сильные изменения в течение около 20 дней. Из данных табл. 1. видно, что в этих двух случаях на одной из пластинок эмиссионная линия исчезла.

Результаты наших первых исследований показали, что метод наших наблюдений позволяет проследить за ходом изменения интенсивности эмиссионной линии, и что интенсивность может изменяться даже в

Таблица 1

ДАННЫЕ О НОВЫХ ЭМИССИОННЫХ ЗВЕЗДАХ
В ОБЛАСТИ ЦЕФЕЯ

№	α (1950)	δ (1950)	m_{PH}	HN		
				30.07.79	22.08.79	10.09.1985
1	2	3	4	5	6	7
1	21 ^h 19 ^m .3	55°20'.3	16 ^m .6	w	w	*
2	19.5	54 21.2	18.5	m	m	*
3	19.6	54 13.7	15.7	s	s	*
4	19.9	54 50.3	18.0	w	w	*
5	20.1	55 58.7	17.5	s	s	*
6	20.6	57 35.1	18.5	s	n	*
7	20.9	56 05.6	18.5	w	w	*
8	20.9	54 46.6	16.7	m	m	*
9	22.2	55 15.4	15.8	w	w	w
10	22.3	54 22.0	18.2	m	m	m
11	22.3	55 26.0	18.0	m	m	m
12	22.8	55 24.3	17.8	w	w	w
13	22.8	54 28.9	17.9	m	m	m
14	22.9	55 47.9	17.7	w	w	w
15	23.8	55 16.3	17.9	m	m	m
16	23.9	54 55.3	15.0	s	s	s
17	23.9	56 00.7	17.6	w	n	w
18	24.1	55 04.6	16.4	w	w	n
19	24.7	55 16.7	17.0	n	m	n
20	26.5	56 05.0	17.5	w	w	w
21	26.7	53 59.4	17.6	w	w	w
22	26.9	54 09.5	16.3	w	w	w
23	27.6	55 40.4	15.9	s	s	s
24	28.1	57 46.7	17.7	*	*	w
25	28.6	54 16.7	14.2	w	w	w
26	29.6	54 25.1	18.5	m	m	m
27	29.7	57 30.6	17.2	w	w	w
28	30.8	57 25.6	18.0	s	m	n
29	30.9	54 25.6	14.6	m	m	m
30	31.2	54 26.5	17.5	w	n	w
31	31.6	54 09.5	18.1	m	m	m
32	31.9	55 16.2	18.0	w	w	w
33	32.8	54 41.9	16.5	s	s	s
34	34.2	57 54.3	14.0	*	*	w
35	34.4	56 00.9	17.5	m	m	m
36	34.5	55 53.7	16.8	m	m	m
37	34.6	56 24.0	16.6	w	w	w
38	35.0	53 43.0	18.0	s	s	*
39	35.3	54 26.3	18.0	m	m	m
40	35.3	55 25.2	16.1	s	s	s
41	35.5	55 16.0	15.9	s	s	n
42	35.7	54 49.8	18.0	m	m	m
43	36.9	53 50.8	17.6	s	s	*
44	37.9	56 03.5	15.7	w	w	w

Таблица 1 (окончание)

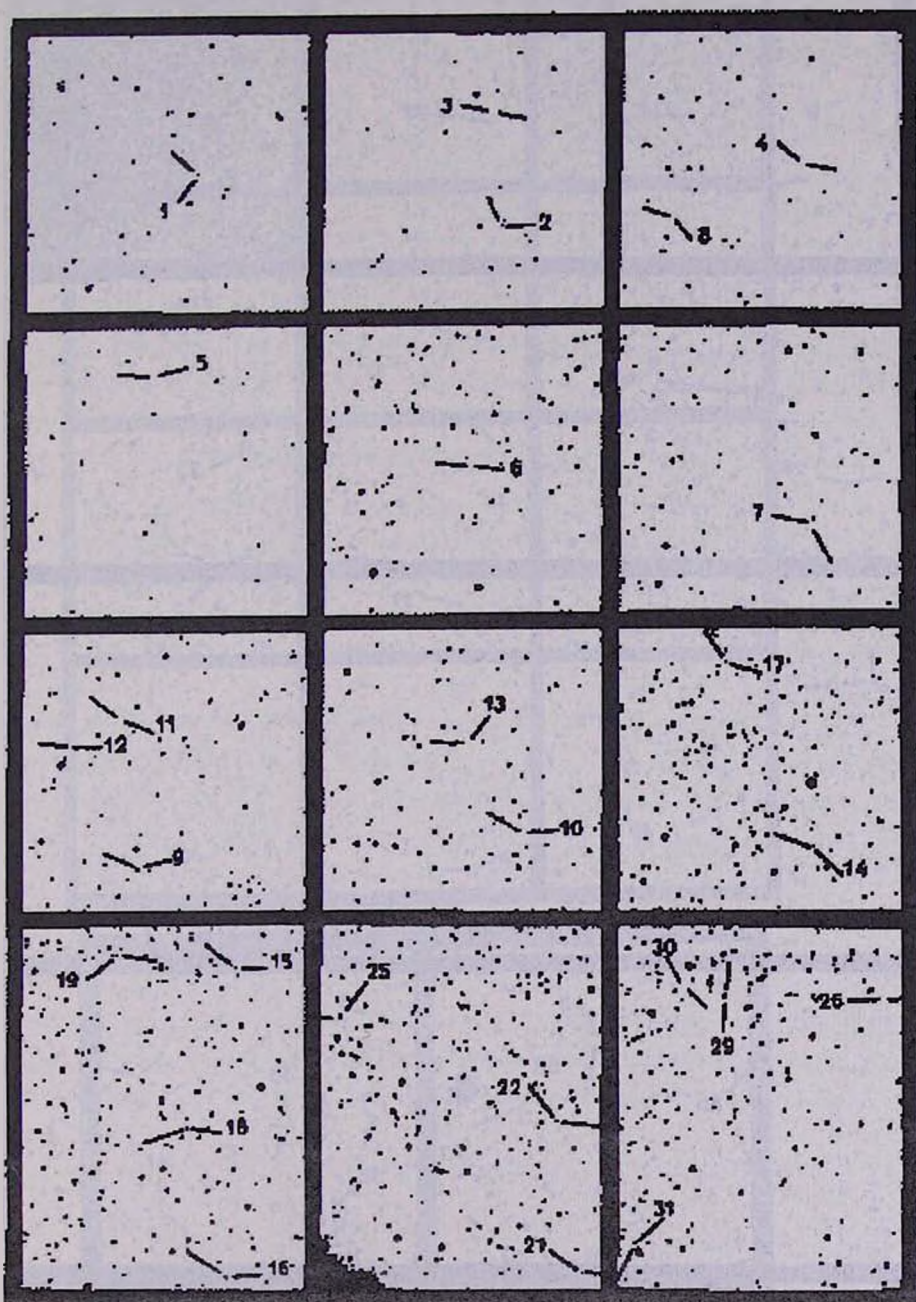
1	2	3	4	5	6	7
45	21°38'0	56°45'8	17°8	s	s	s
46	38°1	53 59.3	17.4	w	w	w
47	38.7	57 27.6	14.0	w	w	w
48	38.9	55 10.8	16.8	w	w	w
49	39.2	55 11.2	18.0	m	m	m
50	39.5	55 15.6	18.0	s	s	m
51	39.6	55 07.6	13.5	w	w	w
52	41.1	56 13.2	17.5	w	w	w
53	41.2	54 02.8	18.5	w	w	w
54	41.2	56 41.5	16.0	m	m	m
55	41.3	54 00.7	13.0	w	w	w
56	41.9	56 27.9	18.0	w	w	w
57	42.3	54 36.3	17.1	w	w	w
58	42.4	54 31.6	15.4	w	w	w
59	42.5	54 59.2	15.5	s	m	m
60	43.2	55 11.7	17.7	w	w	w
61	43.4	56 38.5	12.1	w	w	w
62	44.3	57 14.5	14.5	m	m	m
63	45.8	57 26.2	18.0	w	n	w
64	45.9	57 26.9	13.5	w	w	w
65	46.8	55 07.6	18.2	w	w	w
66	47.1	57 10.0	15.5	w	w	w
67	47.6	55 12.9	18.0	*	*	m
68	48.1	56 33.4	15.7	*	*	s

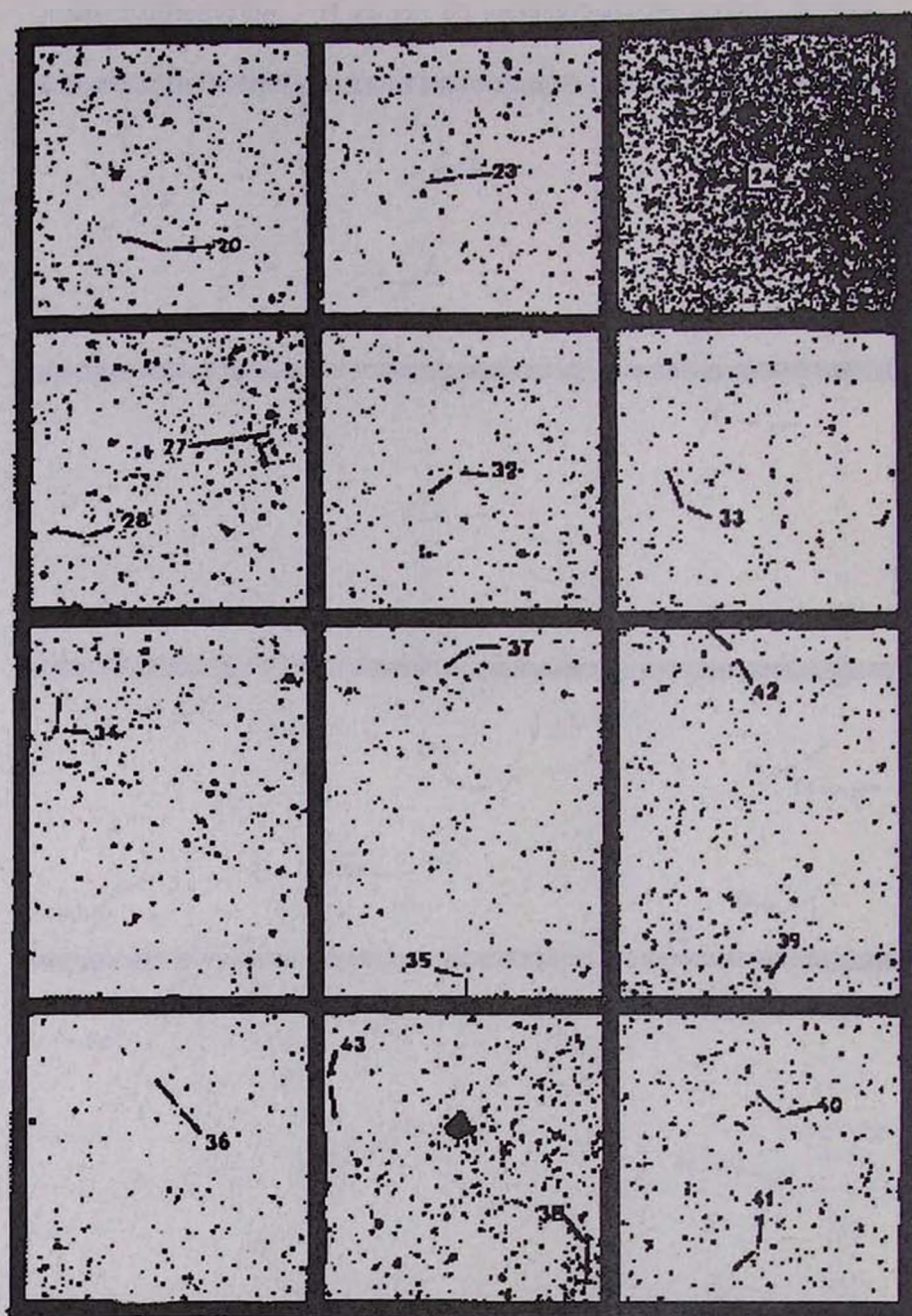
Таблица 2

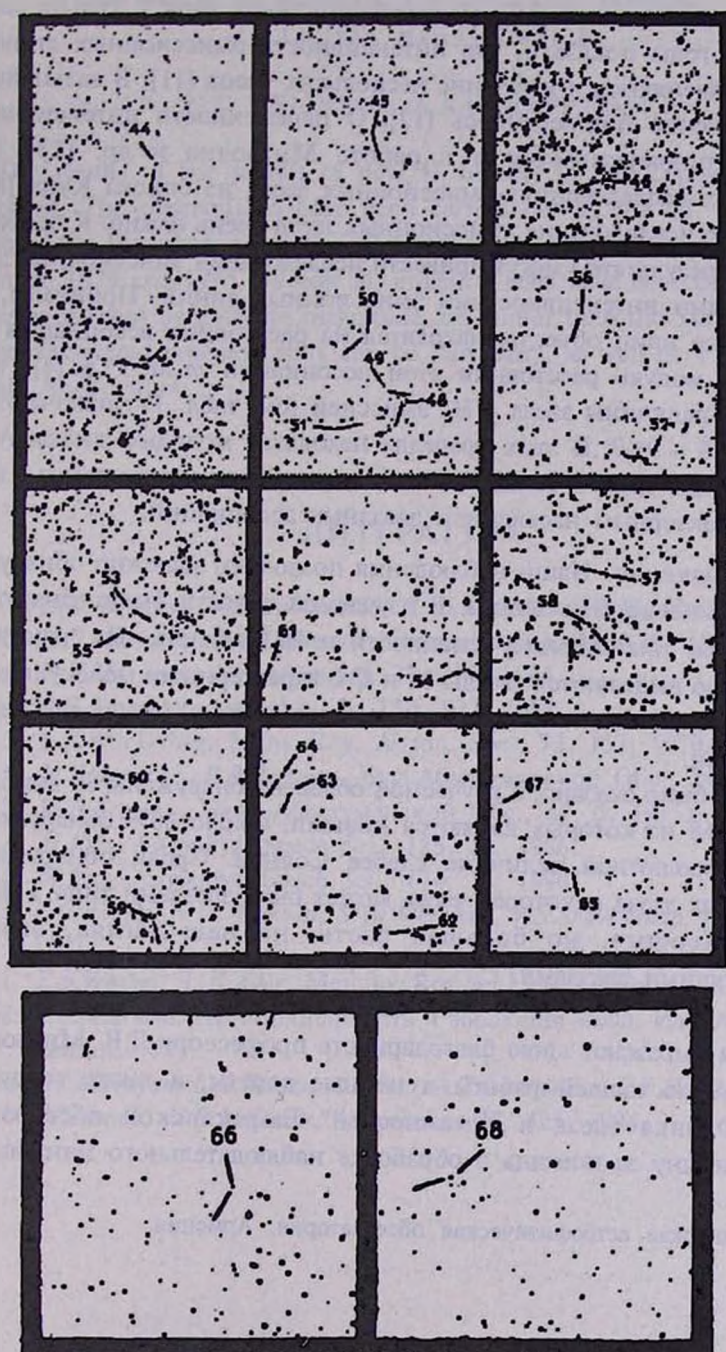
ДАННЫЕ О ПЕРЕМЕННОСТИ ЛИНИИ H_α
У ЗВЕЗД КУН 80 И ДОЛИДЗЕ 73

ЗВЕЗДА	H _α					ЛИТЕРА- ТУРА
	1959	30.07.79	22.08.79	1980	1985	
КУН 80	-	w	m	s	m	[8]
ДОЛИДЗЕ 73	m	m	m	*	n	[6]

Рис. 1. Карты отождествления 68 новых H_{α} -эмиссионных звезд.







течение нескольких дней [10]. Исследования звезд типа Т Тельца еще в пятидесятые годы показали, что интенсивности эмиссионных линий у этих звезд изменяются и в течение нескольких часов [11]. В дальнейшем такое заключение подтвердилось [12]. О переменности интенсивности линии H_α подчеркивается и в работе Мирзояна и др. [13], при спектральных исследованиях эмиссионных звезд из списка Куна [8].

Детальное исследование эмиссионных звезд очень важно. К особенно интересным результатам могут привести исследования эмиссионных звезд с переменными интенсивностями эмиссионных линий. Принимая, что обнаруженные нами объекты находятся на расстоянии ассоциации Сер ВВ2, и что модуль расстояния этой ассоциации $m-M=9^m.6$ [4], тогда абсолютные величины звезд с H_α эмиссией (см. табл. 1) заключаются в пределах $2^m.5 - 9^m.0$. В этих пределах находятся молодые звезды Ae/Be Хербига, звезды типа Т Тельца и, наконец, вспыхивающие звезды, являющиеся характерным населением звездных ассоциаций.

4. Заключение. Наши наблюдения позволяют надежно обнаружить не только эмиссионные звезды. В изучаемой области были обнаружены все известные планетарные туманности и HII области. На пластинках очень хорошо выделяются звезды М и С с характерными молекулярными полосами. Изучение этих объектов является предметом наших дальнейших исследований.

Как уже было сказано, в изучаемой области обнаружены 80 эмиссионных звезд, 68 из которых являются новыми. Около 80% обнаруженных звезд по абсолютной величине слабее Солнца. Среди обнаруженных эмиссионных звезд некоторая часть может быть звездами типа Т Тельца и Ae/Be Хербига, но большая часть, на наш взгляд, является вспыхивающими звездами.

Авторы выражают свою благодарность профессору Л.В. Мирзояну за обсуждение настоящей работы и ценные советы, а также сотруднику отдела "Физика звезд и туманностей" Бюраканской обсерватории А.Ц. Карапетяну за помощь в обработке наблюдательного материала.

Бюраканская астрофизическая обсерватория, Армения

NEW H_α-OBJECTS IN THE DARK
CLOUDS REGIONS. I.

N.D.MELIKIAN, A.A.KARAPETIAN

The results of the search of new H_α objects in the Cepheus region are presented. The observations have been carried out by the 40" Schmidt telescope of the Byurakan Astrophysical Observatory with the help of 4⁰ objective prism, in 1979 and 1985. 68 new H_α emission stars have been discovered. The majority of them by absolute magnitude are fainter than the Sun. A great part of the discovered emission stars can be flare stars, as well as T Tau type and Herbig Ae/Bc stars.

ЛИТЕРАТУРА

1. N.D.Melikian, V.S.Shevchenko, S.Yu.Melnikov, IBVS, № 3073, 1987.
2. Н.Д.Меликян, В.С.Шевченко, Астрофизика, 32, 169, 1990.
3. Н.Д.Меликян, Астрофизика, 37, 219, 1994.
4. S.C.Simonson, Astrophys. J., 154, 923, 1968.
5. L.R.Wackerling, Mem. Roy. Astron. Soc., 73, 153, 1970.
6. М.В.Долідзе, В.В.Вязовов, Бюл.Абастуманской Обс., 24, 3, 1959.
7. М.В.Долідзе, Бюл. Абастуманской Обс., 47, 3, 1975.
8. M.Kun, Astrophys. Space Sci., 125, 13, 1986.
9. M.Kun, Astrophys. Space Sci., 174, 13, 1990.
10. L.G.Balazs, N.D.Melikian, S.Yu.Melnikov, V.S.Shevchenko, IBVS, № 3099, 1987.
11. E.B.Weston, L.H.Aller, Men.Soc.Roy.Sci.Liege, N.Seria, 15, 251, 1954.
12. Л.В.Мирзоян, Нестационарность и эволюция звезд, Изд. АН Армении, Ереван, 1981.
13. L.V.Mirzoyan, L.G.Balazs, A.Fronto, A.T.Garbjanian, V.V.Hambarian, M.Kun, J.Kelemen, N.D.Melikian, Astrofizika, 37, 425, 1994.

УДК: 524.31.082

О ЗАПЯТНЕННОСТИ КРАСНЫХ КАРЛИКОВ: МОДЕЛИ ЗОНАЛЬНОЙ ПЯТНИСТОСТИ 13 ЗВЕЗД ТИПА BY DRA

И.Ю.АЛЕКСЕЕВ, Р.Е.ГЕРШБЕРГ

Поступила 10 декабря 1995

Принята к печати 25 февраля 1996

Модель зональной запятненности звезд, предложенная и развитая нами для представления периодических колебаний блеска карликов типа BY Dra, применяется к выборке звезд с длительными рядами *BVR* наблюдений.

1. *Введение.* Как известно, традиционный алгоритм оценки по фотометрии звезды параметров звездных пятен дает иерархическую модель запятненности: сперва определяются параметры “главного” пятна, затем параметры еще одного-двух-трех менее существенных пятен - см. [1]. В работах [2-4] мы отметили принципиальные недостатки этой иерархической модели, ее противоречия с наблюдениями красных карликовых звезд и предложили альтернативную модель зональной запятненности. В такой модели рассматриваются не отдельные звездные пятна, а общие характеристики запятненной области в целом: совокупность звездных пятен аппроксимируется двумя симметричными относительно экватора полосами с переменной скважностью темных областей внутри этих полос.

В простейшем случае такая модель может быть описана 4 независимыми параметрами: расстоянием полос от экватора ($\pm\phi_0$), шириной этих полос ($\Delta\phi$), величиной минимальной скважности ($f_{\min}$) и отношением яркости пятна к яркости невозмущенной фотосферы (β_p). Используя развитый Дорреном [5] формализм, дающий общий подход к построению кривых блеска запятненных звезд, и предполагая, что скважность полос между двумя экстремальными значениями 1 и $f_{\min}$ меняется линейно с долготой звезды, мы предложили алгоритм определения пересчитанных параметров модели зональной запятненности

звезды по *BVRI* наблюдениям. Этот алгоритм был применен нами к анализу фотометрии в течение 19 лет хорошо изученной запятненной красной карликовой звезды EV Lac и позволил заключить, что рассматриваемая модель зональной запятненности, действительно, может представить этот длительный ряд наблюдений. При этом представлении параметр $\Delta\phi$ варьируется от нескольких градусов до нескольких десятков градусов, $f_{\min}$ от 0.0 до 0.9, а температура пятен оказывается практически постоянной; параметр ϕ_0 во всех случаях оказался не отличим от нуля.

Полученный результат позволяет нам обратиться ко всей совокупности запятненных красных карликовых звезд, для которых к настоящему времени уже собраны необходимые наблюдательные данные.

2. Выборка звезд для моделирования зональной запятненности. В статье [2] мы привели список звезд с фотометрическими свидетельствами запятненности. Этот список основан на Базе данных по активности вспыхивающих звезд типа UV Кита и родственных объектов [6] и содержит 70 звезд; кроме EV Lac, 12 из них наблюдались в полосах *BVRI* и для них существуют достаточно продолжительные ряды наблюдений, позволяющие оценить абсолютный максимум их блеска. Табл. 1 содержит эти объекты и изученную уже нами EV Lac.

В первых трех столбцах табл. 1 приведены порядковые номера объектов, их названия и спектральные классы. В четвертом столбце даны звездные величины наибольшего блеска каждой звезды за время ее фотоэлектрических наблюдений. Как правило, эти оценки были получены после сведения всех имеющихся наблюдений в одну систему. Мы принимаем полученные таким образом величины за абсолютные максимумы блеска звезд, хотя у нас нет доказательств того, что в соответствующую эпоху яркие полусферы звезд, действительно, были полностью свободны от пятен. Это обстоятельство означает, что получаемые оценки запятненности являются, строго говоря, нижними границами этих величин.

В пятом столбце табл. 1 приведены величины наибольших амплитуд периодических колебаний блеска за счет его вращательной модуляции, зарегистрированных за все время наблюдений каждого объекта. В шестом столбце - максимальные амплитуды колебаний среднего блеска от сезона к сезону, обусловленные медленными изменениями общей картины запятненности. В седьмом - эпохи наблюдений. В восьмом - периоды осевого вращения. В девятом

ОСНОВНЫЕ ПАРАМЕТРЫ ПРОГРАММНЫХ ЗВЕЗД

N п/п	Название звезды	Sp	V_{abs} mag	ΔV mag	$\Delta \langle V \rangle$ mag	Эпохи наблюдений	Пер. осе к вращ (сутки)	Двойст- венность	i (градусы)	T_{phot} (Λ)	$\Delta B/\Delta V$	$\Delta R/\Delta V$	$\Delta I/\Delta V$
(1)	(2)	(3)	(4)	(5)	(6)	(7)	(8)	(9)	(10)	(11)	(12)	(13)	(14)
1	VY Ari	dG9e	6.68	0.28	0.24	1974-1994	17.4	SB1	60	4860	1.12 ± 0.01	0.80 ± 0.03	0.69 ± 0.01
2	V 775 Her	dK0e	7.79	0.15	0.38	1980-1994	2.90	SB1	80	4950	1.14 ± 0.01	0.68 ± 0.11	0.56 ± 0.01
3	LQ Hya	dK0-2e	7.77	0.19	0.09	1983-1994	1.60	одиноч.	70	4800	1.27 ± 0.12	0.77 ± 0.12	0.55 ± 0.12
4	V 838 Cen	dK0-1p	8.82	0.10	0.11	1984-1990	1.84	SB2	75	4700	1.11 ± 0.09	0.75 ± 0.06	0.60 ± 0.08
5	MS Ser	dK2e	8.11	0.18	0.08	1980-1995	9.60	SB2		4800	1.08 ± 0.01	0.75 ± 0.06	0.70 ± 0.02
6	OU Gem	dK3e	6.75	0.09	0.09	1980-1993	7.36	SB2	60	4700	1.05 ± 0.03	0.78 ± 0.18	0.75 ± 0.03
7	EQ Vir	dK5(7)e	9.25	0.15	0.09	1971-1995	3.96	одиноч.	90	4250	1.16 ± 0.04	0.82 ± 0.05	0.63 ± 0.03
8	BY Dra	dK6e(M0e)	8.01	0.20	0.38	1965-1989	3.83	SB2	70	4000	1.17 ± 0.03	0.80 ± 0.02	0.57 ± 0.02
9	V1005 Ori	dM0.5e	9.93	0.16	0.09	1974-1994	4.40	одиноч.	90	3580	1.02 ± 0.04	0.81 ± 0.04	0.62 ± 0.02
10	BF CVn	dM1.5e	10.46	0.07	0.16	1976-1994	3.17	VB	65	3500	0.99 ± 0.05	0.92 ± 0.15	0.69 ± 0.03
11	DT Vir	dM1.5e	9.65	0.05	0.08	1971-1995	1.53	одиноч.	35	3550	0.98 ± 0.06	0.84 ± 0.08	0.70 ± 0.01
12	AU Mic	dM2e	8.60	0.32	0.25	1971-1987	4.86	одиноч.	90	3730	1.14 ± 0.09	0.86 ± 0.06	0.66 ± 0.07
13	EV Lac	dM4.5e	10.12	0.14	0.25	1971-1995	4.38	одиноч.	90	3300	1.06 ± 0.05	0.60 ± 0.13	0.42 ± 0.01

столбце указано, является ли звезда одиночной или компонентом двойной системы. В десятом столбце табл. 1 приведены оценки угла i между лучом зрения и осью вращения звезды; они получены из сопоставления спектроскопически определяемой величины $v \sin i$ с периодом осевого вращения и радиусом, определяемым по фотометрическим наблюдениям. В двенадцатом столбце приведены температуры, найденные по распределению энергии в спектре звезд [7] или по температурной калибровке показателей цвета $V-R$ и $V-I$ [8,9]; если во время измерений этих показателей запыленность звезды была не слишком велика, то найденная температура соответствует невозмущенной фотосфере. В трех последних столбцах табл. 1 приведены наблюдаемые отношения амплитуд изменения блеска в полосах BVR при его вращательной модуляции.

10 из перечисленных программных звезд наблюдались в Крыму, и ранее не публиковавшиеся результаты этих наблюдений приведены в табл. 2. Эти данные были учтены при составлении табл. 1.

Таблица 2

НАБЛЮДЕНИЯ ПРОГРАММНЫХ ЗВЕЗД НА АЗТ-11 В Крыму

Звезда	Эпоха	$\langle V \rangle$	ΔV	$U-B$	$B-V$	$V-R$	$V-I$
VY Ari	1994.8	6.927	0.207	0.64	0.94	0.77	1.43
V 775 Her	1994.7	8.29	0.09	0.64	0.91	0.80	1.34
MS Ser	1994.5	8.25	0.18	0.67	1.04	0.74	1.44
	1995.5	8.25	0.15	0.66	1.03	0.72	1.41
LQ Hya	1994.3	7.844	0.056	0.59	0.88	0.78	1.33
EQ Vir	1993.3	9.38	0.09	1.05	1.19	1.04	1.89
	1994.3	9.39	0.04	1.06	1.19	1.05	1.90
	1995.3	9.37	0.01	1.04	1.17	1.04	1.88
V 1005 Ori	1994.8	9.93	0.00	1.16	1.39	1.30	2.38
BF CVn	1993.3	10.59	0.01	1.00	1.47	1.37	
	1994.3	10.58	0.02	0.98	1.47	1.38	
DT Vir	1993.3	9.70	0.07		1.42		
	1994.3	9.68	0.07		1.43		
	1995.3	9.68	0.06		1.43		
EV Lac	1995.7	10.26	0.04	0.98	1.55	1.67	

3. *Расчет моделей зональной запятненности звезд.* Расчет простейшей модели зональной запятненности звезды состоит в определении таких значений 4 указанных выше параметров, при которых наилучшим образом представляются 5 получаемых из наблюдений в рассматриваемую эпоху величин: разность абсолютного максимума блеска звезды и ее максимального блеска в данную эпоху

$V_{abs}^{max} - V_{season}^{max}$ амплитуду периодических колебаний блеска ΔV , обуслов-

ленных вращательной модуляцией блеска запятненной звезды, и отношения амплитуд периодических колебаний блеска $\Delta B/\Delta V$, $\Delta R/\Delta V$ и $\Delta I/\Delta V$.

Согласно [3], для проведения таких расчетов необходимо располагать коэффициентами потемнения к краю диска звезды и отношениями яркости пятен и невозмущенной фотосферы во всех рассматриваемых фотометрических полосах. Как и в [3], мы воспользовались коэффициентами линейного потемнения к краю звезды, рассчитанными для *BVR* полос ван Хамме по моделям Куруча для температур от 3500 до 6000 К и $\lg g = 5$ и любезно присланных нам. Далее, как было показано в [3], если считать, что распределение энергии в спектре пятна подобно распределению энергии в фотосфере более холодной звезды, то для карликовых звезд в диапазоне спектральных классов от G8 до M6 имеют место соотношения

$$\beta_R = \beta_V^{1.17}, \quad \beta_R = \beta_V^{0.70}, \quad \beta_I = \beta_V^{0.40}, \quad (1)$$

которые оставляют в задаче один свободный параметр β_V . Наконец, определение параметров модели зональной запятненности - это решение обратной задачи, которому должен предшествовать расчет большого числа вариантов прямой задачи, то есть, вычисление ожидаемых значений 5 определяемых из наблюдений величин при различных значениях 4 параметров модели. В расчет прямой задачи через температурную зависимость коэффициента потемнения к краю диска звезды входит температура фотосферы. Поскольку в табл. 1 входят объекты с различными температурами, то прямая задача решалась для каждой из них независимо.

Перейдем к рассмотрению результатов расчетов моделей для каждой из программных звезд.

VY Ari - спектрально-двойная система с наблюдаемыми спектральными линиями только одного компонента. Это обстоятельство позволяет предполагать слабый блеск вторичного компонента и отнести наблюдаемые

периодические колебания блеска только за счет запятненности яркого компонента. Температура звезды оценена по температурной калибровке [9] показателей цвета $V-R$ и $V-I$, определенных в [10], период осевого вращения и оценка i взяты из [11]. В табл. 3 представлены результаты расчетов параметров моделей зональной запятненности звезды по данным разных авторов и нашим наблюдениям. В первых четырех столбцах представлены эпохи наблюдений, разности абсолютного максимума блеска звезды и ее максимального блеска в эти эпохи $V_{abs}^{max} - V_{season}^{max}$, обозначенные как ΔV_{max} , амплитуды периодических колебаний блеска ΔV и ссылки на источники этих данных. Столбцы 5 - 10 содержат рассчитанные нами параметры моделей ϕ_0 , $\Delta\phi$, f_{min} и β_V и максимальные и минимальные площади запятненных областей S_{max} и S_{min} , соответствующие минимальному и максимальному блеску звезды и выраженные в процентах полной поверхности звезды. Как следует из табл. 3, в рассчитанных моделях запятненности VY Aг1 параметр ϕ_0 заключен в пределах от 8 до 20°, ширина поясов запятненности - от 11 до 24°, параметр f_{min} меняется в широких пределах от 0.0 до 0.9, и все это обеспечивает сезонные

Таблица 3

МОДЕЛИ ЗАПЯТНЕННОСТИ VY ARI

Эпоха	ΔV_{max}	ΔV	Источник	ϕ_0	$\Delta\phi$	f_{min}	β_V	S_{max}	S_{min}
1974.1	0.230	0.072	[12]	11	17	0.69	0.13	12.8	10.7
1974.7	0.225	0.017	[12]	15	14	0.91	0.14	11.0	10.5
1984.8	0.070	0.100	[10]	20	12	0.24	0.15	7.6	4.0
1986.8	0.000	0.137	[13]	21	11	0.00	0.14	6.4	2.1
1987.9	0.191	0.024	[11]	16	13	0.85	0.14	10.1	9.3
1988.1	0.110	0.281	[11]	11	24	0.11	0.11	14.9	6.4
1989.0	0.093	0.276	[11]	11	23	0.08	0.11	14.2	5.7
1990.0	0.186	0.106	[11]	13	17	0.53	0.13	12.1	8.9
1991.0	0.248	0.134	[11]	8	21	0.56	0.12	15.4	11.6
1992.7	0.211	0.138	[14]	11	20	0.50	0.13	14.2	10.1
1993.7	0.241	0.136	[14]	8	21	0.55	0.12	15.3	11.4
1994.8	0.144	0.207	наст. иссл.	11	21	0.27	0.12	13.9	7.7

вариации блеска звезды до $0^m.25$ и изменения амплитуды вращательной модуляции от $0^m.02$ до $0^m.28$. Как и в [3], рассчитанные модели воспроизводят $\Delta V_{\max}$ и ΔV с точностью до $0^m.01$ и отношения амплитуд ΔB , ΔV , ΔR и ΔI - с точностью до 0.04. Если распределения энергии в спектрах спокойной фотосферы и пятна аппроксимировать функцией Планка, то, согласно [3], температура пятна определяется соотношением

$$T_{\text{spot}} = (1.4388 / \lambda) / \ln\{1 + [\exp(1.4388 / \lambda T_{\text{phot}}) - 1] / \beta_{\lambda}\}. \quad (2)$$

Для $T_{\text{phot}} = 4860\text{K}$ и β_{ν} в интервале от 0.11 до 0.15 получаем, что пятна VY Aгi холоднее ее фотосферы, соответственно, на 1410K и 1260K. Максимальная степень запятненности звезды достигает 27%.

Уместно сопоставить наши результаты с предыдущими исследованиями VY Aгi.

Итон и По [10], используя развитый ими ранее формализм [15], представили полученные кривые блеска в *BVRI* полосах с помощью полярного пятна и двух пятен, расположенных на широте 40° . По их оценке, температура пятен на 800K ниже температуры фотосферы и общая площадь пятен близка к 6% полной поверхности звезды, что вдвое меньше нашей оценки. Заметим, что Итон и По и позднее Бопп и др. [13] рассматривали VY Aгi как переменную типа RS CVn.

Штрассмайер и Бопп [11] детально проанализировали свои наблюдения VY Aгi во время двух сезонов и получили схемы запятненности в каждом из 22 охваченном наблюдениями периодов обращения звезды вокруг оси. Оценив по вариациям показателей цветов $\Delta(V-R)$ и $\Delta(V-I)$ температуру пятен на 1200K ниже температуры фотосферы, они представили кривые блеска звезды с помощью полярного пятна и 2-4 пятен на средних широтах. Общая площадь этих пятен составляет от 10% до 15% полчой поверхности звезды. Как показывает табл. 3, наши оценки и в эти сезоны дают в полтора-два раза большую площадь запятненной поверхности звезды. (По-видимому, это расхождение обусловлено арифметической ошибкой, вкравшейся в [11]: Штрассмайер и Бопп пишут, что квадратное пятно со стороной в $60''$ покрывает около 4% поверхности звезды, тогда как в действительности оно превышает 8%; если учесть это обстоятельство, то суммарные площади пятен в наших моделях и в моделях [11] оказываются довольно близки).

Наконец, в эпоху 1986.8 Бопп и др. [13] проводили измерение магнитного поля VY Aгi и нашли, что замагниченная область занимает 66%

поверхности при напряженности поля 2 кГс. По нашим расчетам, площадь запятненных областей в эту эпоху достигала 9%.

V 775 Her также является звездой SB1, у которой можно пренебречь блеском вторичного компонента. Комбинируя значения периода 2^d.9 [16], радиуса 0.85R_o [17] и $v \sin i = 15 \text{ км/с}$ [18], оцениваем угол $i = 80^\circ$. Температура фотосферы оценена по калибровке [9] показателей цвета, определенных в [18].

Вычисленные параметры моделей зональной запятненности звезды представлены в табл. 4.

Из табл. 4 следует, что наблюдаемые сезонные вариации блеска V 775 Her, которые достигают почти 0^m.5, и его вращательная модуляция от 0^m.06 до 0^m.15 могут быть представлены в рамках зональной модели запятненности при значениях параметра ϕ_0 от 0 до 16°, величинах $\Delta\phi$ от 12 до 29° и значениях $f_{\min}$ от 0.0 до 0.8. Для $T_{\text{phot}} = 4950 \text{ K}$ величины β_v от 0.27 до 0.33 соответствуют температуре пятен ниже температуры фотосферы на 980 и 860 K. Максимальная запятненность звезды достигает 42%.

LQ Hya является одиночной звездой. Для оценки угла i мы воспользовались параметрами, приведенными в [24]: $v \sin i = 25 \pm 2 \text{ км/с}$,

Таблица 4

МОДЕЛИ ЗАПЯТНЕННОСТИ V 775 Her

Эпоха	$\Delta V_{\max}$	ΔV	Источник	ϕ_0	$\Delta\phi$	$f_{\min}$	β_v	$S_{\max}$	$S_{\min}$
1980.4	0.24	0.12	[16]	5	20	0.59	0.32	15.0	11.6
1980.8	0.27	0.06	[16]	7	19	0.77	0.33	14.9	13.1
1980.9	0.26	0.09	[19]	6	20	0.67	0.32	15.3	12.6
1981.4	0.25	0.13	[20]	2	20	0.58	0.31	15.2	11.6
1984.7	0.00	0.14	[21]	16	12	0.00	0.39	7.3	2.4
1988.3	0.30	0.14	[20]	8	25	0.62	0.31	18.3	14.5
1988.4	0.27	0.14	[20]	0	21	0.58	0.30	16.0	12.3
1988.7	0.31	0.09	[20,22]	9	23	0.72	0.32	17.4	14.8
1989.4	0.31	0.15	[20]	8	26	0.60	0.31	18.9	14.7
1991.7	0.40	0.11	[14,23]	1	29	0.75	0.27	22.6	19.6
1994.7	0.46	0.09	наст.иссл.	8	29	0.8	0.28	22.0	19.8

$R_0=0.79R_\odot$, $P=1^d.601136$. Для оценки температуры звезды использованы показатели цвета, измеренные нами и взятые из [25, 26], и их температурная калибровка [9]. Вычисленные параметры моделей запятненности LQ Нуа представлены в табл. 5.

Табл. 5 показывает, что в рамках рассматриваемой модели сезонные изменения блеска до $0^m.1$ и его вращательная модуляция с амплитудами от $0^m.05$ до $0^m.19$ могут быть представлены при $\phi_0=0$, значениях $\Delta\phi$ от 9 до 20° и $f_{\min}$ от 0.0 до 0.5. Иными словами, вращательная модуляция блеска этой звезды может быть обусловлена единой экваториальной полосой шириной в $2\Delta\phi$. Для $T_{\text{phot}}=4800\text{K}$ величины β_r от 0.42 до 0.50 соответствуют пятнам на 660-540K холоднее фотосферы. Максимальная запятненность фотосферы звезды достигает 20%.

Таблица 5

МОДЕЛИ ЗАПЯТНЕННОСТИ LQ Нуа

Эпоха	$\Delta V_{\max}$	ΔV	Источник	ϕ_0	$\Delta\phi$	$f_{\min}$	β_r	$S_{\max}$	$S_{\min}$
1983.00	0.014	0.075	[27]	0	9	0.00	0.49	5.9	2.0
1984.05	0.020	0.076	[28]	0	9	0.03	0.49	5.9	2.1
1984.07	0.000	0.119	[27]	0	11	0.00	0.46	7.2	2.4
1984.95	0.020	0.088	[29]	0	10	0.01	0.48	6.5	2.2
1985.10	0.034	0.055	[29]	0	9	0.22	0.50	6.3	3.2
1985.23	0.022	0.072	[29]	0	9	0.06	0.49	6.0	2.3
1987.12	0.078	0.120	[24]	0	17	0.25	0.45	11.9	6.4
1987.27	0.053	0.189	[24]	0	20	0.05	0.42	13.0	4.9
1987.95	0.083	0.066	[25]	0	13	0.43	0.48	9.6	6.4
1989.20	0.110	0.080	[26]	0	16	0.46	0.46	11.9	8.2
1990.03	0.065	0.075	[24]	0	13	0.32	0.48	9.3	5.5
1990.16	0.056	0.047	[24]	0	10	0.41	0.50	7.4	4.8
1990.29	0.042	0.063	[24]	0	10	0.24	0.50	7.0	3.7
1990.96	0.012	0.114	[24]	0	12	0.00	0.46	7.8	2.6
1991.36	0.014	0.154	[24]	0	15	0.00	0.44	9.7	3.2
1991.83	0.056	0.085	[24]	0	13	0.24	0.48	9.1	4.8
1992.30	0.027	0.113	[24]	0	13	0.01	0.46	8.5	2.9
1994.30	0.043	0.056	наст.иссл.	0	9	0.28	0.50	6.4	3.6

V 838 Cen является спектрально - двойной системой, состоящей из компонентов одинаковой светимости: dK1e + dK1e [26]. В этом случае в исходное соотношение Доррена [5]

$$\Delta m_{\lambda} = -2.5 \lg [1 - (A_{\lambda} I + B_{\lambda} J) / \pi(1 - \kappa_{\lambda}^{ph} / 3)], \quad (3)$$

(где $A_{\lambda} = 1 - \kappa_{\lambda}^{ph} - \beta_{\lambda}(1 - \kappa_{\lambda}^{sp})$, $B_{\lambda} = \kappa_{\lambda}^{ph} - \beta_{\lambda}\kappa_{\lambda}^{sp}$,

$$I = \int f(\psi)(\cos i \sin \phi + \sin i \cos \phi \cos \psi) \cos \phi \, d\phi \, d\psi,$$

$$J = \int f(\psi)(\cos i \sin \phi + \sin i \cos \phi \cos \psi)^2 \cos \phi \, d\phi \, d\psi,$$

κ_{λ}^{ph} и κ_{λ}^{sp} - коэффициенты потемнения к краю диска невозмущенной фотосферы и пятна соответственно, β_{λ} - отношение поверхностных яркостей пятна и невозмущенной фотосферы, i - угол наклона оси вращения звезды к лучу зрения), которое используется для расчета прямой задачи, во второе слагаемое под знаком логарифма необходимо ввести поправочный множитель $[1 + L_2(\lambda) / L_1(\lambda)]^{-1}$, учитывающий замывание вторичным компонентом вращательной модуляции блеска первичного запятненного компонента; L_i - светимости компонентов системы в соответствующих фотометрических полосах, и для одинаковых компонентов $L_2 / L_1 = 1$. В работе [30] было найдено значение $\sin i = 23 \text{ км/с}$, исходя из которого мы оцениваем $i = 75^\circ$. Используемые для определения температуры показатели цвета были определены в [26,31,32,34]. Результаты расчетов параметров зональных моделей приведены в табл. 6.

Для описания переменности V 838 Cen достаточна модель зональной запятненности, в которой параметр ϕ_0 изменяется от 2 до 12°. Ширина

Таблица 6

МОДЕЛИ ЗАПЯТНЕННОСТИ V 838 Cen

Эпоха	$\Delta V_{\max}$	ΔV	Источник	ϕ_0	$\Delta \phi$	$f_{\min}$	β_{γ}	$S_{\max}$	$S_{\min}$
1984.4	0.11	0.08	[31,32]	3	21	0.46	0.23	15.3	10.5
1985.5	0.13	0.05	[33]	2	19	0.64	0.23	14.7	11.8
1987.2	0.08	0.08	[34]	6	19	0.37	0.24	13.4	8.3
1989.1	0.13	0.04	[26]	4	18	0.69	0.23	14.1	11.7
1990	0.00	0.10	[30]	12	14	0.00	0.23	8.6	2.9

запятненных областей составляет $14 - 21^\circ$, параметр f_{min} изменяется от 0.0 до 0.7, и это дает площадь запятненных областей, достигающую до 27%. Запятненные области холоднее спокойной фотосферы на 1000 K.

MS Ser – также спектрально-двойная звезда, состоящая из компонентов классов K2 и K6 [35]. Отношения их светимостей мы определили из характерных значений M_V и показателей цвета, приведенных в [9]. Измерения $\sin i$ для данной звезды нам не известны, и мы будем предполагать, что $i=90^\circ$. Для оценки ожидаемого влияния на полученные результаты этого довольно произвольного допущения, мы провели аналогичные расчеты для $i=70^\circ$, 50° и 30° и не рассматривали меньшие углы, поскольку при $i=0^\circ$ вращательная модуляция блеска запятненной звезды полностью исчезает, и сам факт наблюдения эффекта пятен означает, что угол i не слишком мал. Вычисления показали, что с уменьшением i до 30° оценки $\Delta\phi$ систематически возрастают в несколько раз; оценки f_{min} проходят через небольшой максимум около $i=70^\circ$ и затем несколько уменьшаются; оценки β_V возрастают на величины, соответствующие возрастанию чернотельных температур примерно на 100 K. Таким образом, предположение $i=90^\circ$ дает оценку наименьшего значения $\Delta\phi$, которое может заметно отличаться от соответствующего реальной величине i рассматриваемой звезды, несколько заниженное значение β_V и практически не влияет на величину параметра скважности. Температура **MS Ser** была оценена по определенным нами показателям цвета с помощью калибровки [9]. Вычисленные параметры моделей зональной запятненности **MS Ser** приведены в табл. 7.

Как следует из табл. 7, для описания переменности **MS Ser** достаточна модель, в которой $\phi_0=0$. При этом полная ширина экваториальной полосы

Таблица 7

МОДЕЛИ ЗАПЯТНЕННОСТИ MS Ser

Эпоха	ΔV_{max}	ΔV	Источник	ϕ_0	$\Delta\phi$	f_{min}	β_V	S_{max}	S_{min}
1980.5	0.00	0.13	[16]	0	6.0	0.00	0.08	4.6	1.5
1991.5	0.01	0.15	[23]	0	7.2	0.00	0.08	5.5	1.8
1994.5	0.06	0.18	наст. ис-	0	10.0	0.08	0.07	8.0	3.2
1995.5	0.08	0.15	следование	0	9.5	0.19	0.08	7.8	3.8

запятненности $2\Delta\phi$ у MS Ser изменяется от 12 до 20°, параметр $f_{\min}$ от 0.0 до 0.2, и это дает площадь запятненных областей не больше 12%. Запятненные области довольно холодные - их контраст составляет 0.08, что соответствует разности температур фотосферы и пятен 1500K.

OU Gem - двойная система, состоящая из звезд K3 и K5 [36]. Отношения светимостей компонент определялись аналогично MS Ser, для определения температуры использовались показатели цвета, определенные в [25]. Параметр $v\sin i = 5.6$ км/с, необходимый для оценки угла наклона оси вращения, был определен в [37].

У OU Gem обычно наблюдалась вращательная модуляция малой амплитуды: 0^m.02-0^m.05. В данном случае полная ширина запятненной области $2\Delta\phi$ небольшая - от 4 до 14°. Отмеченная Родоно и Кутиспото [20] быстрая переменность формы кривой блеска выражается в нашей модели прежде всего в переменности параметра $f_{\min}$ в пределах от 0.0 до 0.7. Контрастность пятен у OU Gem составляет $\beta_p = 0.07$, что соответствует разности температур фотосферы и пятен 1500K. Площадь запятненных областей сравнительно невелика и достигает 12% площади поверхности. В сезон 1982-83 года Саар и Линский [37] измерили магнитное поле OU Gem. Согласно их наблюдениям, замагниченная область занимает 50% поверхности звезды при напряженности поля 2.4 кГс.

EQ Vir - одиночная звезда. Ее температура была определена Петтерсеном [7]. Для оценки угла i мы воспользовались $v\sin i = 10.8$ км/с из [37]

Таблица 8

МОДЕЛИ ЗАПЯТНЕННОСТИ OU Gem

Эпоха	$\Delta V_{\max}$	ΔV	Источник	ϕ_0	$\Delta\phi$	$f_{\min}$	β_p	$S_{\max}$	$S_{\min}$
1980.4	0.013	0.016	[38]	0	1.6	0.28	0.07	1.6	0.9
1980.7	0.000	0.046	[38]	0	2.7	0.00	0.06	2.6	0.9
1987.9	0.065	0.026	[25]	0	4.6	0.62	0.07	5.3	4.2
1988.3	0.046	0.042	[20]	0	4.6	0.38	0.07	4.9	3.1
1988.9	0.070	0.026	[20]	0	4.8	0.63	0.07	5.5	4.4
1989.1	0.001	0.090	[20]	0	5.2	0.00	0.06	5.0	1.7
1989.8	0.050	0.075	[20]	0	6.6	0.24	0.06	6.8	3.6
1989.9	0.075	0.050	[20]	0	6.3	0.48	0.07	7.0	4.9
1993.3	0.070	0.022	[14]	0	4.6	0.67	0.07	5.3	4.4

и радиусом $R_c = 0.74R_0$ из [7]. Вычисленные параметры моделей запятненности EQ Vir приведена в табл. 9.

У EQ Vir полная ширина экваториальной полосы запятненности $2\Delta\phi$ меняется от 8 до 20° , параметр скважности $f_{\min}$ изменяется в широких пределах от 0.1 до 0.9, и это дает площадь запятненных областей до 14%. Параметр контрастности β_v составляет в среднем 0.10, что соответствует разности температур 1160K. Для этой звезды также проводились магнитометрические наблюдения [37], согласно которым поле напряженностью 2.5 кГс занимает 80% поверхности звезды.

Таблица 9

МОДЕЛИ ЗАПЯТНЕННОСТИ EQ Vir

Эпоха	$\Delta V_{\max}$	ΔV	Источник	ϕ_0	$\Delta\phi$	$f_{\min}$	β_v	$S_{\max}$	$S_{\min}$
1971	0.04	0.11	[39,40]	0	7.0	0.09	0.10	4.7	1.9
1972	0.05	0.11	[39]	0	7.4	0.14	0.10	5.1	2.3
1973	0.02	0.06	[39]	0	3.9	0.07	0.11	2.6	1.0
1976.2	0.07	0.08	[41]	0	6.8	0.32	0.10	4.9	2.9
1977.3	0.07	0.15	[42]	0	9.9	0.16	0.09	6.8	3.2
1978.4	0.15	0.10	[43]	0	10.5	0.49	0.09	8.0	5.6
1993.3	0.09	0.09	наст.	0	8.0	0.36	0.10	5.8	3.6
1994.3	0.12	0.04	иссле-	0	6.8	0.67	0.10	5.4	4.4
1995.3	0.12	0.01	дование	0	5.4	0.89	0.11	4.6	4.3

BY Dra - наиболее изученная пятнистая звезда, наблюдаемая различными авторами с 1965 года. Ее сводная кривая блеска была построена Родоно и Кутиспото [20]. Угол наклона оси вращения, следуя [15, 44], будем считать равным 70° . Температуру фотосферы обычно принимают равной 4000K. Определенный по кривой блеска абсолютный максимум хорошо согласуется с результатами фотографических измерений [45]. BY Dra - спектрально - двойная звезда, и отношения светимостей компонентов были взяты нами из [46]. Они удовлетворительно согласуются с данными [15]. Вычисленные параметры запятненности звезды приведены в табл. 10.

МОДЕЛИ ЗАПЯТНЕННОСТИ ВU Dra

Эпоха	ΔV_{max}	ΔV	ϕ_0	$\Delta\phi$	f_{min}	β_r	S_{max}	S_{min}
1965.8	0.23	0.24	0	27.1	0.38	0.04	19.2	12.2
1966.7	0.39	0.08	0	24.7	0.79	0.04	19.8	17.6
1967.4	0.33	0.06	0	20.9	0.81	0.04	17.0	15.3
1968.8	0.14	0.08	0	13.2	0.53	0.05	10.1	7.4
1970.5	0.03	0.04	0	4.7	0.26	0.06	3.3	1.8
1971.9	0.10	0.06	0	9.9	0.51	0.06	7.5	5.4
1973.0	0.06	0.04	0	6.4	0.47	0.06	4.8	3.3
1973.7	0.04	0.04	0	5.3	0.35	0.06	3.9	2.4
1974.7	0.06	0.08	0	9.1	0.27	0.06	6.5	3.6
1975.8	0.06	0.07	0	8.4	0.31	0.06	6.0	3.5
1976.3	0.09	0.08	0	10.7	0.39	0.05	7.9	5.0
1977.7	0.15	0.08	0	13.7	0.55	0.05	10.5	7.8
1979.4	0.13	0.12	0	15.2	0.39	0.05	11.1	7.1
1981.5	0.17	0.09	0	15.3	0.56	0.05	11.7	8.8
1983.6	0.08	0.12	0	12.7	0.24	0.05	8.9	4.7
1985.6	0.14	0.06	0	11.9	0.61	0.05	9.3	7.3
1986.6	0.17	0.06	0	13.4	0.66	0.05	10.6	8.6
1988.4	0.18	0.14	0	18.8	0.45	0.04	13.9	9.5
1989.4	0.18	0.10	0	16.4	0.54	0.05	12.5	9.2

Вариации величин $2\Delta\phi$ в пределах от 10 до 54°, f_{min} от 0.2 до 0.8 и β_r от 0.04 до 0.06 воспроизводят весьма разнообразное фотометрическое поведение звезды, включая глубокий минимум 1966-67 годов, когда блеск звезды ослабевал на 0^m.4, и амплитуды вращательной модуляции блеска звезды от 0^m.04 до 0^m.24. Запятненные области чаще всего занимают 10-20% поверхности звезды, а при глубоком минимуме - до 38%. Температура запятненных областей на 1250K ниже температуры фотосферы.

Запятненность ВU Dra неоднократно моделировалась в рамках различных теоретических подходов. Торрес и Мелло [47] моделировали запятненность звезды в эпоху 1965 года, принимая излучение пятна и звезды чернотельным; согласно их расчетам, запятненная область занимала

7% поверхности и была холоднее фотосферы на 500 К. Чугайнов [48] моделировал запятненность в 1965-74 годы без учета потемнения к краю по наблюдениям в полосах V и B . Он также получил довольно теплые пятна, отличающиеся от фотосферы на 400 К, полученные им площади запятненных областей несколько больше наших результатов. Осканян и др. [49] моделировали запятненность до эпохи 1975 года с помощью абсолютно холодных пятен; определенные ими площади пятен неплохо согласуются с нашими результатами. Дэвидсон и Нефф [44], считая излучения пятна чернотельным, определяли температуру пятен из отношений амплитуд переменности $\Delta B/\Delta V$, $\Delta R/\Delta V$ и $\Delta I/\Delta V$, которые также используются нами. Согласно их расчетам, пятно холоднее фотосферы всего на 200К. Фогт [50], не учитывая потемнение к краю диска звезды, оценил разность температур в 500К. Для сезона 1981 года Родоно и др. [51] построили иерархическую модель из двух пятен, одно из них оказалось околполярным; по их расчетам пятна холоднее фотосферы на 600К и занимают 15% поверхности. По и Итон [15] также получили теплые пятна ($\Delta T > 200\text{К}$), которые в 1.5-2 раза меньше, чем в наших расчетах. Недавно запятненность BY Dra была рассмотрена Ола и Ковари [52]. Они принимали, что пятна покрывают оба компонента системы, и нашли, что разность температур между пятнами и фотосферой 200-500К, площадь пятен составляла 5% в 1992 году и до 40% в 1965 году. Таким образом, наши результаты удовлетворительно совпадают с данными других авторов по площади пятен, сильно отличаясь от них по температуре. BY Dra также наблюдалась для измерения магнитного поля [53]. Согласно измерениям, поле напряженностью 2.8 кГс занимает 60% поверхности звезды.

V 1005 Opi - одиночная звезда. Ее температура была определена Петтерсеном [7]. По величине $v \sin i = 8.7 \text{ км/с}$ [54], известного периода и радиуса $R_* = 0.51 R_\odot$ [7], оцениваем $i = 90^\circ$. Результаты вычислений параметров моделей приведены в табл. 11.

Полная ширина экваториальной зоны запятненности $2\Delta\phi$ у V 1005 Opi изменяется от 10 до 16°, параметр $f_{\min}$ - от 0.0 до 0.5, что дает площади запятненных областей, доходящие до 11% поверхности звезды. Контраст запятненной области составляет 0.07, что соответствует разности температур фотосферы и пятен 930 К.

BF CVn входит в состав широкой визуальной двойной системы, спутник находится на расстоянии 17" и при наблюдениях отсекался диафрагмой.

Таблица 11

МОДЕЛИ ЗАПЯТНЕННОСТИ V 1005 Ori

Эпоха	$\Delta V_{\max}$	ΔV	Источник	ϕ_0	$\Delta\phi$	$f_{\min}$	β_V	$S_{\max}$	$S_{\min}$
1974.7	0.060	0.056	[55]	0	5.0	0.37	0.08	3.6	2.3
1975.9	0.090	0.060	[41,55]	0	6.3	0.48	0.07	4.8	3.3
1976.3	0.090	0.056	[55]	0	6.1	0.50	0.07	4.6	3.3
1981.0	0.076	0.128	[56]	0	8.7	0.21	0.07	6.1	3.1
1981.8	0.130	0.078	[56]	0	8.3	0.51	0.07	6.3	4.6
1983.9	0.140	0.078	[57]	0	8.6	0.53	0.07	6.6	4.8
1992.9	0,05	0.11	[14]	0	7.1	0.14	0.07	4.8	2.2
1993.8	0.03	0.11	[14]	0	6.4	0.02	0.08	4.2	1.5
1994.8	0.00	0.00	наст.иссл.					0.0	0.0

Температура звезды взята нами из [58]. Для этой звезды $v \sin i = 8$ км/с [59], $R_* = 0.52 R_\odot$, и мы оцениваем $i = 65^\circ$.

Величина $2\Delta\phi$ у BF CVn составляет от 10 до 18° , параметр скважности меняется от 0.0 до 0.9, и площадь запятненных областей доходит до 15%. Контраст запятненной области 0.03 соответствует разности температур 1100 К. Спизман и Хаули [58] проводили моделирование запятненности звезды по наблюдениям в полосах V и R, и, согласно их расчетам, запятненная область занимает 9% поверхности при разности температур фотосферы и пятен 500 К.

Таблица 12

МОДЕЛИ ЗАПЯТНЕННОСТИ BF CVn

Эпоха	$\Delta V_{\max}$	ΔV	Источник	ϕ_0	$\Delta\phi$	$f_{\min}$	β_V	$S_{\max}$	$S_{\min}$
1976.2	0.20	0.01	[41]	0	8.8	0.93	0.03	7.5	7.2
1978.4	0.00	0.10	[43]	0	5.4	0.00	0.03	3.5	1.2
1979.4	0.07	0.06	[60]	0	6.2	0.39	0.03	4.6	2.9
1981.4	0.08	0.07	[58]	0	7.0	0.39	0.03	5.2	3.3
1993.3	0.12	0.01	наст.иссле-	0	5.7	0.89	0.03	4.8	4.6
1994.3	0.12	0.02	дование	0	6.2	0.80	0.03	5.1	4.6

DT Vir - малоизученная одиночная звезда. Ее температура определена Петтерсеном [7], данные о скорости вращения $v \sin i = 10$ км/с мы взяли из [59], $R_* = 0.52 R_\odot$. Тогда $i = 35^\circ$. Вычисленные параметры моделей зональной запятненности звезды приведены в табл. 13.

Полная ширина экваториальной зоны запятненности $2\Delta\phi$ у DT Vir составляет от 13 до 25° , параметр скважности меняется от 0.0 до 0.8, и площадь запятненных областей доходит до 23%. Контраст запятненной области 0.06 соответствует разности температур фотосферы и пятен 1000 К.

Таблица 13

МОДЕЛИ ЗАПЯТНЕННОСТИ DT Vir

Эпоха	$\Delta V_{\max}$	ΔV	Источник	ϕ_0	$\Delta\phi$	$f_{\min}$	β_γ	$S_{\max}$	$S_{\min}$
1971	0.16	0.02	[39]	0	14.7	0.84	0.06	12.2	11.2
1976.2	0.09	0.05	[41]	0	12.5	0.51	0.06	9.5	6.8
1978.4	0.08	0.03	[43]	0	9.8	0.62	0.06	7.7	6.1
1993.3	0.01	0.08	наст.	0	9.3	0.00	0.06	6.1	2.0
1994.3	0.00	0.07	иссле-	0	7.6	0.00	0.06	5.0	1.6
1995.3	0.00	0.06	дование	0	6.6	0.00	0.06	4.3	1.4

AU Mic - хорошо изученная одиночная звезда, наблюдаемая с 1971 г. Ее температура была определена Петтерсеном [7]. По величине $v \sin i = 8.2$ км/с [54], известным периоду и радиусу $R_* = 0.40 R_\odot$ [7], мы оценили $i \sim 90^\circ$. Абсолютный максимум блеска AU Mic, определенный по данным электрофотометрии, подтверждается фотографическими результатами [45]. Результаты вычислений параметров моделей приведены в табл. 14.

Полная ширина экваториального пояса запятненности $2\Delta\phi$ у AU Mic варьируется в пределах от 18 до 30° , а параметр скважности $f_{\min}$ - от 0.0 до 0.7. Максимальная площадь запятненных областей составляет 17% и имела место в сезон 1981 г. Параметр контраста β_γ в среднем равен 0.07, что соответствует разности температур в 1000 К. Торрес и Мелло [47] моделировали запятненность звезды в сезон 1971 г., используя наблюдения в полосах *B* и *V*. Согласно их расчетам, пятно занимало 10% поверхности звезды и было холоднее фотосферы на 400 К. Родоно и др.

Таблица 14

МОДЕЛИ ЗАПЯТНЕННОСТИ AU Mic

Эпоха	ΔV_{max}	ΔV	Источник	ϕ_0	$\Delta\phi$	f_{min}	β_r	S_{max}	S_{min}
1971	0.00	0.32	[61]	0	15.0	0.00	0.06	9.7	3.2
1974	0.00	0.30	[62]	0	14.1	0.00	0.06	9.1	3.0
1975.9	0.10	0.15	[63]	0	11.4	0.25	0.07	8.0	4.3
1979	0.15	0.10	[51]	0	10.9	0.49	0.07	8.2	5.8
1980	0.15	0.18	[51]	0	13.9	0.32	0.07	10.0	5.9
1981.9	0.14	0.23	[51,64]	0	15.6	0.24	0.06	10.9	5.8
1983.9	0.10	0.09	[65]	0	9.1	0.39	0.08	6.7	4.3
1985.9	0.15	0.11	[32]	0	11.4	0.46	0.07	8.5	5.9
1986.8	0.16	0.04	[25]	0	9.0	0.73	0.08	7.3	6.2
1986.9	0.09	0.16	[66]	0	11.5	0.20	0.07	8.0	4.0
1987.9	0.11	0.15	[65]	0	11.8	0.28	0.07	8.4	4.7

[51] моделировали запятненность AU Mic в рамках иерархической модели для эпох 1980 и 1981 гг. Разность температур фотосферы и пятен они оценили в 850 K, и пятна занимали 13-14% поверхности звезды. В обоих случаях наши модели дают более холодные и несколько более обширные запятненные области. Саар [53] измерил магнитное поле AU Mic, согласно его данным, поле напряженностью 4 кГс занимает 90% поверхности звезды.

EV Lac была подробно рассмотрена нами в [3]. Мы дополнили это рассмотрение данными для двух эпох: нашими наблюдениями 1995г. и недавно опубликованными наблюдениями, выполненными в Катании в 1971г. [67]. Сводная кривая блеска была построена нами в [68]. Для оценки v мы воспользовались величинами $v_{\text{lin}} = 4.5$ км/с [69] и $R_p = 0.36R_\odot$. В результате, табл. 15, где собраны параметры моделей зональной пятнистости EV Lac, представляет собой расширенный вариант табл. 2 в [3].

Полная ширина экваториального пояса запятненности $2\Delta\phi$ EV Lac изменяется от 12 до 40°, параметр скважности - от нуля до единицы. Максимальная площадь запятненных областей наблюдалась в 1975г. и достигала 27% поверхности звезды. Контрастность пятен заключена в

Таблица 15

МОДЕЛИ ЗАПЯТНЕННОСТИ EV Lac

Эпоха	$\Delta V_{\max}$	ΔV	Источник	ϕ_0	$\Delta\phi$	$f_{\max}$	β_V	$S_{\max}$	$S_{\min}$
1971.6	0.13	0.11	[67]	0	20.0	0.42	0.54	14.6	9.7
1972.6	0.05	0.14	[70,71]	0	16.5	0.07	0.53	10.9	4.3
1973.7	0.00	0.12	[70,71]	0	13.6	0.00	0.57	8.8	2.9
1974.6	0.11	0.07	[70-73]	0	13.9	0.46	0.51	10.4	7.1
1975.6	0.30	0.01	[70,71]	0	16.4	0.90	0.37	13.8	13.0
1976.6	0.04	0.02	[70,71]	0	6.1	0.54	0.62	4.7	3.5
1979.6	0.08	0.08	[74]	0	13.4	0.33	0.53	9.6	5.8
1980.7	0.06	0.08	[73-75]	0	12.5	0.25	0.55	8.8	4.7
1981.7	0.10	0.06	[73-76]	0	12.8	0.47	0.52	9.6	6.6
1983.7	0.08	0.06	[73,74]	0	11.9	0.41	0.54	8.8	5.7
1984.7	0.06	0.11	[73]	0	14.7	0.16	0.53	10.0	4.7
1985.5	0.11	0.05	[73,74]	0	12.6	0.55	0.52	9.7	7.2
1986.7	0.06	0.12	[73,74,77,78]	0	15.5	0.14	0.53	10.5	4.7
1987.7	0.09	0.06	[73,74,77]	0	12.4	0.44	0.53	9.2	6.5
1988.8	0.13	0.00	[73]	0	9.9	0.94	0.53	8.5	8.2
1990.0	0.10	0.08	[73]	0	14.2	0.39	0.51	10.4	6.6
1991.7	0.11	0.02	[68,73]	0	10.3	0.76	0.54	8.4	7.3
1992.7	0.11	0.06	[68]	0	13.2	0.50	0.51	10.0	7.1
1993.7	0.12	0.02	[68]	0	10.9	0.76	0.53	8.9	7.8
1994.7	0.09	0.02	[68]	0	9.3	0.71	0.56	7.5	6.3
1995.7	0.12	0.04	наст.иссл.	0	13.9	0.66	0.58	11.0	8.9

пределах от 0.40 до 0.61, чему соответствует разности температур фотосферы и пятен от 340 К до 190 К. Отметим, что проведенное нами в [68] моделирование запятненности без учета потемнения к краю диска давало близкие результаты. В [69] производились измерения магнитного поля звезды, согласно которым поле напряженностью 5.2 кГс занимает до 90% поверхности звезды.

4. **Заключение.** Предложенный нами в работах [2-4] алгоритм определения по многоцветным фотометрическим наблюдениям

параметров простейшей модели зональной пятнистости звезды был применен для анализа пятнистости 13 красных карликовых вспыхивающих звезд. Используя опубликованные работы и собственные наблюдения, мы собрали необходимые для вычислений исходные данные для 140 эпох наблюдений этих звезд. Все эти наблюдения вполне удовлетворительно представляются в рамках рассматриваемой модели зональной запятненности.

Крымская астрофизическая обсерватория

ON THE SPOTTEDNESS OF RED DWARFS: MODELS OF A ZONAL SPOTTEDNESS FOR 13 BY DRA-TYPE STARS

I.Yu.ALEKSEEV, R.E.GERSHBERG

A zonal spottedness model of stars that was proposed and developed by us to represent periodical brightness variations of the BY Dra type dwarfs is applied to a sample of stars with long-term series of BVRI observations.

ЛИТЕРАТУРА

1. *P.B.Byrne, D.J.Mullan* (eds.), Surface inhomogeneities on late-type stars, (Proc.Coll.July 24-27, 1990, Armagh), Springer, Berlin, Lecture Notes in Physics, **397**, 1992.
2. *И.Ю.Алексеев, Р.Е.Гершберг*, Астрон.Ж. (в печати).
3. *И.Ю.Алексеев, Р.Е.Гершберг*, Астрон.Ж. (в печати).
4. *I.Yu.Alekseev, R.E.Gershberg*, Cool stars, stellar systems, and the Sun, (Proc. 9th Cambridge Workshop. Oct.3-6, 1995, Florence), A.Dupree and R.Pallavicini (eds.), Astron. Soc. Pacif. Conf. Ser. (in press).
5. *J.D.Dorren*, Astrophys.J., **320**, 756, 1987.
6. *R.E.Gershberg, A.V.Terebizh, N.I.Shakhovskaya, M.M.Katsova*, in "Cool stars, stellar systems, and the Sun" (Proc.8th Cambridge Workshop. Oct.9-13, 1993, Athens), J.P.Caillault (ed.), Astron.Soc.Pacif. Conf.Ser., **64**, 411, 1994.

7. *B.R.Pettersen*, *Astron. Astrophys.*, **82**, 53, 1980.
8. *B.R.Pettersen*, Activity in red-dwarf stars (Proc. 71st IAU Coll. Aug. 10-13, 1982, Catania). P.B.Byrne and M.Rodono' (eds.), Reidel, Dordrecht, 17, 1983.
9. *H.L.Johnson*, *Ann.Rev.Astron.Astrophys.*, **4**, 193, 1966.
10. *J.A.Eaton*, *C.H.Poe*, *IBVS*, No 2846, 1986.
11. *K.G.Strassmeier*, *B.W.Bopp*, *Astron.Astrophys.*, **259**, 183, 1992.
12. П.Ф.Чурайнос, Изв. Крым. астрофиз. обсерв., **54**, 89, 1976.
13. *B.W.Bopp*, *S.H.Saar*, *C.Ambruster et al.*, *Astrophys.J.*, **339**, 1059, 1989.
14. И.Ю.Алексеев, *Астрон.Ж.* (в печати).
15. *C.H.Poe*, *J.A.Eaton*, *Astrophys.J.*, **289**, 644, 1985.
16. *B.W.Bopp*, *P.V.Noah*, *A. Klimke*, *J.L.Africano*, *Astrophys.J.*, **249**, 210, 1981.
17. *R.Glebocki*, *A.Stawikowski*, *Acta Astron.*, **34**, 365, 1984.
18. *F.C.Fekel*, *T.J.Moffett*, *G.W.Henry*, *Astrophys. J. Suppl.Ser.*, **60**, 551, 1986.
19. *G.W.Henry*, *IBVS*, No 1927, 1981.
20. *M.Rodono'*, *G.Cutispoto*, *Astron.Astrophys.Suppl.Ser.*, **95**, 55, 1992.
21. *J.Kaluzny*, *IBVS*, No 2627, 1984.
22. *M.C.Akan*, *Astrophys.Space Sci.*, **169**, 159, 1990.
23. И.Ю.Алексеев, Н.И.Шаховская, Изв.Крым. астрофиз. обсерв., **89**, 93, 1995.
24. *L.Jetsu*, *Astron.Astrophys.*, **276**, 345, 1993.
25. *G.Cutispoto*, *Astron.Astrophys.Suppl.Ser.*, **89**, 435, 1991.
26. *G.Cutispoto*, *Astron.Astrophys.Suppl.Ser.*, **102**, 655, 1993.
27. *F.C.Fekel*, *B.W.Bopp*, *J.L.Africano et al.*, *Astron.J.*, **92**, 1150, 1986.
28. *O.J.Eggen*, *Astron. J.*, **89**, 1358, 1984.
29. *K.G.Strassmeier and D.S.Hall*, *Astrophys.J.Suppl.Ser*, **67**, 453, 1988.
30. *A.Udalski*, *E.H.Geier*, *IBVS*, No 2525, 1984.
31. *A.Udalski*, *E.H.Geier*, *IBVS*, No 2691, 1985.
32. *G.Cutispoto*, *Astron.Astrophys.Suppl.Ser.*, **84**, 397, 1990.
33. *B.W.Bopp*, *J.L.Africano*, *R.Quigley*, *Astron.J.*, **92**, 1409, 1986.
34. *G.J.Anders*, *J.L.Innis*, *D.W.Coates*, *K.Thompson*, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc*, **252**, 408, 1991.
35. *R.F.Griffin*, *Observatory*, **98**, 257, 1978.
36. *J.Tomkin*, *Astron.J.*, **85**, 294, 1980.
37. *S.H.Saar*, *J.L.Linsky*, *Cool Stars, Stellar Systems and the Sun*, M.Zeilik and D.M.Gibson (eds.), Springer - Verlag, *Lecture Notes in Physics*, **254**, 278, 1986.
38. *B.W.Bopp*, *D.S.Hall*, *G.W.Henry et al.*, *Publ. Astron. Soc. Pacif.*, **93**, 504, 1981.

39. П.Ф.Чугайнов, Изв. Крым. астрофиз. обсерв., 52, 3, 1974.
40. C.A.O.Torres, S.Ferraz-Mello, IBVS, No 577, 1971.
41. B.W.Bopp, F.Espenak, Astron.J., 82, 916, 1977.
42. M.Hoffman, IBVS, No 1878, 1980.
43. C.M.Anderson, Publ.Astron.Soc.Pacif., 91, 202, 1979.
44. J.K.Davidson, J.S.Neff, Astrophys.J., 214, 140, 1977.
45. M.J.Phillips, L.Hartmann, Astrophys.J., 224, 182, 1978.
46. D.C.Keenan, Publ.Astron.Soc.Pacif., 92, 548, 1980.
47. C.A.O.Torres, S.Ferraz-Mello, Astron.Astrophys., 27, 231, 1973.
48. П.Ф.Чугайнов, Изв. Крым. астрофиз. обсерв., 55, 94, 1976.
49. V.S.Oskanyan, D.S. Evans, C. Lacy, R.S. McMillan, Astrophys.J., 214, 430, 1977.
50. S.S.Vogt, Astrophys.J., 250, 327, 1981.
51. M.Rodono', G.Cutispoto, V.Pazzani et al., Astron. Astrophys., 165, 135, 1986.
52. K.Olah, Zs.Kovari, Astron.Astrophys.Trans. (submitted).
53. S.H.Saar, Solar Photosphere: Structure, Convection and Magnetic Fields, J.O.Stenflo J.O. (ed.), Kluwer, Dordrecht, 427, 1990.
54. S.S.Vogt, D.R.Soderblom, G.D.Penrod, Astrophys.J., 269, 250, 1983.
55. B.W.Bopp, C.A.O.Torres, I.C.Busko, G.R.Quast, IBVS, No 1444, 1978.
56. P.B.Byrne, J.G.Doyle, C.J.Butler, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., 206, 907, 1984.
57. M.Mathioudakis, J.G.Doyle, M.Rodono' et al., Astron. Astrophys., 244, 155, 1991.
58. W.J.Spiesman, S.L.Hawley, Astron.J., 92, 664, 1986.
59. J.R.Stauffer, L.W.Hartmann, Astrophys.J.Suppl., 61, 531, 1986.
60. B.R.Pettersen, Publ.Astron.Soc.Pacif., 92, 188, 1980.
61. C.A.O.Torres, S.Ferraz-Mello, G.R.Quast, Astrophys. Let., 11, 13, 1972.
62. I.C.Busko, C.A.O.Torres, Astron. Astrophys., 64, 153, 1978.
63. M.Hoffman, IBVS, No 1977, 1981.
64. P.B.Byrne, Physics of solar and stellar coronae, J.L.Linsky and S.Serio (eds.), Kluwer, Dordrecht, 431, 1993.
65. G.Cutispoto, Astron.Astrophys.Suppl.Ser., 111, 507, 1995.
66. D.A.Quin, J.G.Doyle, C.J.Butler et al., Astron.Astrophys., 272, 477, 1993.
67. G.Leto, C.S.Buemi, M.Rodono', I.Pagano, Cool stars, stellar systems, and the Sun (Proc. 9th Cambridge Workshop. Oct.3-6, 1995, Florence), A.Dupree and R.Pallavicini (eds.), Astron. Soc. Pacif. Conf. Ser. (in press).
68. И.Ю.Алексеев, Астрон.Ж. (в печати).
69. S.H.Saar, J.L.Linsky, M.S.Giampapa, Observational Astrophysics with High

Precision Data (Proc. 27 Liege International Astrophys. Coll.), Cointe-Ougree, Belgique, 103, 1987.

70. *F.M.Mahmoud, K.Olah*, IBVS, No 1943, 1981.

71. *L.N.Mavridis, G.Asteriadis, F.M.Muhmoud*, Compendium in Astronomy, E.G.Mariokoupos, P.S.Theocaris and L.N.Mavridis (eds.), Reidel, Dordrecht, 253, 1982.

72. *B.R.Pettersen*, Astron.J., 85, 871, 1980.

73. *K.P.Panov*, The Cosmic Dynamo (Proc. 157th IAU Symp., Sept. 7-11, 1992, Potsdam), F.Krause, K.H.Raedler and G.Ruediger (eds.), Kluwer, Dordrecht, 157, 1993.

74. *B.R.Pettersen, K.Olah, W.H.Sandmann*, Astron. Astrophys. Suppl.Ser., 96, 497, 1992.

75. *Г.Ш.Ройзман*, Письма в Астрон. Ж., 9, 41, 1983.

76. *B.R.Pettersen, G.A.Kern, D.S.Evans*, Astron.Astrophys., 123, 184, 1983.

77. *Р.Е.Гершберг, И.В.Ильин, Н.И.Шаховская*, Астрон. Ж., 68, 959, 1991.

78. *S.J.Klienman, W.H.Sandmann, C.W.Ambruster*, IBVS, No 3031, 1987.

УДК: 524.77:520.82

SURFACE PHOTOMETRY OF BLUE COMPACT DWARF GALAXIES FROM THE BYURAKAN LISTS*

G.COMTE¹, V.DOUBLIER¹, A.PETROSIAN²,
M.TURATTO³, C.SURACE¹

1 Observatoire de Marseille and Institut Gassendi, France

2 Byurakan Astrophysical Observatory, Armenia

3 Osservatorio Astronomico di Padova, Italy

The surface photometry of 23 ultraviolet excess galaxies from the two Byurakan surveys (FBS and SBS), selected to be Blue Compact Dwarfs candidates, has been made in *B* and *R* colors. A remarkable fraction of the sample exhibit a projected brightness distribution following the same de Vaucouleurs law as the bright spheroidal objects of the field (ellipticals and bulges of spirals). The other most frequent morphological type has an exponential brightness distribution, therefore similar to usual dwarf Magellanic irregulars. From their small absolute dimensions and average high effective surface brightness, the studied objects are indeed "compact" in the usual empirical sense.

1. *Introduction.* We present some preliminary results of CCD imaging and surface photometry on a sample of blue compact dwarf galaxies (hereafter BCDGs) selected from the two surveys of ultraviolet excess galaxies conducted at Byurakan Observatory. This work is part of a large observational multispectral investigation on Byurakan star-forming galaxies conducted as an international collaborative project between Armenian and western European astronomers.

2. *Observations.* 23 galaxies have been selected from First Byurakan Survey (Markaryan et al. 1967 and follow) and second Byurakan Survey (Markaryan and Stepanyan 1983, hereafter SBS) as BCDGs candidates, based on their small angular diameter, low redshift, low absolute magnitude ($M_b \geq -16.5$) and high surface brightness. The redshifts and estimates of absolute magnitudes used for the selection of the candidates were taken from Mazzarella and Balzano (1986) and Stepanyan (1993, private communication). Imaging in

* This article was presented as a report at the French-Armenian Colloquium (see *Astrofizika* 38, №4, 1995). Since it was submitted for publication slightly late, it was decided to include it in the present issue.

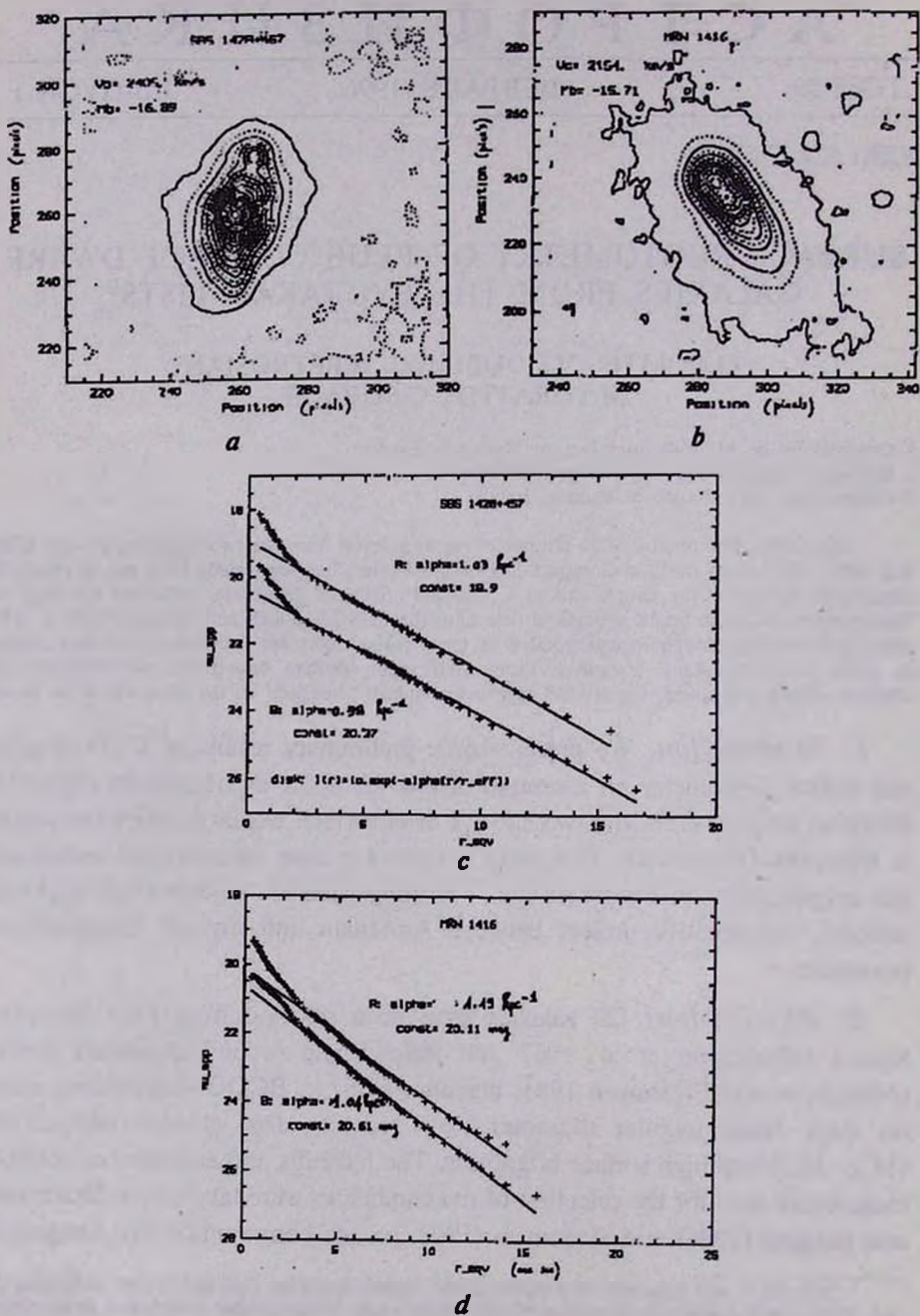


Fig. 1.

Johnson B and Gunn R bands has been performed during several runs at Pic-du-Midi Bernard Lyot 2m telescope (France), using ISARD focal reducing camera (Lemaitre et al. 1996) and Cima Ekar 1.82m telescope (Italy). Both instruments were used with CCD detectors, giving respective scales of $0''.48$ and $0''.39$ per pixel. The reduction to standard B and Cousins R photometric system was done by means of regular nightly observations of standard stars (Landolt 1983) and stellar clusters (M67: Gilliland et al., 1993, Chevalier and Ilovaisky 1993 and NGC 7790: Odewahn et al., 1993)

Surface photometry was performed using isophotal integration of the flux in the galaxy images following the classical "equivalent radius" method of de Vaucouleurs (1959). At each step, the quantities produced by the reduction software package (based on MIDAS specially written macroprocedures) are the equivalent radius (radius of the circle of same area as the isophotal contour), the integrated magnitude and the isophotal surface brightness. An extrapolation of the integrated magnitude growth curve produces the "total" (asymptotic) magnitude from which one derives the "effective" equivalent radius (corresponding to the isophote that contains half the total luminosity of the galaxy). This effective radius is a metric quantity independent of the level of the night sky background. For each galaxy, the surface brightness radial distribution was constructed. Additional parameters were derived from the data as average surface brightness inside characteristic radii, concentration indexes, etc... Full details on the procedure and an atlas of isophotal maps and surface brightness distributions will be found elsewhere (Doubiler et al., 1996).

3. Archetypes of BCDGs. The analysis of the surface brightness distributions and isophotal maps shows that the sample may be classified roughly along a threefold scheme. We discuss some typical cases in the following.

3.1 Exponential brightness distributions. Fig 1a shows the isophotal B map of SBS 1428+457 ($V_0=2405 \text{ km s}^{-1}$, $M_B=-16.89$ for $H_0=75 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$). This galaxy has an ellipsoidal general shape with a bright central region and a secondary brightness peak detached from the center. The internal isophotes exhibit distortions from regular ellipses. Fig. 1b displays the isophotal map of Mrk 1416 ($V_0=2154 \text{ km s}^{-1}$, $M_B=-15.71$). The isophotes are elongated, and the brightness maximum is clearly displaced with respect to the geometrical center of the outermost contours. The central bright star-forming region is elongated across an extent of some 800 pc.

Figs. 1c and 1d show the brightness distributions of these two objects in apparent surface brightness versus equivalent radius. Both show a consistently

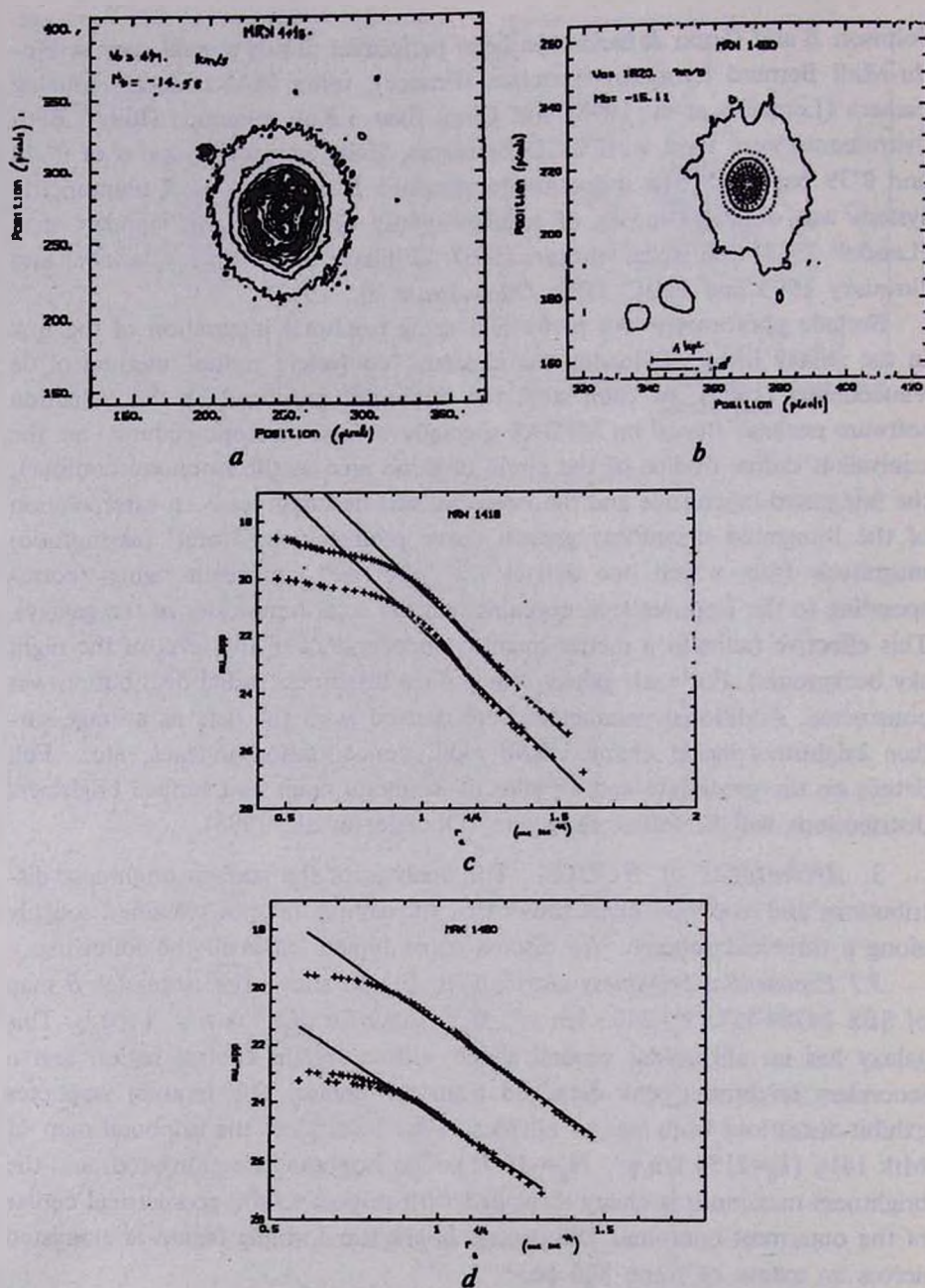


Fig. 2.

linear brightness distribution across most of the observed range of equivalent radius, that is, their projected light intensity distribution is well fitted by an exponential law, as is the case for flattened disk dominated galaxies, such as giant normal spirals or Magellanic irregulars. A local central excess of light with steep gradient is obvious in both objects, corresponding to the area affected by the active star-forming "center". Mrk 1416 also shows a weak color gradient, its outer envelope being redder than its central parts (contrary to the classical case of normal spirals). The brightness gradient of Mrk 1416 is much steeper than that of SBS 1428+457, making it more "compact" in appearance.

We think that there is some evidence that this class of objects corresponds to active (in stellar formation) counterparts of normal dwarf Magellanic irregulars. BCDGs of this type have simply a substantially higher star formation rate than typical dwarf Magellanics of the field (exemplified for instance by DDO objects). One may notice that, considering the important excess of light due to the presently observed starburst, these objects, when seen in a more quiescent phase, should have absolute magnitudes in the range -14 to -15 typical of DDO dwarfs in the neighbourhood of the Galaxy. Their scalelengths (measured for instance by their effective radii) are normal with respect to well-studied Magellanic dwarfs.

Among the 23 observed BCDGs from the Byurakan lists, 9 objects fall in this category. This class has also previously been identified as "II" by Loose and Thuan (1986). Kunth et al. (1988) have identified several other candidates with disk-like brightness distributions (Tol 2, Tol 3).

3.2. $r^{1/4}$ brightness distributions. Fig 2a shows the isophotal B map of Mrk 1418 ($V_0=1418$ km s $^{-1}$, $M_B=-14.56$), a close-by object with a small linear apparent diameter. Its outer contours are elliptically shaped and regular, but there is a lot of structure in the central region, with several protruding "blobs" and very much perturbed isophotal contours. Fig. 2b shows the isophotal R map of Mrk 1480 ($V_0=1820$ km s $^{-1}$, $M_R=-15.11$), which exhibits a quite regular ellipsoid shape with a central brightness peak displaced from the geometrical center of outermost contours.

Figs. 2c and 2d show the brightness distributions of these two galaxies in apparent surface brightness plotted against the 0.25 power of the equivalent radius. Note that up to $r^{1/4}=0.8$ to 0.9 , the measure of the surface brightness is subject to blurring by seeing effect, and no information can be derived in this area without applying complex deconvolution algorithms. Beyond this range, the brightness distribution closely follows a linear relationship, analo-

gous to that obeyed by normal giant ellipticals or bulges of giant spirals and S0 galaxies, well-known as de Vaucouleurs' law (1948).

It is quite surprising that a galaxy exhibiting as much structure as Mrk 1418 is so well fitted by an $r^{1/4}$ law. This implies in fact that relaxation processes in the dynamical state of the galaxy are very powerful.

10 objects (among 23) have been found to obey a de Vaucouleurs law along most of the observed range of equivalent radius. The presence of excess light above the $r^{1/4}$ law at large radius (i.e. extended envelopes) is found to be quite common. Many authors suggest that this could be due to past tidal interaction. Another possibility is that it could reflect the residual presence of an extended disk of weak surface brightness. As regards the isophotal shapes, most of the $r^{1/4}$ objects exhibit distortions (boxy internal isophotes, offset position of the brightness maximum with respect to the outer contours, elongated "nuclei", isophote rotation). The geometrical shape and real dynamical nature of these galaxies is worth a deep investigation, but needs extensive observations (in particular the velocity fields of gaseous and stellar components), since apparently they represent a very significant fraction of the BCDG population. This is consistent with previous findings reported by Loose and Thuan (1986) and Kunth et al. (1988).

3.3. Other types. 4 objects in the sample are supposed, from the shape of their brightness distribution, to be representative of galaxies in which the flattened disk (exponential brightness distribution) and a central spheroid (de Vaucouleurs law in $r^{1/4}$) coexist. As could be expected, these objects are rather luminous with respect to the remaining of the sample. 2 more objects escape any classification in what could be called the "natural" (i.e. dynamical) preceding categories. The shapes of their brightness distributions are peculiar, possibly because of large dominance of an abundant newborn population in a non-stabilized dynamical state (e.g. SBS 1331+493).

4. Remarks on integral photometric quantities.

4.1 Linear size. We have constructed the histogram of the effective radius in kpc, assuming distances derived from the corrected Galactocentric velocity and $H_0=75 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$. Most objects have r_{eff} 1kpc and half of the sample has r_{eff} 0.5 kpc. The observed galaxies have small average absolute dimensions. Remind that normal spirals and luminous irregulars have r_{eff} 2 kpc. A plot of the logarithm of the effective diameter versus absolute magnitude shows that the sample obeys a reasonable linear relationship with a slope of 3.7 (+ or -

1.1). This is not inconsistent with the slope of 5 expected for a "normal" luminosity - diameter relation because strong selection effects towards high surface brightness objects are present at the low luminosity end.

4.2 Surface brightness. We have also studied the distribution of the average surface brightness inside the effective isophote. The normal field galaxies would show a much more extended distribution, with a weaker median value of this average brightness. This, coupled with the small linear size, translates into the apparent "compactness" of the objects. Note that the surface brightness is a tracer of both the stellar density along the line of sight and the average luminosity of the stellar population. In *B* band, objects dominated by a starburst producing a rich main - sequence of high and intermediate mass stars are likely to appear brighter than a normal evolved population (which, on the contrary, will dominate at near - infrared wavelengths).

4.3 Color. Finally, the *B* - *R* color distribution (uncorrected for reddening) as seen integrated inside the effective (*B*) isophote, shows that the bulk of the sample is clearly blue, with a mean value at $(B - R)_{\text{eff}} = 1.09$. The average value for normal spirals is around 1.3 and 1.6 for field ellipticals.

5. Suggestions for future work and some problems to solve. In the preceding sections, we have underlined the importance of the $r^{1/4}$ BCDGs as objects that may provide unexpected clues to the understanding of the BCDG phenomenon. To our opinion, "exponential" (i. e. disk - dominated) BCDGs are not so difficult to understand: gas clouds inside the disk of a gas - rich Magellanic dwarf irregular, compressed for some reason (tidal interaction with a neighbour, shock from supernova event or stellar superwind, growth of a non - axisymmetric dynamical component as a mini - bar) locally reach the critical density for stellar formation and fuel a burst that may propagate across the object. Although no quantitative simulation of a real galaxy up to now exists, this scheme looks realistic and we wait for subsequent detailed observations (velocity fields, HI mapping, etc..) that will help to build well - constrained models for a few typical objects.

The $r^{1/4}$ BCDGs, on the other hand, are much more difficult to interpret, because of two major problems encountered when one wants to link them with otherwise well - known spheroidal galaxy classes:

- 1 - normal elliptical galaxies have a small gas content and a very low or even nul star formation rate. In any case, the observed gas content of field ellipticals, scaled to the luminosity of BCDGs, is too low by orders of magnitude to fuel a burst as seen in Byurakan $r^{1/4}$ BCDGs,

or objects like IZw123, observed by Kunth et al. (1988) to be an $r^{1/4}$ galaxy.

- 2 - dwarf spheroidal systems, present in large numbers in the Universe, exhibit *exponential* brightness distributions. Their light, apparently dominated by old red giant stars, therefore does not trace the dynamical behaviour of the stellar population observed in $r^{1/4}$ BCDGs, and especially does not show any evidence of isothermal relaxation.

We therefore may produce what is merely a catalog of problems to solve, and perhaps would suggest a list of observational recipes.

1) About the galaxies themselves:

- a) compare a sample of $r^{1/4}$ BCDGs with a sample of *nucleated* dwarf ellipticals as those identified in numbers by Binggelli et al. (1985) in the Virgo Cluster.
- b) search for evidence of star formation sites migration across the objects.
- c) study the geometrical (i.e. dynamical) parameters of the old stellar population decoupled from the newborn one. This implies observations in the infrared, where the contribution of the old giant stars should largely dominate the light of the objects.
- d) search for, and make detailed studies on dwarf nucleated ellipticals that are red, (i.e. have no ultraviolet excess) and yet are weak H_α line emitters. If such objects exist, may they bridge the gap between dwarf spheroidals and $r^{1/4}$ BCDGs as "dying starburst" galaxies?
- e) get the velocity dispersion of stellar population in $r^{1/4}$ BCDGs (use a large telescope!) and search for their location in the fundamental plane of the ellipticals.
- f) make models of a dwarf spheroidal accreting a gas cloud that fuels a starburst inside and look into evolution, relaxation of stellar population, characteristic timescales, etc..

2) About the environment of the objects:

- a) search for evidence of recent past tidal or merging processes (shells, tails, tidal debris, etc..., also in HI line)
- b) identify the environment around the BCDGs, by means of multi - object spectroscopy of every galaxy visible up to 500 kpc in projected distance from a known BCDG candidate for tidal interaction. Check the velocities, etc...
- c) search for HI clouds in the vicinity of BCDGs, look into HI distri-

bution across pairs like Mrk 1480 - 81, search for giant common HI envelopes, etc...

Acknowledgments. This work has been feasible owing to financial help from the PICS 247 of Centre National de la Recherche scientifique (CNRS) and from funding by INTAS (International Association for the Promotion of Co-operation with Scientists from the Independent States of the Former Soviet Union). Both organizations are gratefully acknowledged.

ПОВЕРХНОСТНАЯ ФОТОМЕТРИЯ ГОЛУБЫХ КОМПАКТНЫХ КАРЛИКОВЫХ ГАЛАКТИК ИЗ БЮРАКАНСКИХ СПИСКОВ

Ж.КОНТ, В.ДУБЛИЕ, А.ПЕТРОСЯН,
М.ТУРАТО, С.СУРАС

Проведена поверхностная фотометрия в *B* и *R* цветах для 23 галактик с UV - избытком из двух бюраканских обзоров (FBS и SBS), отобранных как кандидаты в голубые компактные карлики. У значительной части выборки распределение яркости в проекции следует закону де Вокулера подобно ярким сфероидальным объектам в поле (эллиптическим галактикам и баллжам спиралей). Другой наиболее часто встречающийся морфологический тип имеет экспоненциальное распределение яркости и поэтому похож на обычные карлики типа Магеллановых иррегулярных галактик. По своим малым абсолютным размерам и в среднем высокой эффективной поверхностной яркости исследуемые объекты скорее являются "компактными" в обычном практическом смысле.

REFERENCES

- Binggelli B., Sandage A., Tammann G.A., 1985, *Astron. J.*, **90**, 1681.
Chevalier C., Ilovaisky S., 1991, *Astron. Astrophys.*, **90**, 225.
Doublier V., Comte G., Petrosian A., Surace C., Turato M., 1996, *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.*, submitted.

- Fukugita M., Shimasatu K., Ichikawa T.*, 1995, *PASP*, 107, 945.
- Gilliland R., Duncan D.K., Brown T.M., Suntzeff N.B., Lockwood G.W., Thompson D.T., Schild R.E., Jeffrey W.A., Penprase B.E.*, 1991, *Astron. J.*, 101, 541.
- Ichikawa S.-I., Wakamatsu K.I. & Okamura S.*, 1986, *Astrophys. J. Sup. S.*, 60, 475.
- Kunth D., Maurogordato S., Vigroux L.*, 1988, *Astron. Astrophys.*, 204, 10.
- Landolt A.U.*, 1983, *Astron. J.*, 88, 439.
- Lemaitre G., Picat J.P., Comte G., et al.* 1996, in preparation.
- Loose H. & Thuan T.X.*, 1986, *Star - forming Galaxies and related Problems*, *Kunth D., Thuan T.X. and J. Tran Thanh Van eds.*, Editions Frontieres, p. 73.
- Markaryan B.E.*, 1967, *Astrofizika*, 3, 55.
- Markaryan B.E., Stepanyan D.A.*, 1983, *Astrofizika*, 19, 631.
- Mazzarellu J.M., Balzano V.A.*, 1986, *Astrophys. J. Sup. S.*, 62, 751.
- Odewahn S.C., Bryja C., Humphreys R.M.*, 1992, *Pub. Astron. Soc. P.*, 104, 553.
- de Vaucouleurs G.*, 1948, *Annales d'Astrophysique*, 11, 247.
- de Vaucouleurs G.*, 1959, in *Handbuch der Physik*, 153, 319, Springer Verlag, Berlin.
- de Vaucouleurs G., de Vaucouleurs A., Buta R.*, 1981, *Astron. J.*, 86, 1429.

СПЕКТРОФОТОМЕТРИЧЕСКИЕ НАБЛЮДЕНИЯ ЯДЕР СЕЙФЕРТОВСКИХ ГАЛАКТИК NGC 4051, NGC 7469, NGC 1275

В.В.ПРОКОФЬЕВА, Л.М.ШАРИПОВА

Поступила 11 января 1996

Принята к печати 25 февраля 1996

Цифровой телевизионный комплекс, оснащенный оригинальным бесщелевым спектрографом с прозрачными дифракционными решетками, работающий на 0.5-метровом телескопе Крымской астрофизической обсерватории, используется для спектрофотометрических наблюдений ядер сейфертовских галактик. Получены абсолютные распределения энергии в спектрах ядер трех сейфертовских галактик NGC 4501, NGC 7469, NGC 1275 в диапазоне длин волн 4000-7000 Å. Вычислены синтетические звездные величины в полосе V. Аппаратура может быть применена для исследования спектральной переменности излучения ядер сейфертовских галактик в шкале времени десятки мин и более.

1. *Введение.* Феномен активности ядер галактик Сейферта уже более 20 лет привлекает внимание ведущих астрофизиков. Подробно исследованы характеристики их излучения в широком диапазоне спектра от радио до гамма. Открыта и широко обсуждается проблема переменности их излучения в шкалах времени от десятков лет до суток и менее [1,2].

Наиболее интересным и трудным является исследование быстрой переменности, ибо теоретически ее трудно объяснить, а наблюдательно трудно доказать. Обычные спектральные наблюдения дают лишь относительные измерения интенсивностей линий относительно друг друга или относительно непрерывного спектра. Одним из путей развития работ в этом направлении является создание аппаратуры, обеспечивающей получение больших рядов спектров ядер сейфертовских галактик, имеющих абсолютную энергетическую калибровку и высокое временное разрешение. Это позволило бы провести исследование световых кривых в различных участках спектра.

Спектрофотометрические наблюдения ядер галактик обычно проводятся на средних и крупных телескопах, оснащенных различными спектральными приборами, что обеспечивает решение разнообразных задач

[3-6]. Малые телескопы в настоящее время, как правило, недостаточно оснащены современной светоприемной аппаратурой. В какой-то мере этим можно объяснить несколько ослабленный интерес к их использованию. Однако оснащенность таких телескопов специальными диспергирующими и оптическими системами, высокочувствительными светоприемниками и современными средствами сбора информации позволяет им стать вполне конкурентоспособными в решении ряда наблюдательных задач.

В Крымской астрофизической обсерватории около десяти лет на базе малого 0.5-м менискового телескопа МТМ-500 проводятся спектрофотометрические наблюдения различных астрономических объектов. Наблюдения звезд с блеском $8^m < m_v < 14^m$, полученные в течение последних трех лет, позволили создать ряд вторичных спектрофотометрических стандартов, расположенных вблизи Северного полюса [7]. Точность измерений внеатмосферных монохроматических освещенностей оказалась равной 2-3% для звезд 9-10^m и 3-4% для звезд 11-12^m в интервале длин волн от 4000 до 7200 Å.

Высокочувствительная светоприемная аппаратура данного телескопа, современные средства сбора и обработка информации позволяют проводить спектрофотометрические исследования ядер сейфертовских галактик до $m_v < 14^m$. В качестве примера в данной работе приведены результаты наблюдений трех сейфертовских галактик NGC 1275, NGC 4051, NGC 7469.

2. *Аппаратура.* Наблюдения проводились на цифровом телевизионном комплексе 0.5-м менискового телескопа МТМ-500 [8,9]. Для получения энергетически калиброванных бесщелевых спектров был разработан, сконструирован и изготовлен специальный афокальный дифракционный спектрограф прямого зрения [10]. Он представляет собой прозрачную дифракционную решетку, установленную между двумя линзами отрицательной и положительной, которые в сумме дают нулевую оптическую силу. Линзы устанавливаются в сходящемся пучке света перед фокальной плоскостью зеркального телескопа так, что расположенная между ними прозрачная дифракционная решетка оказывается в параллельном пучке. Вместо изображений звезд в фокальной плоскости телескопа появляются изображения нулевых порядков и спектров. Для уменьшения комы и астигматизма полученных изображений, рядом с дифракционной решеткой в параллельном пучке устанавливается призма

малого угла отклонения, которая уводит нулевой порядок находящейся в центре поля звезды на край фотокатода телевизионной трубки. При этом в центре фотокатода оказывается коротковолновая область спектра, а на противоположном краю - длинноволновая. Введение призмы в 1987г. обеспечило достаточно хорошее качество изображений по всему полю от нулевого порядка до красной области спектра. Нулевой порядок используется как репер шкалы длин волн и позволяет иметь калибровку длин волн для всех объектов.

В настоящее время используется набор прозрачных дифракционных решеток, имеющих концентрацию света 70% в первом порядке на длине волны $4500\text{\AA}$, число штрихов на миллиметр 100, 150 и 200, которые дают линейную дисперсию в фокальной плоскости телескопа 600, 450 и $300\text{ \AA/мм}$, соответственно [11]. При наибольшей дисперсии нулевой порядок оказывается вне поля зрения, поэтому для наблюдений галактик используются только две первые решетки. Оптические блоки с прозрачными дифракционными решетками установлены на специальной турели, что позволяет дистанционно из помещения, где расположен телевизионный комплекс, производить установку нужной решетки. Из этого же помещения осуществляется подфокусировка телескопа и тонкое гидирование объекта при наблюдениях.

В качестве приемника света используется высокочувствительная передающая телевизионная трубка ЛИ-804, представляющая собой сочленение в одной стеклянной колбе изокона с каскадом электронно-оптического усиления сигнала. Мультищелочной входной фотокатод с чувствительностью, расширенной в коротковолновую область спектра с максимумом на длине волны $4000\text{\AA}$ был изготовлен по заказу обсерватории [12]. Телевизионная аппаратура имеет стандарт разложения 1000 строк и обеспечивает разрешающую способность на фотокатоде 15 штр/мм при оптимальной освещенности. Длительность телевизионного кадра составляет 0.09 с. Линейность отклика телевизионной системы на падающий на фотокатод свет была подкорректирована схемным путем и проверена в лабораторных условиях. В диапазоне освещенностей от 0 до 100 отклонения от линейности невелики и составляют менее одного процента. Специально проведенные исследования ошибки поля показали, что ее микронеоднородности имеют амплитуду 2-3% и ими можно пренебречь. Микронеоднородности давали плавное изменение чувствительности вдоль спектра. Амплитуда этих изменений достигала 30%,

поэтому была разработана методика определения ошибки поля и ее учета.

При наблюдениях спектры располагаются вдоль кадровой развертки. Часть телевизионного кадра в виде вытянутого вдоль спектра прямоугольника выделяется специально формируемым стробом, контуры которого видны на экране монитора, на котором наблюдаются изображения спектров всех звезд поля. Положение строба на экране регулируется, и он устанавливается так, чтобы изображение спектра исследуемого объекта находилось бы полностью внутри него. Информация, находящаяся внутри строба, для каждой строки интегрируется, оцифровывается и суммируется в ЭВМ для заданного числа телевизионных считываний. Последнее необходимо для поднятия отношения сигнала к шуму, которое в одном считывании составляет 10-20, в зависимости от уровня освещенности фотокатода. Увеличение отношения сигнала к шуму при суммировании информации от N телевизионных кадров, как показали специальные исследования, идет примерно по закону, близкому к $N^{0.5}$. При суммировании информации от нескольких сот телевизионных кадров достигается точность около 1%.

Для сбора и обработки цифровой информации применялись различные вычислительные устройства. В первых наблюдениях низкое быстродействие мини-ЭВМ ограничивало число используемых для оцифровки телевизионных строк сначала двумястами, затем шестистами. В настоящее время оцифровываются все 1000 строк и информация накапливается в памяти РС АТ 286.

Для увеличения проникающей способности аппаратуры производится накопление информации на мишени передающей трубки. Охлаждение ее до 0°C во время наблюдений позволяло накапливать потенциальный рельеф на мишени в течение 10 с, вместо обычных 0.09 с. Это увеличивало проникающую способность и отношение сигнала к шуму почти в 100 раз по сравнению с обычным режимом работы телевизионной трубки [13]. Отметим, что накопление на мишени идет практически при сохранении закона взаимозаместимости и поэтому оно более эффективно, чем суммирование информации в ЭВМ.

Спектральное разрешение бесщелевого цифрового спектрофотометра определяется разрешающей способностью телевизионной аппаратуры, угловыми размерами наблюдаемого объекта и зависит от качества изображения при наблюдениях. Наблюдения обсуждаемых в настоящей статье галактик были получены с дифракционной решеткой 100 штр/мм.

Разрешающая способность составляла 60-80Å в зависимости от качества изображений. Отметим, что решетка, имеющая 150 штр/мм, обеспечивает в полтора раза лучшее разрешение, но меньшее отношение сигнала к шуму.

3. *Методика наблюдений и обработки спектров.* Методика спектрофотометрических наблюдений на телевизионном цифровом комплексе определяется его особенностями и требованиями к полученным результатам. Для повышения надежности и точности абсолютных измерений внеатмосферной энергетической освещенности для ядер галактик нами была разработана и принята следующая методика наблюдений и обработки полученных данных.

Энергетическая калибровка каждой записи спектра осуществлялась с помощью специального устройства [14], размещенного около фотокатода и проектирующего на него в промежутке между нулевым порядком и спектром, расположенные в ряд изображения семи искусственных звезд. Среднее значение яркости этих звезд, вычисленное по цифровым записям семи их изображений, использовалось нами как "эталон яркости". Для каждого наблюдаемого объекта, во время регистрации данных уровень интенсивности эталона яркости устанавливался путем изменения силы тока через освещающие его свтодиоды так, чтобы он был сравним с уровнем яркости изучаемого спектра. Отметим, что опыт фотометрии звезд на телевизионном комплексе позволил выполнить абсолютную калибровку искусственных звезд в фотометрической полосе V, которая, как показали исследования, держится в пределах нескольких сотых звездной величины на протяжении нескольких лет [15]. Опыт создания ряда вторичных спектров фотометрических стандартов вблизи Северного Полюса показал возможность калибровки эталона яркости в единицах внеатмосферной энергетической освещенности в спектральной области 5550Å [7].

Шкала длин волн определялась по наблюдениям специально отобранных планетарных туманностей, имеющих угловой размер менее трех угловых секунд и линии излучения, образующие две примерно одинаковые по яркости бленды. Эффективные длины волн этих бленд и нулевой порядок спектра планетарной туманности использовались для определения нуля шкалы длин волн и дисперсии. Геометрические искажения по полю телевизионной трубки учитывались по изображениям специально изготовленной высокоточной сетки, изображение которой

проектировалось на фотокатод. Определение ошибки поля производилось по цифровым записям, полученным при равномерной освещенности фотокатода с помощью специального устройства на светодиодах [16]. Спектр планетарной туманности, изображение сетки и равномерная освещенность фотокатода регистрировались каждый раз перед началом наблюдений, а также при изменениях режима работы трубки.

Для контроля качества наблюдений обычно делалось не менее двух записей спектров наблюдаемого объекта. Каждый спектр был на фоне ночного неба, что требовало его отдельной регистрации и вычитания.

Программа наблюдений составлялась так, что до и после записей спектров ядер галактик производились записи спектров вторичных спектрофотометрических стандартов, имеющих примерно такой же блеск как ядра галактик. В качестве этих стандартов использовались звезды с известным абсолютным распределением энергии из каталога [17].

Вычисление внеатмосферной энергетической освещенности от исследуемых объектов производилось по формуле:

$$E_g = E_s \cdot \frac{I_g}{I_s} \cdot \frac{T_g^{1.45}}{T_s^{1.45}} \cdot P^{-\Delta x}$$

где E_g , E_s - внеатмосферные монохроматические освещенности для ядра исследуемой галактики и звезды-стандарта I_g , I_s - относительные интенсивности в спектрах исследуемой галактики и звезды-стандарта, определенные относительно интенсивности эталона яркости, T_g , T_s - силы токов, проходящих через светодиоды проектора эталона яркости, при записи спектров галактики звезды-стандарта, P - коэффициент прозрачности земной атмосферы Δx - разница воздушных масс исследуемых звезд и звезд-стандартов. Коэффициент 1.45 был найден эмпирически в лабораторных условиях.

4. *Результаты наблюдений.* Для наблюдений были выбраны сейфертовские галактики, имеющие яркие ядра, хорошо выделяющиеся на фоне периферийных областей. Это было сделано потому, что при использовании бесщелевого спектрографа спектр ядра располагается на фоне неба из спектров ветвей галактики. Наблюдения проводились с шириной строка от 15 до 22 угл.в.

На рис. 1 на верхней панели представлены 4 записи спектров ядра галактики NGC 4051, в которых интенсивность определена относительно

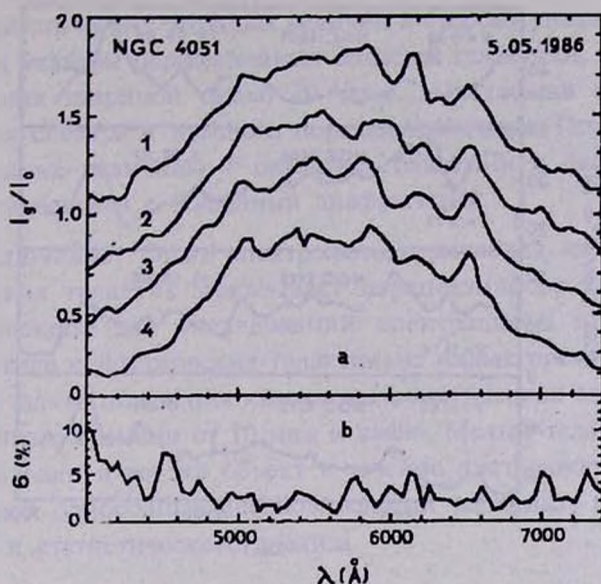


Рис. 1. а - четыре спектра галактики NGC 4051, полученные 5 мая 1986г. со временем интегрирования (экспозицией) 3 мин. последовательно друг за другом. Номера кривых 1, 2, 3, 4 соответствует моментам начала экспозиций 22^h 16^m, 22^h 35^m, 22^h 47^m, 22^h 52^m UT. По оси ординат отложены отношения интенсивностей записей спектров галактик I_g к интенсивности эталона яркости I_0 , по оси абсцисс - длина волны, б - относительная средняя квадратичная ошибка измерения отношения I_g/I_0 в зависимости от длины волны.

интенсивности эталона яркости. Время накопления на мишени трубки составляло 3с, а в ЭВМ была усреднена информация от 200 телевизионных кадров. Полное время экспонирования каждого спектра составило 6 мин. На нижней панели приведена относительная средняя квадратичная ошибка, вычисленная по этим записям для каждого интервала длин волн. В области спектра от 5000 до 7000 Å она в среднем составляет 3-4%. Приведенные результаты показывают достаточно хорошую внутреннюю сходимость записей. Короткие 6-минутные экспозиции позволяют проводить исследования ядер галактик с высоким временным разрешением.

Распределение энергии в абсолютных энергетических единицах, полученное нами для трех ядер сейфертовских галактик NGC 4051, NGC 7469 и NGC 1275, приведено на рис. 2. Для первого из них в качестве спектрофотометрического стандарта был использован HZ 44, для второго

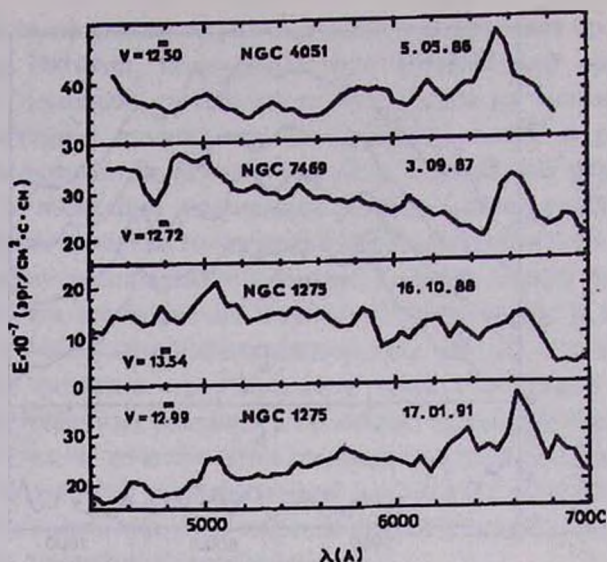


Рис. 2. Абсолютные распределения энергии в спектрах трех сейфертовских галактик. Номера галактик указаны в центре графиков, даты наблюдений - справа, а вычисленные синтетические звездные величины в полосе V - слева.

- EG-162, для NGC 1275 в 1988 г. - Hiltner - 102, а в 1991 г. - Hiltner - 600 [17]. Все спектры показывают наличие эмиссии в области линий ОП 4959-5007 Å и водорода H_β 4861 Å в виде бленды и в области линий водорода H_γ 6563 Å и НП 6548 - 6583 Å также в виде бленды. Для их разрешения необходима более высокая дисперсия.

Вычисленные по полученному нами абсолютному спектральному распределению энергии синтетические звездные величины в полосе V приведены для каждой галактики слева на графиках рис. 2. Сравнение их с фотометрическими наблюдениями тех же галактик в полосе V затруднено сильными колебаниями блеска их ядер, что требовало знания их блеска на наши моменты наблюдений. Таких данных оказалось весьма недостаточно. Приведем некоторые сравнения. Например, синтетическая величина V галактики NGC 7469 оказалось на 0.5^m ярче, чем она была измерена в диафрагме размером 14 угл.с. в 1987г. [18]. Галактика NGC 1275 в 1991г. наблюдалась одновременно с нами в диафрагме 20 угл.с. [19], и синтетическая величина V оказалась на 0.3^m ярче, чем фотометрическая.

Отличие синтетических звездных величин в сторону увеличения яркости объясняется вкладом периферийных областей галактики, попадающих в прямоугольник шириной около 20 угл.с. выделяемый стробом около изображения спектра и нулевого порядка галактики. Поэтому синтетические звездные величины V оказались близкими к фотометрическим данным, полученным с большими диафрагмами.

5. *Заключение.* Опыт спектрофотометрических наблюдений ядер сейфертовских галактик показывает перспективность использования малого телескопа для исследований спектральной переменности в излучении ядер сейфертовских галактик на малых временах. Возможна постановка задачи получения квазимонохроматических световых кривых их ядер в шкале времени от 10 мин и выше. Малый телескоп позволяет исследовать один и тот же объект в течение длительного времени, что дает большой однородный наблюдательный материал, пригодный для частотного и статистического анализа.

Крымская астрофизическая обсерватория

SPECTROPHOTOMETRIC OBSERVATIONS OF SEYFERT GALAXIES NUCLEI NGC 4051, NGC 7469, NGC 1275

V.V.PROKOF'EVA, L.M.SHARIPOVA

The digital TV complex with original slitless spectrograph having transparent diffraction gratings and 0.5-meter telescope of the Crimean Astrophysical Observatory were used for spectrophotometric observation of the Seyfert galaxies nuclei. The absolute spectral distribution were obtained for 3 Seyfert galaxies NGC 4051, NGC 7469, NGC 1275 in the region 4000 - 7000 Å. The syntetic stellar magnitudes in passband V were calculated. The apparatus may be used for investigation of spectral variations of the Seyfert galaxies nuclei in the temporal scale of ten and more minutes.

ЛИТЕРАТУРА

1. В.М.Лютый, Астрон. ж., 49, 930, 1972.
2. I.I.Pronik, Variability in stars and galaxies, Proceedings of the fifth European Regional meeting in Astronomy, Belgium, 1980, P. C. 1. 2.
3. K.S.Anderson, Astrophys. J, 162, 743, 1970.
4. G.A.Shields, J.B.Oke, Publ. Astron. Soc. Pac., 87, 520, 1975.
5. A.G. de Bruyn, W.L.W Sargent, Astron. J., 83, 1474, 1978.
6. R.C.Kennicutt, Astrophys. J., 79, 255, 1992.
7. В.В.Прокофьева, Л.М.Шарипова, Астрон. ж., в печати.
8. А.Н.Абраменко, Н.И.Бондарь, В.А.Майер, Е.П.Павленко, В.В.Прокофьева, Л.М.Шарипова, Изв. Крым. астроф. обсер., 78, 182, 1988.
9. A.N.Abramenko, Yu.N.Alexandrin, V.N.Yakushin, V.V.Prokof'eva, Instrumentation for astronomy with large optical telescopes, Proc. of IAU Coll. № 67. Ed. C. M. Humphries, Dordrecht, Holland, Beidel Publ. Comp., 1982, p. 175.
10. В.И.Проник, Л.М.Шарипова, Авторское свидетельство, Бюллетень изобретений № 23, 23 июня, 1993.
11. А.Н.Абраменко, В.А.Мийер, В.В.Прокофьева, Л.М.Шарипова, Оптико-механическая промышленность, №2, 10, 1991.
12. А.Н.Абраменко, Л.Г.Богачева, А.Е.Верхошенцева, К.И.Осьминкина, В.В.Прокофьева, Е.П.Павленко, Л.М.Шарипова, Оптико-механическая промышленность, №7, 78, 1991.
13. А.Н.Абраменко, Е.С.Агапов, В.Ф.Анисимов, Н.Д.Галинский, В.В.Прокофьева, С.М.Синенко, Телевизионная астрономия, ред. В. Б. Никонов, Наука, М., 90, 1984.
14. А.Н.Абраменко, Е.П.Павленко, В.В.Прокофьева. Фотометрические и поляриметрические исследования небесных тел. Киев. Наукова думка. 184, 1985.
15. В.В.Бочков, Е.П.Павленко, Изв. Крым. астрофиз. обсер., 88, 109, 1993.
16. А.Н.Абраменко, Е.С.Агапов, В.Ф.Анисимов, Н.Д.Галинский, В.В.Прокофьева, С.М.Синенко, Телевизионная астрономия, ред. В. Б. Никонов, Наука, М., 124, 1984.
17. J.V.Barnes, D.S.Hayes, IRS Standard star manual, Kitt Peak National Observatory, 1984.
18. В.Т.Дорошенко, В.М.Лютый, В.Ю.Рахимов, Письма в Астрон. ж. 15 №6, 483, 1989.
19. Н.И.Меркулова, Л.П.Метик, Изв. Крым. астроф. обсер., 90, 178, 1995.

МЕХАНИЗМ ОБРАЗОВАНИЯ ДИПОЛЬНОГО МАГНИТНОГО ПОЛЯ В ЦЕНТРАЛЬНЫХ ОБЛАСТЯХ АКТИВНЫХ ГАЛАКТИК

Р.Р.АНДРЕАСЯН

Поступила 22 декабря 1995

Принята к печати 22 января 1996

Изучена модель образования крупномасштабных магнитных полей дипольной конфигурации в центральных областях ($r \sim 100 \text{лк}$) активных галактик. Предполагается, что в этих областях имеется быстровращающийся высокоионизованный ($\Omega \sim 5 \cdot 10^{-15} \text{сек}$, $N_e \sim 10^{12} \text{см}^{-3}$) газ. Из центра области истекает ионизованное вещество со скоростью в несколько сот км/с, которое увлекается вращением окружающей среды. В таких условиях работает "батарейный" эффект Бирмана [11], и в среде образуются круговые электрические токи, вследствие чего усиливаются магнитные поля дипольного характера. За время активной фазы галактик порядка 10^8 лет напряженность магнитного поля на границах этой области может достигать значений $10^{-4} - 10^{-3} \text{Гс}$.

1. *Введение.* Известно, что проявление активности в космических объектах в большинстве случаев связано с наличием в них магнитных полей разных масштабов, характера и напряженности [1-3].

Вопрос образования и усиления космических магнитных полей в настоящее время остается не до конца изученным. В ранних работах предполагалось, что наблюдаемое в настоящее время магнитное поле космических объектов является остатком реликтового магнитного поля [4]. В работах [5,6] происхождение магнитного момента звезд, планет и галактик объясняется сохранением магнитного момента сверхтяжелых адронов, в результате распада которых образуются эти объекты. Как показано, например, в [1,2], в турбулентной плазме действует динамо механизм, который усиливает слабые затравочные поля. В результате этого в зависимости от вида турбулентности и крупномасштабного движения космической плазмы образуются полоидальные или торoidalные магнитные поля. Затравочные магнитные поля могут образоваться в ранней Вселенной [7-9], или в звездах [10] за счет микроскопических

термальных или инерциальных батарейных эффектов в газе (эффект Бирмана [11]). В работе [12] этот эффект был использован для получения полоидальных магнитных полей в области ядер галактик, в которых предполагалось наличие тороидальных газовых дисков.

В настоящей работе рассматривается возможность образования крупномасштабного дипольного магнитного поля во вращающейся частично ионизованной газовой среде сферической формы, из центральной части которой истекает высокоионизованная плазма. Подобная модель, вероятно, применима к ядрам активных галактик, радиогалактик и квазаров, в которых, как известно [13-18], наблюдается как быстрое вращение центральной части, так и наличие большого количества высокотемпературного газа и истечение вещества.

2. *Модель образования дипольных полей.* Предположим, что имеется шар радиусом R_0 , заполненный частично ионизованным водородом с плотностью $N(r)$. Шар вращается твердотельно, с угловой скоростью $\bar{\Omega}$ вокруг оси, проходящей через центр шара. Из центра шара происходит истечение ионизованного газа (водорода) со скоростью $\bar{V}_0$, а темп истечения $dM/dt = A$ г/с. Истекающая плазма по мере удаления от центра, увлекаясь вращением окружающего вещества, приобретает все большую линейную скорость вращения пропорционально расстоянию r от центра. Однако частицы истекающего газа в каждой точке среды будут иметь меньшую скорость вращения, чем среда. Это связано с тем, что частицы истекающего вещества не сразу приобретают скорость вращения среды, а запаздывают на время столкновения τ_i инжектируемой частицы i -го сорта со средой. То есть скорость вращения $\bar{u}_i$ этих частиц будет

$$\bar{u}_i = \bar{\Omega}(\bar{r} - \bar{V}_i \tau_i), \quad (1)$$

где $\bar{V}_i = \bar{V}_0$ - скорость инжекции частиц. Время столкновения τ_i дается формулой [19]

$$\tau_i = m_i^2 V_i^3 / 16\pi e^4 N(r) \ln \lambda. \quad (2)$$

В формуле (2) m_i и $\bar{V}_i = \bar{V}_0$ - масса и скорость инжектируемой частицы, $N(r)$ - плотность частиц в среде, $\ln \lambda$ - кулоновский логарифм, значение

которого в рассматриваемом случае порядка 20-и.

Из формулы (2) для электронов и протонов следует, что $\tau_e \ll \tau_p$, из-за большой разности масс. Следовательно электроны увлекаются вращением окружающего вещества быстрее, чем протоны. Поэтому можно считать, что в момент времени t электроны в точке r имеют большую скорость вращения, чем протоны. Из формулы (1) для разности скоростей вращения электронов и протонов получим

$$\Delta \vec{u}(r) = \vec{u}_e - \vec{u}_p = \vec{\Omega} \vec{V}_0 (\tau_p - \tau_e) \approx \vec{\Omega} \vec{V}_0 \tau_p, \quad (3)$$

и хотя в каждой точке $n_e = n_p = n$ (n -концентрация истекающего вещества), образуется круговой электрический ток $\Delta \vec{u}(r) \cdot e \cdot n_e$ и магнитное поле дипольного характера. Используя формулу $\vec{M}_e = e[\vec{r} \vec{u}_e] / 2c$ для дипольного момента движущегося со скоростью $\vec{u}_e$ электрона, для магнитного момента $\vec{M}$ упомянутой выше модели получим

$$\vec{M} = \int (1 / 2c) e \bar{n}_e(r) [\vec{r} \Delta \vec{u}(r)] d v. \quad (4)$$

Интегрирование в (4) проводится по всему объему шара. Для интегрирования надо иметь зависимости $\Delta \vec{u}(r)$ и $\bar{n}_e(r)$. Скорость истечения $\vec{V}_0$ тоже изменяется с расстоянием от центра r , однако, при условиях рассматриваемой модели (см. ниже) ее изменение порядка $0.1 V_0$, поэтому скорость истечения можно считать постоянной. Тогда Δu зависит от r только через τ_p , то есть через плотность частиц в среде $N(r)$. Примем

$$N(r) = N_0 (r/R_0)^{-k}, \quad (5)$$

где N_0 - плотность частиц на расстоянии R_0 от центра, а k - некоторая постоянная порядка 1-2. Такая зависимость предложена в работах [17,18] на основании данных спектральных наблюдений водородных линий в центральных областях активных галактик. Среднюю концентрацию электронов в истекающей плазме $\bar{n}_e(r)$ можно найти из того, что A/m , частиц (A - темп истечения вещества по г/с.) при расширении вещества со скоростью $\vec{V}_0$, заполняют шаровую оболочку радиусом r и толщиной $\vec{V}_0$.

$$\bar{n}_e(r) = A / 4\pi m_p r^2 V_0. \quad (6)$$

Подставляя (3) и (6) в (4), учитывая (5) и производя интегрирование,

получим

$$\bar{M} = A \bar{\Omega} e \tau_0 R_0^2 / 8(2+k) m_p c, \quad (7)$$

где τ_0 дается формулой (2), в которой вместо $N(r)$ подставлено N_0 .

Попробуем применить этот механизм образования дипольных магнитных полей для центральных областей активных галактик. Как было упомянуто во введении, в работах [13-18], на основе анализа наблюдательных данных для многих активных галактик, радиогалактик и квазаров, было показано, что центральные области этих объектов вращаются довольно быстро, $\sim 100-300$ км/с на расстоянии от центра ~ 100 пк., что соответствует угловой скорости $10^{-14}-10^{-15}$ с $^{-1}$. Плотность N_0 быстровращающейся высокотемпературной газовой составляющей оценивается $\sim 10^3$ см $^{-3}$. Также известно, что из ядер активных галактик истекает высокоионизованная плазма со скоростью от нескольких сот до нескольких тысяч км/с. С учетом этих данных для параметров модели, наиболее приемлемым представляются следующие значения:

$$R_0 = 100 \text{ пк} = 3 \cdot 10^{20} \text{ см.}$$

$$N_0 = 10^3 \text{ см}^{-3}$$

$$\Omega = 5 \cdot 10^{-15} \text{ с}^{-1}$$

$$V_0 = 400 \text{ км/с} = 4 \cdot 10^7 \text{ см/с}$$

$$A = 1 M_\odot / \text{год} \approx 6.4 \cdot 10^{25} \text{ г/с}$$

$$k = 1.5.$$

Используя эти значения, по формулам (7) и (2) находим

$$M = 3 \cdot 10^{61} \text{ Гс см}^3.$$

Для сравнения отметим, что дипольный момент галактик, в которых, как и в нашей Галактике, на расстоянии 10 кпк от центра напряженность магнитного поля составляет $B \sim 10^{-6}$ Гс., магнитный момент $M \approx 2.7 \cdot 10^{61}$ Гс см 3 . Таким образом, предложенная модель дает разумный порядок величины дипольного момента галактик.

Однако надо отметить, что эта оценка является верхним пределом для нашей модели, поскольку при выводе формулы (7) не учитывалось влияние образующегося магнитного поля на истечение ионизованного

вещества. Это влияние становится существенным, когда плотность энергии магнитного поля становится порядка плотности кинетической энергии истекающего вещества

$$\rho V_0^2/2 = B^2/8\pi. \quad (8)$$

Формула (8) даст $B \approx 1.7 \cdot 10^{-4}$ Гс на границе шара.

Кроме того, значение образующегося и усиленного таким образом магнитного поля зависит от временного интервала активной фазы галактики. Магнитное поле можно также оценить, исходя из уравнения движения электрона в электромагнитном поле. Если пренебречь (как например в [1], с. 4) членами второго порядка по u_e/c , то уравнение движения электрона имеет вид

$$e\vec{E} = -d(m_e \vec{u}_e)/dt - (e/c)[\vec{u}_e \vec{B}] + (ec/4\pi\sigma)\text{rot } \vec{B}, \quad (9)$$

где $\vec{E}$ - напряженность электрического поля, σ - электропроводимость среды. Вместо первого члена правой части формулы (9) можно приблизительно написать $m_e \vec{u}_e / \tau_e$, имея в виду, что за время τ_e инжектируемый во вращающуюся среду электрон может изменить свой импульс на величину $m_e \vec{u}_e$. Подставим это выражение в (9) и подействуем на него оператором rot . После некоторых преобразований получим

$$2m_e \vec{\Omega} \wedge \vec{u}_e / e\tau_e = d\vec{B}/dt - \text{rot}[\vec{u}_e \vec{B}] + \text{rot}\eta \text{rot } \vec{B}, \quad (10)$$

где учтено, что $\text{rot } \vec{u}_e = 2\vec{\Omega}$ и $c \cdot \text{rot } \vec{E} = -d\vec{B}/dt$, а $\eta = c^2/4\pi\sigma$ - коэффициент омической диффузии. Уравнение (10) - это гидромагнитное уравнение с функцией источника в левой части. Найти точное решение этого уравнения - очень сложная задача. Поэтому в целях получения грубых оценок введем упрощающие предположения.

Третий член в правой части уравнения (10) определяет диффузию и омическую диссипацию поля. Как показано в [1], для магнитного поля галактических масштабов этим членом можно пренебречь. Поскольку в начальный момент магнитное поле отсутствует, то можно пренебречь также вторым членом правой части, описывающим перенос магнитных силовых линий. После этих упрощений имеем

$$d\vec{B}/dt = 2m_e c \vec{\Omega} / e\tau_e, \quad (11)$$

или интегрируя по времени от нуля до T_0 (T_0 - время активной фазы галактики), получим

$$\bar{B} = 2 m_e c \bar{\Omega} T_0 / e \tau_e. \quad (12)$$

Формула (12) дает возможность оценить магнитное поле на границе шара, если известно время активной фазы T_0 . И, наоборот, если для напряженности магнитного поля принять значение, полученное по формуле (8), то используя (12), можно оценить время T_0 , за которое магнитное поле может вырасти до значений порядка нескольких сот микрогаус. Получается $T_0 = 10^4$ год.

Таким образом, оценки магнитного поля по формулам (7), (8) и (12) показывают, что упомянутый механизм может обеспечить центральные области галактик магнитными полями с напряженностью порядка 10^{-4} - 10^{-3} Гс. Для образования крупномасштабных дипольных магнитных полей достаточно только иметь истечение достаточного количества (~одной массы Солнца в год) высокоионизованного вещества из быстровращающегося центра галактики со скоростью в несколько сот км/с, что является довольно распространенным явлением у активных галактик.

3. Следствия, вытекающие из модели. Надо отметить, что в настоящее время нет прямых наблюдений магнитных полей галактик, которые подтвердили бы их дипольный характер. Однако имеются многочисленные наблюдательные данные, которые могут быть косвенным подтверждением предложенной выше модели. В наших ранних работах [20-23] рассмотрен механизм образования радиогалактик разных морфологических классов (классификация FR), в основе которого лежит предположение о дипольном характере магнитного поля родительской эллиптической галактики. Сделанные на основании этого предположения выводы, а затем и проверка этих выводов на основе анализа многочисленных наблюдательных данных радиогалактик, говорят в пользу предположения о дипольной природе магнитных полей.

Приведем некоторые из этих выводов.

- а) Радиогалактики FR II более вытянуты и имеют большие радиосветимости, чем FR I.
- б) Направление вытянутости у радиогалактик типа FR II хорошо коррелирует с направлением оси дипольного магнитного поля, то есть оси вращения, или что то же самое, с малой осью родительской галактики. Направление вытянутости у FR I коррелирует с большими

осями родительских галактик.

в) У радиогалактик FR II направление магнитных полей коррелирует с большими осями радиогалактик, а у радиогалактик FR I - с малыми осями.

г) Радиоструи имеют примерно то же направление, что и яркие радиокомпоненты (или вытянутость радиогалактики) и лучше сфокусированы у FR II, чем у FR I.

Эти и некоторые другие следствия модели радиогалактик, приведенные в работах [20-23], связаны с характером распространения в дипольном магнитном поле облака релятивистского газа, выброшенного из центра родительской галактики.

4. *Заключение.* В заключение приведем некоторые следствия модели образования дипольных магнитных полей, которые можно проверить дальнейшими наблюдениями.

Из формул (7), (8) и (12) следует, что магнитное поле должно коррелировать с угловой скоростью центральной части галактик, а также с темпом истечения плазменного вещества из ядра.

Следует отметить, что аналогичные результаты можно получить также при аккреции газового вещества на быстровращающуюся центральную часть галактики. Однако аккрецирующее из окружающего пространства вещество в этом случае имеет избыточный момент вращения. Поэтому войдя в более медленно вращающиеся области, это вещество потеряет часть своего момента. При этом быстрее тормозится электронный газ, в результате чего протонный газ вращается быстрее электронного. Дипольный момент образующегося магнитного поля в этом случае имеет противоположную ориентацию по отношению к моменту вращения, чем в модели, изученной в разделе 2. Таким образом, изучение взаимных ориентаций магнитного момента и момента вращения отдельных галактик или радиогалактик, вероятно, даст возможность сделать выбор среди моделей, основанных на истечении вещества или на его аккреции.

Рассмотрим еще одно следствие из модели дипольного магнитного поля, связанное с распространением ионизованного нерелятивистского газа в радиогалактиках. Когда дипольное поле галактики увеличивается до значений порядка $B^2/8\pi \approx V^2/2$, частицы начинают увлекаться силовыми линиями дипольного поля, вследствие чего образуется вытянутое по направлению оси диполя облако ионизованного газа. Радиогалактики большой светимости FR II тоже вытянуты по оси диполя, и следовательно, вытя-

нутости облака ионизованного газа и радиооси у этих радиогалактик должны коррелировать. Такой вывод сделан в работах [24,25] на основе анализа многочисленных данных.

Бюраканская астрофизическая обсерватория,
Армения

THE MODEL OF THE FORMATION OF DIPOLE SHAPE MAGNETIC FIELDS IN THE CENTRAL REGIONS OF ACTIVE GALAXIES

R R.ANDREASYAN

The model of the formation of large-scale dipole shape magnetic fields in the central regions ($r \sim 100 \text{ pc}$) of active galaxies is studied. The existence of rapidly rotating high-ionized gas ($\Omega \sim 5 \cdot 10^{-15} \text{ s}^{-1}$, $N_e \sim 10^3 \text{ cm}^{-3}$) in these regions is proposed. From the central region plasma flows with the velocity of several hundreds km s^{-1} , which is carried away by the rotating surrounding medium. In such medium the Biermann "battery" effect [11] is acted, and the ring electric current is formed. Therefore the dipole magnetic fields are amplified in these regions. At the time interval of central activity of the galaxy 10^8 yr , the magnetic field can reach up to $10^{-4} - 10^{-3} \text{ G}$.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Е.Паркер*, Космические магнитные поля, в двух частях, Мир, М., 1982.
2. *С.И.Вайнштейн, Я.Б.Зельдович, А.А.Рузмайкин*, Турбулентное динамо в астрофизике, Наука, М., 1980.
3. *E.Asseo, H.Sol, Physics. Reports* (Review Section of Physics Letters), **148**, No6, 307, 1987.
4. *F.Noyle*, Nature, **223**, 936, 1969.
5. *Р.М.Мурадин*, Астрофизика, **14**, 439, 1978.
6. *И.Н.Минин*, Астрофизика, **15**, 121, 1979.
7. *E.R.Harrison*, Mon. Notic. RAS, **147**, 279, 1970.

8. *И.Н.Мишустин, А.А.Ружмайкин, ЖЭТФ, 61, 441, 1971.*
9. *H.Lesch, M.Chiba, As.Ap, 297, 305, 1995.*
10. *L.Mestel, J.W.Roxburg, Astrophys. J., 136, 615, 1962.*
11. *L.Biermann, Z.Naturforsch., 5a, 65, 1950.*
12. *H.Lesch, A.Crusius, R.Schlikeiser, R.Wielebinski, Astron.Astrophys., 217, 99, 1989.*
13. *M.Franx, G.D.Illingworth, Astrophys. J., 327, L55, 1988.*
14. *S.A.Baum, T.Heckman, W.van Breugel, Astrophys. J. Suppl., 74, 389, 1990.*
15. *M.P.Veron-Cetty, L.Woltjer, R.D.Ekers, S.Smith As. Ap., 297, L79, 1995.*
16. *T.A.Borrorson, S.E.Porsson, J.B.Oke, Astrophys. J., 293, 120, 1985.*
17. *W.Forman, C.Jones, W.Tucker, Astrophys. J., 293, 102, 1985.*
18. *G.J.Ferland, H.Netzer, Astrophys. J., 264, 105, 1983.*
19. *Г.Альвен, К.-Г.Фельтхаммар, Космическая электродинамика, Мир, М., 1967, с. 175.*
20. *Р.Р.Андреасян, Астрофизика, 19, 441, 1983.*
21. *Р.Р.Андреасян, Астрофизика, 21, 93, 1984.*
22. *Р.Р.Андреасян, Астрофизика, 23, 47, 1985.*
23. *Р.Р.Андреасян, Сообщ. БАО, вып.LXIII, 75, 1990.*
24. *P.J.McCarthy, W.van Breugel, H.Spinrad, S.Djorgovski, Astrophys. J., 321, L29, 1987.*
25. *S.A.Baum, T.M.Heckman, W.van Breugel, Astrophys. J., 389, 208, 1992.*

УДК: 524.77

НЕОБХОДИМЫЕ ПРИЗНАКИ ПРОСТРАНСТВЕННОЙ ОДНОРОДНОСТИ ГРУПП ГАЛАКТИК

Г.А.САИЯН

Поступила 14 ноября 1995

Принята к печати 11 февраля 1996

С целью поиска пространственно-однородных групп галактик построены два необходимых признака систем такого типа. В обоих случаях используется парное распределение галактик (распределение их взаимного расстояния) в картинной плоскости. Это распределение выводится теоретически (в пределе $N \rightarrow \infty$, где N - число галактик в группе) и численно при конечных значениях N . При этом рассматривалась ортогональная проекция однородного пуассоновского процесса на сфере некоторого радиуса на плоскость. В первом признаке используется критерий Колмогорова для сравнения вычисленного интегрального парного распределения с наблюдаемым. Во втором используются безразмерные статистики, связанные с моментами парного распределения. Исследование каталогов Геллер - Хухры и Маггесяна, в которых отбор групп галактик производился согласно условию $9 \leq N \leq 30$, показало, что эти системы в своем подавляющем большинстве пространственно неоднородны. Обсуждаются некоторые динамические следствия из полученных результатов.

1. *Введение.* Исследование структурных особенностей групп галактик необходимо для понимания их динамического состояния. Как известно, несоответствие в оценках динамической и светящейся масс, обнаруженное у этих систем, как и ранее у скоплений галактик, породило две точки зрения, призванные устранить данное противоречие. Первая состоит в предположении наличия в этих системах значительного количества скрытой массы, стабилизирующей их и обеспечивающей выполнение теоремы вириала (см. обзор [1]). Вторая точка зрения предполагает положительность полной энергии групп (и скоплений), причем эта положительность может быть как первоначальной (гипотеза Амбарцумяна [2]), так и приобретенной в процессе эволюции (например, за счет потери системой массы, выброшенной из галактик [3]). Построение численных моделей неравновесных систем [4] позволило выявить ряд внешних признаков их отличия. В частности оказалось, что при некоторых условиях расширяющиеся конфигурации стремятся к приблизительной однородности в пространстве, в то время как в связанных системах с течением

времени формируется структура типа ядро-гало. Имеет место также различие в степени сегрегации масс (светимостей) и в процентном содержании образующихся двойных галактик.

В более поздних исследованиях по динамике групп галактик мы не находим столь детального сопоставления двух концепций на уровне численных моделей. Как правило, упомянутые системы считаются связанными, хотя альтернативная возможность не исключается. Для связанных групп время пересечения системы меньше хаббловского (см. [5], [6]). При интерпретации результатов исследований, наряду с неопределенностями в оценках масс групп галактик, это обстоятельство может оказаться решающим даже в тех случаях, когда приближенные оценки потенциальной и кинетической энергии этих систем указывают на положительность их полной энергии [7].

По поводу численных экспериментов по динамике групп галактик необходимо, по-видимому, заметить, что даже в тех случаях, когда их результаты слабо зависят от стартовых условий моделирования, последние все же составляют лишь узкое подмножество того широкого диапазона условий, которые допустимы для реальных групп галактик. На наш взгляд, это одна из причин, не исключающая целесообразность обсуждения различных аспектов возможного проявления динамической неустойчивости этих систем (в смысле положительности их полной энергии).

Одним из вероятных признаков (хотя не достаточным и даже не необходимым) такой неустойчивости, как это следует из работы [4], можно считать, в первом (грубом) приближении, приблизительную пространственную однородность групп. Тем самым выделяется класс пространственно однородных систем, представляющий специфический интерес с динамической точки зрения. В связи с этим возникает проблема поиска таких систем среди известных групп галактик. Решение этой задачи приводит к необходимости построения количественного критерия пространственной однородности, что и является целью настоящей работы. Искомое свойство не может быть выявлено путем оценок локальной плотности числа галактик в разных частях занимаемого группой объема, поскольку это число мало и в редких случаях превышает два-три десятка.

Основная идея этой работы заключается в сравнении наблюдаемых характеристик поля галактик группы (объем которой предполагается сферическим) с аналогичными характеристиками спроектированного на круг пуассоновского однородного процесса внутри этой сферы. Такими

характеристиками являются распределение взаимных расстояний галактик (парное распределение) и связанные с ними статистики. Мы будем использовать безразмерные статистики, определение которых дается в разделе 2. Эти характеристики инвариантны относительно группы движений евклидова пространства [8]. Кроме того, значения безразмерных статистик не зависят от радиуса сферы. Переход к интегральному парному распределению позволяет применить критерий Колмогорова для проверки простой гипотезы о пространственной однородности групп галактик. Группы были отобраны из каталогов Геллер-Хукри [9] и Магтесяна [10]. При анализе эмпирических данных использовались результаты численного моделирования этих систем при различных значениях числа членов группы.

2. Основные соотношения.

2.1. Интегральное парное распределение. Рассмотрим точечный сферически-симметричный пуассоновский процесс внутри сферы радиуса a в n -мерном евклидовом пространстве (в этом случае интенсивность процесса $f_n(r')$ является функцией только расстояния r' от центра симметрии). Обозначим $Q_n(r')dr'$ вероятность того, что случайная точка окажется на расстоянии от r' до $r'+dr'$ от центра сферы. Выберем $f_n(r')$ таким, чтобы удовлетворялось условие нормировки

$$\int_0^a Q_n(r') dr' = 1.$$

Тогда очевидно, что

$$Q_n(r') = \begin{cases} \frac{n}{a^n} f_n(r') r'^{n-1}, & r' \leq a \\ 0, & r' > a. \end{cases} \quad (1)$$

Характеристическая функция случайной величины $r' = |\vec{r}|$ определяется через преобразование Ганкеля [11]:

$$G_n(\rho) = \int_0^a Q_n(r') \Lambda_{\frac{n}{2}-1}(r' \rho) dr'; \quad (2)$$

$$\Lambda_\alpha(x) = \Gamma(1+\alpha) \left(\frac{1}{2} x \right)^{-\alpha} J_\alpha(x),$$

где $\Gamma(1+\alpha)$ - гамма-функция Эйлера, $J_\alpha(x)$ - функция Бесселя первого рода порядка α .

Рассмотрим далее ортогональные проекции описанного распределения на линейные подпространства евклидова пространства. Мы получим новые сферически-симметричные распределения внутри гиперсфер меньшей размерности и того же радиуса. Согласно Лорду, для всех таких проективных изображений характеристическая функция одна и та же (мы называем это свойство фундаментальным свойством сферически-симметричных систем). В частности, если начальный процесс однороден, то он индуцирует пространственно однородную систему с характеристической функцией $G_n(\rho) = \Lambda_{n-2}(a\rho)$.

Обозначим $P_n(r)dr$ вероятность того, что взаимное расстояние двух точек будет лежать в интервале $r, r+dr$ (распределение расстояний). Эта функция определяется через обратное преобразование Ганкеля

$$P_n(r) = 2^{1-\frac{n}{2}} \Gamma^{-1}\left(\frac{n}{2}\right) \int_0^\infty (r\rho)^{\frac{n}{2}-1} J_{\frac{n}{2}-1}(r\rho) G_n^2(\rho) d\rho \quad (4)$$

(здесь учтено, что характеристическая функция $|\bar{r}|$ равна $G_n(\rho)$). Для спроектированного на плоскость пространственно однородного распределения мы можем написать, следуя Лорду и используя фундаментальное свойство сферически-симметричных распределений (в этом случае $G_2(\rho) = G_3(\rho) = \Lambda_{3/2}(a\rho)$).

$$P_2(q) = \frac{9}{2} \pi \frac{q}{a^3} \int_0^\infty \rho^{-2} J_0(q\rho) J_{3/2}^2(a\rho) d\rho, \quad (5)$$

(q - взаимное расстояние точек в проекции).

Воспользуемся формулой Неймана [12]

$$\int_0^{\pi/2} J_3(2a\rho \cos \varphi) d\varphi = \frac{\pi}{2} J_{3/2}^2(a\rho). \quad (6)$$

Подставляя (6) в (5), получим,

$$P_2(q) = \frac{9\pi q}{a^3} \int_0^{\arccos y'} V(q_1 \varphi) d\varphi, \quad y' = q/2a, \quad (7)$$

где $V(q, \varphi)$ - интеграл типа Вебера-Шафхейтлина [13]

$$V(q, \varphi) = \int_0^{\infty} J_3(2a\rho \cos \varphi) J_0(q\rho) \rho^{-2} d\rho =$$

$$= \begin{cases} \frac{(4a^2 \cos^2 \varphi - q^2)^2}{64a^3 \cos^3 \varphi}, & \varphi < \arccos(q/2a) \\ 0, & \varphi > \arccos(q/2a) \end{cases} \quad (8)$$

Производя интегрирование, получим

$$P_2(y') = \frac{9}{2} y' \left[\sqrt{1 - y'^2} (2 + y'^2) - y'^2 (4 - y'^2) \ln \frac{1 + \sqrt{1 - y'^2}}{y'} \right] \quad (9)$$

и моменты этого распределения

$$\tilde{\mu}_k(2) = \int_0^{2a} q^k P_2(q) dq. \quad (10)$$

Сравнение этой функции с парным распределением в однородной сфере [11]

$$P_3(y) = 12y^2(1-y)^2(2+y), \quad y = r/2a$$

показывает, что максимум $P_3(y)$ смещен относительно максимума $P_2(y')$ в сторону меньших значений y . Последнее вызвано повышенной концентрацией проективного изображения системы по сравнению с ее пространственным образом, в связи с чем возрастает и статистический вес близких пар.

Вычислим интегральное парное распределение $F_2(q)$, т.е. вероятность того, что взаимное удаление двух точек не превышает q . Интегрирование дает

$$F_2(q) = \int_0^q P_2(x) dx = \frac{9}{2} \left[\frac{4}{9} - \left(1 - \frac{1}{6} y'^2 \right) y'^4 \ln \left(\frac{1 + \tau}{y'} \right) - \right.$$

$$\left. - \frac{1}{4} y'^4 \left(1 - \frac{1}{9} y'^2 \right) + \frac{\tau}{3} \left(\frac{5}{2} - \frac{5}{4} \tau - \frac{11}{3} \tau^2 + \frac{1}{2} \tau^3 + \frac{1}{2} \tau^4 + \frac{1}{12} \tau^5 \right) \right]$$

$$\tau = \sqrt{1 - y'^2}. \quad (11)$$

Именно эта функция и будет использована нами при проверке критерием Колмогорова простой гипотезы: соответствует ли наблюдаемое парное распределение заданных объектов состоянию пространственной однородности?

По поводу использованного здесь преобразования Ганкеля заметим, что ранее оно применялось для восстановления двумерных профилей плотности групп и скоплений галактик [14], [15]. Однако авторы не обратили внимание на фундаментальное свойство характеристических функций, которое может быть использовано так же и для решения трехмерной задачи.

2.2. Безразмерные статистики. Отклонения от пространственной однородности у групп галактик могут наблюдаться в форме скученности с градиентом плотности или специфических конфигураций типа прямых цепочек, колец, дуг и т.д. Последние могут наблюдаться у структур, концентрирующихся вблизи некоторой плоскости в пространстве, сферической поверхности и т.д. Для оценки степени отклонения наблюдаемого распределения от пространственного однородного, целесообразно использовать безразмерные статистики

$$B_k = \frac{A_{kk}}{A_k^2} - 1, \quad A_k = \frac{2}{N(N-1)} \sum_{i < j}^N r_{ij}^k, \quad (12)$$

где r_{ij} - парные расстояния между i -ой и j -ой точками поля, A_k - среднее значение всех попарных расстояний k -го порядка. (По теореме Гливленко-Кантелли при $N \rightarrow \infty$ A_k -статистики стремятся к функционалам $\mu_k(n)$ - моментам k -ого порядка распределения расстояний, в частности к $\tilde{\mu}_k(r)$ для распределения (9)). B_k - статистики впервые были введены в работе [16], где рассматривались их частные случаи ($k=2$). Обобщение на случай моментов произвольного порядка было дано в [17]. Мы будем рассматривать лишь случаи $k=1,2,3,4$. Как показано в [8], выпуклые конфигурации необходимо характеризуются системой неравенств, которой удовлетворяют моменты $\mu_k(n)$ или их вырожденные аналоги (когда точки располагаются вдоль контура, очерчивающего конфигурацию). Подчеркнем, что каждая конфигурация может быть аппроксимирована некоторым выпуклым контуром или вложена в него.

Распределению (9), т.е. ортогональной проекции пространственного однородного распределения на плоскость, соответствуют значения статистик $B_k = \tilde{\mu}_{1,k}(2) / \tilde{\mu}_k^2(2) - 1$ (при $N \rightarrow \infty$), приведенные в последней

строке таблицы. Для сравнения приведем их значения в некоторых специальных случаях расположения точек (пуассоновского процесса на данных многообразиях)

B_1	B_2	B_3	B_4	
0.5	1.4	2.571	4.0	(сегмент),
0.234	0.5	0.735	0.941	(окружность)
0.22	0.67	1.268	2.024	(круг)

Вторая строка той же таблицы составлена на основе формулы (12) из [17]. В остальных случаях использовались моментные соотношения Хаммерсли [18] для функции $P_*(r)$ при равномерном распределении точек в n -мерной сфере (см. также формулу (12.74) в книге Сантало [8])

$$\mu_k(n) = \frac{n \Gamma(n+1)}{\Gamma\left(\frac{n+1}{2}\right)} \frac{\Gamma\left(\frac{n+k+1}{2}\right)}{(n+k) \Gamma\left(n + \frac{k}{2} + 1\right)}. \quad (13)$$

3. *Численное моделирование.* Для практического применения описанных характеристик к исследованию групп галактик требуется их вычисление при конечных значениях N . Теоретический расчет в этом случае сопряжен с большими математическими трудностями. Поэтому необходимо промоделировать однородную систему и, спроектировав ее изображение на плоскость, определить все указанные характеристики полученного точечного поля. Если соответствующее дискретное парное распределение $\tilde{F}_2(q, N)$ аппроксимирует теоретическое распределение $F_2(q)$, то максимум дисперсии значений $\tilde{F}_2$ равен

$$\sigma_N = \frac{1}{\sqrt{2N(N-1)}}.$$

Пусть $S(q, N)$ - эмпирическая функция распределения, выведенная по координатам галактик данной группы. Если D -статистика Колмогорова,

т.е. $D = \sup_q |\tilde{F}_2(q, N) - F_2(q)|$, то неравенство $D \sqrt{\frac{N(N-1)}{2}} \leq 0.5$ можно

рассматривать как условие отбора однородных в пространстве случайных точечных полей (вероятность K принятия гипотезы о том, что группа пространственно однородна, равна 0.964). Это очень сильное условие. Из общего числа смоделированных полей ему удовлетворяют лишь 15-20%. Практически мы будем иметь дело со случаем, при котором различие в функциях $F_2(q)$ и $\tilde{F}_2(q, N)$ столь мало, что использование вместо D статистики $D' = \sup_q |F_2(q) - S(q, N)|$ не влияет в качественном плане на

конечный результат, хотя и несколько ужесточает условие отбора.

При численном моделировании N -точечных группировок вычислялись средние значения $\bar{B}_k$ и стандартные отклонения σ статистик B_k (см. табл. 1). Отклонения наблюдаемых значений B_k^0 этих статистик от средних модельных можно рассматривать как случайные ошибки, подчиняющиеся нормальному распределению [16]. Введя стандартизованную переменную $u = |B_k^0 - \bar{B}_k| / \sigma$, можно оценить вероятность случайного отклонения наблюдаемого распределения галактик в группе от однородности. Условимся считать группу близкой к состоянию пространственной однородности, если при любом k выполняется следующее приближенное неравенство $u \leq 1$.

Как показывают расчеты, поля, однородные в смысле критерия Колмогорова, не обязательно однородны в смысле B_k -критерия. Этот результат не представляется неожиданным, если вспомнить проблему моментов Стильбесса-Хаусдорфа [19], согласно которой моменты $\tilde{\mu}_k(2)$ (а значит и их статистические приближения A_k) не являются достаточными характеристиками распределения $P_2(q)$.

4. Результаты исследования групп галактик. Описанная выше процедура выделения пространственно однородных систем с малым числом членов была применена для поиска групп галактик, обладающих подходящими признаками. С этой целью были отобраны 45 групп галактик из каталогов Геллер-Хукра [9] (28 объектов), обозначаемых здесь и далее как GH и Магтесяна (Mh) [10] (17 объектов), удовлетворяющих условию численности галактик $9 \leq N \leq 30$. Оно близко к использованному в работе Аарсета и Саслау [1]. Кроме того, это условие частично отсеивает фиктивные группы, число которых возрастает в сторону малых N и может достигать высокого процента от общего числа групп. По данным [20], включающим новый список групп галактик с предельной звездной

величиной $15^m.5$ в области $8^h \leq \alpha \leq 17^h$ и $26^{\circ}.5 \leq \delta \leq 38^{\circ}.5$, такие группы составляют $\approx 33\%$ для $N < 5$. Из нового списка 4 группы удовлетворяли приведенному условию численности (в этой полосе присутствуют также 4 группы из прежнего списка с предельной звездной величиной $14^m.5$). В отличие от каталога [9], данный список не обладает полнотой и охватывает существенно меньшую область небесной сферы. Поэтому мы посчитали целесообразным ограничиться объектами указанного каталога, предполагая, что окончательные выводы не зависят от предельной звездной величины галактик выборки. В дальнейшем планируется выполнить аналогичное исследование на основе более полных данных CfA-обзора (см., например, [21]).

Серьезной проблемой является определение реальных размеров групп галактик. В качестве такового мы взяли двукратное значение расстояния

Таблица 1

ДАННЫЕ ЧИСЛЕННОГО МОДЕЛИРОВАНИЯ ТОЧЕЧНЫХ ГРУППИРОВОК ПРИ РАЗЛИЧНЫХ ЗНАЧЕНИЯХ N

N	Характеристика распределения	Критерий			
		B_1	B_2	B_3	B_4
9	среднее	0.208	0.640	1.238	1.990
	стандартное отклонение	0.045	0.149	0.351	0.676
16	среднее	0.217	0.680	1.344	2.219
	стандартное отклонение	0.026	0.100	0.262	0.559
30	среднее	0.225	0.702	1.385	2.286
	стандартное отклонение	0.020	0.088	0.219	0.420
∞	среднее	0.226	0.714	1.419	2.369
	стандартное отклонение	0	0	0	0

максимально удаленной от центра группы галактики. Оно равно диаметру минимального круга, внутри которого находится система, и представляет собой нижний предел линейного масштаба, выделяющего группу как кластер из общего поля галактик.

В результате проведенного анализа мы пришли к следующим выводам. Группы Геллер-Хукры обнаруживают сравнительно более выраженное стремление к пространственной однородности, чем группы Магтесяна (среди последних пространственно однородные системы практически отсутствуют. Возможно, здесь сказывается также различие в принципах отождествления групп). Пять *GH*-групп могут быть признаны пространственно однородными с вероятностью $K \geq 0.8$ по критерию Колмогорова. Это группы *GH* 8, 74, 88, 91, 145. Как правило, значения B_k -статистик для них также близки к характерным для пространственно однородного случая значениям по сравнению с теми группами, которые исключены критерием Колмогорова (не считая *GH* 91). У остальных групп указанные показатели значительно хуже. Вероятность того, что группа однородна по B_k -критерию существенно ниже, чем вероятность принятия этой гипотезы по критерию Колмогорова. Наилучшие совокупные показатели у трех групп - *GH* 8, 74 и 88.

Группы *GH* 8 и *GH* 145 являются членами более крупных иерархических структур (скоплений галактик *Pisces* и *Virgo III*, соответственно).

Группы *GH* 74 и 88 являются изолированными и открыты впервые авторами каталога. *GH* 74 содержит минимальное число членов по условию отбора (всего 9) и одну из наиболее высоких дисперсий лучевых скоростей среди отобранных систем (961 км/с). Имеются, однако, основания считать, что группа *GH* 74 искажена фиктивными членами, проектирующимися на реальную группу [11]. Таким образом, среди исследованных объектов

Таблица 2

N группы по GH	Вероятность того, что группа однородна				
	Колм.	B_1	B_2	B_3	B_4
8	0.80	0.617	0.503	0.397	0.505
74	0.88	0.74	0.285	0.230	0.250
88	0.97	0.32	0.484	0.395	0.298

в качестве наиболее близких к пространственно однородным системам остаются группы галактик *GH* 8 и 88. Первая имеет дисперсию лучевых скоростей 294 км/с и $N=10$. У *GH* 88, соответственно, 238 км/с и $N=12$. К сказанному добавим также, что среди *GH*-групп пять обнаруживают признаки вытянутости, из них три группы изолированы. Вероятно, они реально вытянуты в пространстве, либо представляют собой сплюснутые системы (*GH* 58, 99 и 101). Из групп Маггеса одна имеет признаки кольцеобразности (*Mh* 12).

5. *Обсуждение результатов.* Мы видим, что системы, близкие к пространственно однородным, среди исследованных групп галактик крайне редки. Однозначная интерпретация этого результата с динамической точки зрения вряд ли возможна при нынешнем состоянии изученности проблемы. С одной стороны, если принять во внимание результаты моделирования в [1], мы должны заключить, что у нас нет оснований считать эти системы динамически неустойчивыми (подчеркнем, что речь идет о группах галактик с $9 \leq N \leq 30$). С другой стороны, пространственная однородность не является единственно возможным наблюдательным проявлением динамической неустойчивости. Многие из них нам неизвестны. Другие же внешние признаки отличия этого явления (которые мы здесь не рассматривали) также требуют детального изучения. Мы имеем в виду прежде всего эффект сегрегации масс и относительное содержание двойных галактик в группах. Очень важно исследовать морфологию индивидуальных галактик на основе более глубоких обзоров, уточнить реальные размеры групп галактик, оценки их времен пересечения и отношение масса/светимость. Хотелось бы подчеркнуть, что пространственная квазиоднородность групп галактик является одним из признаков их возможной динамической неустойчивости лишь при весьма ограниченных условиях моделирования динамики системы N -тел. Поэтому данное свойство (как динамический признак) следует воспринимать с определенными оговорками (относительно начального распределения скоростей, спектра масс галактик, их динамических моделей и т.д.). при моделировании динамики гравитирующих систем важно также учитывать неточный характер взаимодействия ее членов, когда система оказывается компактной в малом объеме. Мы не знаем, как это обстоятельство может отразиться на памяти о начальных условиях в динамических системах с малым числом членов. Имеются и другие аспекты, усиливающие проблематичность исследуемой ситуации.

По мнению ряда авторов, в некоторых случаях признаком динамической неустойчивости групп галактик (либо анизотропного распределения скоростей в них) может быть их характерная конфигурация. В частности, такая точка зрения высказывалась в [22] применительно к компактным группам компактных галактик, часто имеющих вытянутую или дугообразную форму.

По-видимому, наиболее приемлемым выводом из сказанного будет следующий: исследованные нами группы галактик не удовлетворяют тем условиям моделирования в [1], при которых одним из наблюдаемых проявлений их возможной динамической неустойчивости является пространственная квазиоднородность этих систем.

В связи с полученным результатом заметим, что вообще в мире гравитирующих систем пространственно однородные образования представляют собой большую редкость. Об этом говорят и данные о двумерных профилях скоплений галактик [23–27], обнаруживающих значительные градиенты плотности к центру, а также, в частности, компактных групп галактик [28].

6. Заключение. В настоящей работе предложены критерии пространственной однородности групп галактик, основанные на использовании распределения парных (взаимных) расстояний между членами группы. Эмпирическое интегральное распределение этих расстояний (в проекции на небесную сферу) сравнивается с аналогичной функцией для спроектированного на круг пуассоновского однородного точечного процесса внутри сферы. Это сводит один из критериев к критерию Колмогорова проверки простой гипотезы (т.е. близости двух указанных функций). Одновременно были использованы безразмерные характеристики поля объектов, связанные с моментами парного распределения. Последние с необходимостью характеризуют специфические геометрические конфигурации группировок объектов [17]. Для получения упомянутых характеристик при заданном числе членов системы проводилось численное моделирование. Теоретические и модельные значения этих характеристик сравнивались с наблюдаемыми для групп галактик из каталогов Геллер-Хукри и Магтесяна. Результаты этого сравнения позволяют заключить, что группы галактик представляют собой (в подавляющем большинстве) пространственно неоднородные системы.

Предложенные критерии отбора групп галактик, подозреваемых в принадлежности к пространственно однородным системам, являются

необходимыми, но недостаточными. Что касается неоднозначности решения задачи о восстановлении пространственных образов по их проекционным изображениям, то отметим, что в данном случае мы имеем дело с дискретными системами. В отличие от непрерывных и гладких образов, для которых указанная неоднозначность имеет место достоверно, дискретные образы допускают отличную от нуля вероятность того, что между ними и их проекцией на плоскость существует однозначное соответствие. И хотя мы не знаем в каких именно случаях это соответствие имеет место, данное обстоятельство позволяет нам использовать двумерную информацию о звёздных системах, состоящих из сравнительно небольшого числа членов, для исследования их пространственных свойств.

В заключение хочу выразить благодарность участникам семинара Бюраканской астрофизической обсерватории за активное обсуждение настоящей работы и стимулирующие замечания. Выражаю также свою благодарность А. Магтесяну за проявленный интерес к работе и дискуссию по некоторым наблюдательным аспектам.

Бюраканская астрофизическая обсерватория,
Армения

NECESSARY SIGNS OF SPATIAL HOMOGENEITY OF GROUPS OF GALAXIES

G.A.SAIYAN

To search of spatial homogeneous groups of galaxies a two necessary signs of those systems are constructed. In both cases the pair distribution of galaxies (their mutual distance distribution) in the picture plane is used. This distribution is deduced theoretically (in the limit $N \rightarrow \infty$, where N is the number of galaxies in the group) and numericaly for final N . For this an ortogonal projection on the plane of homogeneous Poisson process in the sphere of some radius was considered. In the first sign Kolmogorov's test is used to compare of computed cumulative pair distribution with observed one. In the second sign dimensionless statistics, related with the pair distribution moments, are used. Investigation of Geller-Huchra and Mahtessian's catalogs groups of galaxies in which were selected by the condition $9 \leq N \leq 30$, has shown that these systems are spatially inhomogeneous in its overwhelming majority. A few dynamical consequences from the obtained results are discussed.

ЛИТЕРАТУРА

1. *V.Trimble*, *Ann.Rev.Astr.&Astrophys.*, **25**, 425, 1987.
2. *В.А.Амбарцумян*, Научные труды, Изд. АН Арм.ССР, Ереван, 1960.
3. *G.B.Field*, *W.C.Saslaw*, *Ap. J.*, **170**, 199, 1971.
4. *S.J.Aarseth*, *W.C.Saslaw*, *Ap. J.*, **172**, 17, 1972.
5. *H.J.Rood*, *J.R.Dickel*, *Ap. J.*, **224**, 724, 1978.
6. *F.R.Klinkhammer*, *Astr.&Astrophys.*, **91**, 365, 1980.
7. *B.A.Williams*, *Clusters And Groups of Galaxies*, 1983, P.375 *Proceedings of International Meeting Held in Trieste, Italy, September 13-16*, Edited by *F.Mardirosian*, *G.Giuricin* and *M.Mezzetti*.
8. *Л.Сантало*, Интегральная геометрия и геометрические вероятности., "Наука", М., 1983, 360 с.
9. *M.Geller*, *J.Huchra*, *Ap. J. Suppl.Ser.*, **52**, 61, 1983.
10. *A.P.Mahessian*, *Group of Galaxies. II. General list.*, 1995. (Preprint of Byurakan Astrophysical Observatory).
11. *R.D.Lord*, *Ann. Math. Stat.*, **25**, 794, 1954.
12. *Г.Бейтмен*, *А.Эрдейи*, Высшие трансцендентные функции, Наука, М., Т.11, 1974, 295 с.
13. *Г.Ватсон*, Теория бесселевых функций, т.1, 1949.
14. *M.Sanroma*, *E.Salvador-Sole*, *Ap. J.*, **342**, 17, 1989.
15. *E.Salvador-Sole*, *M.Sanroma*, *Ap. J.*, **345**, 660, 1989.
16. *С.М.Кудрявцев*, Вестник ЛГУ, **15**, 74, 1985.
17. *Г.А.Саиян*, Астрон. жур., **68**, Вып.5, 1036, 1991.
18. *J.M.Hammersley*, *Ann. Math. Stat.*, **21**, 447, 1950.
19. *Ю.А.Казьмин*, Моментов проблема., Математическая энциклопедия, М., т.3, 794, 1982.
20. *M.Ramella*, *M.Geller*, *J.Huchra*, *Ap. J.*, **344**, 57, 1989.
21. *J.P.Huchra*, *M.J.Geller*, *Ap. J. Suppl. Ser.*, **99**, 391, 1995.
22. *Р.А.Варданян*, *Ю.К.Мелик-Алавердян*, *Астрофизика*, **14**, вып.1, 195, 1978.
23. *N.A.Bahcall*, *Ap. J.*, **198**, 249, 1975.
24. *N.A.Bahcall*, *Ann. Rev. Astr. Ap.*, **15**, 505, 1977.
25. *S.A.Gregory*, *W.G.Tift*, *Ap. J.*, **206**, 934, 1976.
26. *C.A.Sarazin*, *Rev. Mod. Phys.*, **58**, 1, 1986.
27. *P.Hickson*, *Ap. J.*, **217**, 16, 1977.
28. *P.Hickson*, *Z.Ninkov*, *J.P.Huchra*, *G.A.Mamon*, in *Clusters and Groups of Galaxies*, 1983, p.367.

УДК 52:531.51

О НЕЛИНЕЙНОМ ТЕНЗОРНОМ ПОЛЕ И ВТОРОМ МЕТРИЧЕСКОМ ТЕНЗОРЕ

Л.Ш.ГРИГОРЯН, С.ГОТТЛЕБЕР

Поступила 5 сентября 1995

Принята к печати 25 октября 1995

В предыдущей работе (см. [5]) была исследована самогравитирующая система, состоящая из скалярного и линейного тензорного поля $\psi_{ik} = \psi_{ik}$ с минимальной связью с учетом воздействия вакуумных поляризационных эффектов. В данной работе исследован случай нелинейного тензорного поля ψ_{ik} . Действие $S_{\psi}^{(s)}$ поля ψ_{ik} определяется разностью $R_{ik} - \tilde{R}_{ik}$, где R_{ik} - тензор Риччи пространства-времени, а $\tilde{R}_{ik}$ - аналогичная величина, построенная с помощью метрики $\gamma_{ik} = \eta_{ik} + \epsilon \psi_{ik}$, индуцируемой ψ_{ik} (ϵ -свободный параметр). При этом $\lim_{\epsilon \rightarrow 0} S_{\psi}^{(s)}$ совпадает с ранее известным выражением для действия линейного поля ψ_{ik} . Выведены уравнения движения ψ_{ik} в искривленном пространстве-времени. Вычислен метрический тензор энергии-импульса, определяющий вклад ψ_{ik} в уравнения гравитационного поля.

1. *Введение.* Известен ряд сценариев раздувающейся Вселенной: старый и новый сценарии, растянутая инфляция (extended inflation) и др. (см. [1-3] и приведенные там ссылки). Они продолжают развиваться и уточняться. При этом важную роль сыграла модель инфляции, обусловленной вакуумными поляризационными эффектами [4]. Наряду с этим в инфляционных космологических моделях широко используется система самогравитирующего скалярного поля [1]. В связи с этим в [5] была исследована более сложная самогравитирующая система, состоящая из скалярного поля ϕ и линейного тензорного поля $\psi_{ik} = \psi_{ik}$ с минимальной связью.

Совместное действие вакуумных поляризационных эффектов, а также полей ϕ и ψ_{ik} можно описать следующим простым действием

$$S = -\frac{1}{16\pi G} \int R \sqrt{-g} d^4x + S_{\text{вс-}\phi} + S_{\psi}, \quad (1)$$

где [2]

$$S_{\text{мас-ф}} = \frac{\alpha}{32\pi G} \int R^2 \sqrt{-g} d^4x + \frac{1}{2} \int (\varphi_{,n} \varphi^{,n} - m^2 \varphi^2) \sqrt{-g} d^4x, \quad (2)$$

а S_ψ описывает вклад тензорного поля ψ_{ik} . В (1) и (2) R - скалярная кривизна пространства-времени, G - гравитационная постоянная, α - положительная постоянная связи, а $\varphi_{,n} = \partial\varphi/\partial x^n$, m - масса кванта скалярного поля ($\hbar = c = 1$). В [5] исследован случай поля ψ_{ik} , которое в плоском пространстве-времени инвариантно относительно калибровочного преобразования

$$\psi_{ik} \rightarrow \psi_{ik} + b_{i,k} + b_{k,i}, \quad (3)$$

$b_i(x)$ - произвольное векторное поле. Показано, что в наиболее общем случае

$$S_\psi = S_\psi^{(0)} + \beta \Delta S_\psi, \quad (4)$$

где β - свободный параметр,

$$S_\psi^{(0)} = \int g^{ik} (P_{ik}^l P_{lm}^m - P_{lm}^l P_{ki}^m) \sqrt{-g} d^4x, \quad (5)$$

$$\Delta S_\psi = \frac{1}{4} \int (\psi_{,i} \psi^{ik} R_{ik} + \psi^{ik} \psi_{,lm} R_{ilmk}) \sqrt{-g} d^4x, \quad (6)$$

а

$$P_{ik}^l = \frac{1}{2} g^{lm} \int (\psi_{mi;k} + \psi_{mk;i} - \psi_{ik;m}). \quad (7)$$

Здесь R_{ilmk} - тензор кривизны пространства-времени, а ; означает операцию ковариантного дифференцирования по отношению к метрическому тензору g_{ik} . В частном случае $\beta=0$ (4) переходит в известное выражение (5) для действия линейного безмассового тензорного поля ψ_{ik} [6]. В настоящей работе исследован случай нелинейного поля ψ_{ik} .

В п. 2 приведены сведения из биметрической формулировки Общей Теории Относительности (ОТО) [7-10]. В п. 3 с их помощью вводится в рассмотрение новое выражение $S_\psi = S_\psi^{(\epsilon)}$, содержащее свободный параметр ϵ . Оно обобщает $S_\psi^{(n)}$ на случай $\epsilon \neq 0$ (нелинейное поле ψ_{ik}). Далее в п. 4 выведены уравнения движения поля ψ_{ik} и вычислен его метрический тензор энергии-импульса. Выводы подытожены в п. 5.

2. *О биметрической формулировке ОТО.* В общей теории относительности используются различные выражения для действия гравитационного поля

$$S_\alpha = -\frac{1}{16\pi G} \begin{cases} \int R \sqrt{-g} d^4x & \alpha = 1 \\ \int g^{ik} (\Gamma_{lm}^i \Gamma_{kl}^m - \Gamma_{lk}^i \Gamma_{lm}^m) \sqrt{-g} d^4x & \alpha = 2 \\ \int g^{ik} (\Delta_{lm}^i \Delta_{kl}^m - \Delta_{lk}^i \Delta_{lm}^m) \sqrt{-g} d^4x & \alpha = 3. \end{cases} \quad (8)$$

В S_3 наряду с метрическим тензором g_{ik} рассматривается также фоновый метрический тензор γ_{ik} , соответствующий пространству-времени с тензором

Римана $\tilde{R}_{iklm}^i$,

$$\tilde{\Gamma}_{ik}^i = \Gamma_{ik}^i - \tilde{\Gamma}_{ik}^i \quad (9)$$

- так называемый тензор аффинной деформации, равный разности между символами Кристоффеля Γ_{ik}^i искривленного пространства-времени с метрикой g_{ik} и символами Кристоффеля

$$\tilde{\Gamma}_{ik}^i = \frac{1}{2} \gamma^{lm} (\gamma_{mi,k} + \gamma_{mk,i} - \gamma_{ik,m}), \quad (10)$$

определяемыми фоновой метрикой γ_{ik} . Действия S_1, S_2, S_3 отличаются друг от друга интегралами от 4-дивергенций, и поэтому вариация $S_\alpha + S_m$ по g_{ik} приводит к уравнениям Эйнштейна независимо от вариантов $\alpha=1,2,3$ (S_m - действие вещества и негравитационных полей). В [11-14] теория тяготения излагается с помощью S_1 и S_2 , а в [7-10] с помощью S_3 . Наиболее простым, с математической точки зрения, следует признать скаляр S_1 , но он содержит вторые производные g_{ik} . Требованию, чтобы действие не содержало производных от g_{ik} выше первого порядка [12], удовлетворяет S_2 , но оно не является скаляром. S_3 - скаляр и содержит производные не выше первого порядка. При этом для перехода $S_2 \rightarrow S_3$ достаточно в Γ_{ik}^i операцию частного дифференцирования заменить операцией ковариантного дифференцирования по γ_{ik} (обозначается символом $:$), поскольку

$$\Gamma_{ik}^i \rightarrow \frac{1}{2} g^{lm} (g_{mi:k} + g_{mk:i} - g_{ik:m}) = \Delta_{ik}^i. \quad (11)$$

Идея биметрической формулировки ОТО была высказана пол века тому назад [15-17]. Она позволяет выписать ковариантные выражения для тензора энергии-импульса гравитационного поля, а также для силы

тяготения действующей на пробную частицу в гравитационном поле (о преимуществах S_3 см. также [18]). Вместе с тем имеется произвол в выборе плоской метрики, поскольку

$$\gamma_{ik} = \gamma_{nm}^{(0)} \frac{\delta f^{(n)}}{\delta x^i} \frac{\delta f^{(m)}}{\delta x^k}, \quad \gamma_{nm}^{(0)} = \text{diag}(1, -1, -1, -1), \quad (12)$$

где $f^{(n)}(x)$ - произвольные калибровочные функции [9]. Например, при выборе $f^{(n)}(x) = x^n$ действие S_3 переходит в S_2 .

3. *Действие тензорного поля.* В биметрической формулировке ОТО рассматривается плоская фоновая метрика (12), что позволяет использовать S_3 в качестве действия гравитационного поля. В случае произвольного γ_{ik} (не плоская метрика) из (19) следует, что S_3 - S_3 не является интегралом от 4-дивергенции, и поэтому S_3 нельзя отождествлять с действием гравитационного поля. Воспользуемся этим обстоятельством и перейдем к более общему выражению $S_\psi^{(\epsilon)}$, которое получается из S_3 заменой $16\pi G \rightarrow \epsilon^2$ и подстановкой не плоского метрического тензора

$$\gamma_{ik} = g_{ik} + \epsilon \psi_{ik}. \quad (13)$$

После не сложных преобразований приходим к равенствам

$$\begin{aligned} \Delta^i_{ik} &= -\frac{1}{2} \gamma^{lm} (\gamma_{ml;k} + \gamma_{mk;l} - \gamma_{ik;m}) = -\epsilon F^i_{ik}, \\ F^i_{ik} &= \frac{1}{2} \gamma^{lm} (\psi_{ml;k} + \psi_{mk;l} - \psi_{ik;m}). \end{aligned} \quad (14)$$

и поэтому

$$S_\psi^{(\epsilon)} = \int g^{ik} (F^i_{ik} F^m_{lm} - F^i_{lm} F^m_{ik}) \sqrt{-g} d^4x. \quad (15)$$

Напомним, что индексы всех тензоров опускаются и поднимаются только с помощью g_{ik} и g^{ik} . Исключение составляет тензор γ^{ik} (тензор обратный тензору γ_{ik}), определяемый равенством

$$\lambda^{lm} (g_{mk} + \epsilon \psi_{mk}) = \delta^l_k, \quad (16)$$

$S_\psi^{(\epsilon)}$ зависит от ψ_{ik} и содержит свободный параметр ϵ . Сравнивая (15) и (5), убеждаемся, что

$$F^i_{ik} \rightarrow P^i_{ik}, \quad S_\psi^{(\epsilon)} \rightarrow S_\psi^{(0)} \quad \text{при} \quad \epsilon \psi_{ik} \rightarrow 0. \quad (17)$$

Как видим, $S_{\psi}^{(\varepsilon)}$ является обобщением $S_{\psi}^{(0)} : \lim_{\varepsilon \rightarrow 0} S_{\psi}^{(\varepsilon)} = S_{\psi}^{(0)}$, и поэтому $S_{\psi}^{(\varepsilon)}$ можно выбрать в качестве действия S_{ψ} нелинейного безмассового поля ψ_{ik} .

$$S_{\psi} = S_{\psi}^{(\varepsilon)}. \quad (18)$$

Нелинейность ψ_{ik} обусловлена наличием параметра ε .

Докажем, что (15) выражается через тензор Риччи $\check{R}_{ik}$, построенный с помощью γ_{ik} . С этой целью воспользуемся формулой (П.10) из приложения к работе [5]. Подставив в эту формулу $g_{ik}(2)=g_{ik}$ и $g_{ik}(1)=\gamma_{ik}$, придем к равенству

$$g^{ik}(R_{ik} - \check{R}_{ik}) = g^{ik}(\Delta'_{im}\Delta^m_{kl} - \Delta'_{ik}\Delta^m_{lm}) + (g^{ik}\Delta^m_{ik} - g^{im}\Delta^k_{ik})_{;m}. \quad (19)$$

С его помощью действие (15) можно преобразовать к виду

$$S_{\psi}^{(\varepsilon)} = \frac{1}{\varepsilon^2} \int g^{ik}(\check{R}_{ik} - R_{ik}) \sqrt{-g} d^4x \quad (20)$$

(с точностью до слагаемого

$$\sigma = \frac{1}{\varepsilon^2} \int \frac{\delta}{\delta x^n} \left[\sqrt{-g} (g^{ik} \Delta^k_{ik} - g^{im} \Delta^k_{ik}) \right] d^4x, \quad (21)$$

вариация которого $\delta\sigma=0$). Как видим, $S_{\psi}^{(\varepsilon)}$ определяется разностью между тензором Риччи $\check{R}_{ik}$, построенным с помощью γ_{ik} , и тензором Риччи пространства-времени с метрикой g_{ik} . В этом смысле (13) условно можно рассматривать в качестве “второго метрического тензора”, индуцируемого ψ_{ik} . Однако его не следует отождествлять с фоновой метрикой (12), которая задается плоской, и поэтому не является динамической переменной. В нашем случае, соотношение (13) позволяет перейти, например, от g_{ik} и ψ_{ik} к набору независимых переменных g_{ik} и γ_{ik} , определяемых из условия экстремальности полного действия S . По этой причине “второй метрический тензор” γ_{ik} является динамической переменной, а (20) является действием $S_{\gamma/ik}$ поля γ_{ik} на фоне g_{ik} : $S_{\gamma/ik} = S_{\psi}^{(\varepsilon)}$. Возможна также иная интерпретация, обусловленная тем, что полное действие системы можно представить в виде

$$S = S_{\gamma} + S_{\text{мас-}\psi} + S_{g/\gamma}, \quad (22)$$

где

$$S_\gamma = -\frac{1}{16\pi G} \int g^{\mu\nu} \tilde{R}_\mu \sqrt{-g} d^4x \quad (23)$$

- действие свободного поля γ_μ , а

$$S_{g/\gamma} = \left(\frac{1}{8^2} + \frac{1}{16\pi G} \right) \int g^{\mu\nu} (\tilde{R}_\mu - R_\mu) \sqrt{-g} d^4x \quad (24)$$

-действие гравитационного поля g_μ на фоне "второй метрики" γ_μ . При этом $S_{g/\gamma}$ и S_γ выражаются через (15) и в этом смысле не содержат ковариантные производные γ_μ или g_μ выше первого порядка.

Ранее в [19] был рассмотрен случай динамической фоновой метрики. Однако в этой работе γ_μ использовалось не для введения тензорного поля ψ_μ в теорию Эйнштейна, а для построения альтернативного варианта релятивистской теории гравитации.

Обратим внимание на то, что (20) инвариантно относительно масштабного преобразования

$$\gamma_\mu \rightarrow \alpha \gamma_\mu \quad (25)$$

второй метрики (α - произвольная постоянная).

Далее мы будем предполагать, что действие поля ψ_μ определяется выражением (20): $S_\psi = S_\psi^{(e)}$.

4. Уравнения поля. Перейдем к рассмотрению самогравитирующей системы, состоящей из скалярного ϕ и тензорного ψ_μ полей с учетом R^2 -члена (например, раздувающая Вселенная). Полное действие системы (1) определяется выражениями (2) и (18).

Варьируя S по ψ_μ при фиксированных g_μ и ϕ , с учетом (13)-(15) получим

$$\delta S = \frac{1}{\varepsilon} \int \frac{\delta \sqrt{-gL}}{\delta \gamma_{\mu\nu}} \Big|_{g_{\mu\nu}} \delta \psi_{\mu\nu} d^4x, \quad (26)$$

где

$$L = g^{\mu\nu} (\Delta_{\mu\nu}^l \Delta_{lm}^m - \Delta_{lm}^l \Delta_{kl}^m), \quad (27)$$

и поэтому из условия экстремальности S следует

$$\frac{\delta \sqrt{-gL}}{\delta \gamma_{\mu\nu}} \Big|_{g_{\mu\nu}} = 0. \quad (28)$$

Вариационная производная в левой части этого выражения вычислена в [20] и приводит к уравнениям

$$\left[\sqrt{g/\gamma} (\gamma^{ik} g^{mn} + \gamma^{mn} g^{ik} - \gamma^{lm} g^{kn} - \gamma^{km} g^{ln}) \right]_{;mn} = 0, \quad (29)$$

описывающим распространение ψ_{ik} в искривленном пространстве-времени. Напомним, что γ означает операцию ковариантного дифференцирования по второй метрике (13), а γ - детерминант матрицы, составленной из γ_{ik} . Как и следовало ожидать (29) нелинейно по ψ_{ik} . Если ψ_{ik} устремить к нулю, то (29) примет вид [6]

$$P^i_{ik;l} - P^l_{li;k} = 0. \quad (30)$$

Эти уравнения описывают распространение линейного безмассового поля ψ_{ik} в искривленном пространстве-времени.

Для полноты приведем также уравнение движения скалярного поля:

$$(\square + m^2)\phi = 0, \quad (31)$$

где $\square$ — оператор Д'Аламбера.

Остается выписать уравнения, вытекающие из условия экстремальности S по отношению к вариациям g_{ik} (уравнения гравитационного поля):

$$R_{ik} - \frac{1}{2} g_{ik} R + \alpha H_{ik} = 8\pi G (T_{ik} + \Pi_{ik}), \quad (32)$$

где [6]

$$H_{ik} = R_{;ik} - g_{ik} R_{;n}^n - R R_{ik} + \frac{1}{4} g_{ik} R^2 \quad (33)$$

описывает вклад R^2 -члена, а

$$T_{ik} = \phi_{,i} \phi_{,k} + \frac{1}{2} g_{ik} (m^2 \phi^2 - \phi_{,n} \phi^{,n}) \quad (34)$$

- тензор энергии-импульса скалярного поля. Что касается Π_{ik} (метрический тензор энергии-импульса ψ_{ik}), то он определяется соотношением

$$\delta S_\psi = \frac{1}{2} \int \Pi_{ik} \delta g_{ik} \sqrt{-g} d^4 x \quad (35)$$

при условии, что ψ_{ik} фиксированы. Из (13)-(15) и уравнений движения (28) следует, что в

$$\delta S_\psi = \frac{1}{2} \delta \int L \sqrt{-g} d^4 x \quad (36)$$

можно считать фиксированным не ψ_{ik} , а γ_{ik} и поэтому, учитывая (20),

находим

$$\delta S_{\psi} = \frac{1}{\varepsilon^2} \int \left(\tilde{R}_{ik} - \frac{1}{2} g_{ik} g^{mn} \tilde{R}_{mn} \right) \delta g^{ik} \sqrt{-g} d^4 x, \quad \tilde{R}_{ik} = \tilde{\tilde{R}}_{ik} - R_{ik}. \quad (37)$$

После этого, сравнивая (35) и (37), приходим к выводу, что

$$\varepsilon^2 \Pi_{ik} = 2 \tilde{\tilde{R}}_{ik} - g_{ik} g^{mn} \tilde{\tilde{R}}_{mn}. \quad (38)$$

Докажем существование предела

$$\lim_{\varepsilon \rightarrow 0} \Pi_{ik} = \Pi_{ik}^{(0)}. \quad (39)$$

С этой целью воспользуемся тем, что справедлива формула

$$\tilde{\tilde{R}}_{ik} - R_{ik} = -\Delta^l_{ik;l} + \Delta^l_{i;k} + \Delta^l_{ik} \Delta^m_{lm} - \Delta^l_{lm} \Delta^m_{ki} \quad (40)$$

(см.(3.12) в [5]). Подставив сюда (14), придем к выражению

$$\tilde{\tilde{R}}_{ik} = \varepsilon (F^l_{ik;l} - F^l_{i;k}) + \varepsilon^2 (F^l_{ik} F^m_{lm} - F^l_{lm} F^m_{ki}). \quad (41)$$

С другой стороны согласно (7), (14) и (30)

$$(F^l_{ik;l} - F^l_{i;k}) \rightarrow (P^l_{ik;l} - P^l_{i;k}) \rightarrow 0 \quad \text{при} \quad \varepsilon \rightarrow 0 \quad (42)$$

и поэтому $\tilde{\tilde{R}}_{ik} \sim \varepsilon^2$. Таким образом, предел (39) существует. Он имеет громоздкий вид и соответствует линейной теории с действием (5).

5. Выводы. В [5] была исследована самогравитирующая система, состоящая из скалярного поля ϕ и линейного безмассового поля ψ_{ik} . В данной работе исследована аналогичная система с нелинейным тензорным полем ψ_{ik} . Действие симметричного тензорного поля ψ_{ik} получено из действия S_3 гравитационного поля в биметрической формулировке ОТО (см. (8)) путем преобразований. Сначала в S_3 введена новая постоянная ε заменой $16\pi G \rightarrow \varepsilon^2$, а затем вместо плоской фоновой метрики (12) подставлено (13). Полученное выражение $S_{\psi}^{(\varepsilon)}$ (см. (15)) зависит от ψ_{ik} и содержит свободный параметр ε . Оно выбрано в качестве действия S_{ψ} поля ψ_{ik} (см. (18)), поскольку является обобщением известного действия (5) линейного безмассового поля ψ_{ik} на случай нелинейного поля (линейной теории соответствует предел $\varepsilon \rightarrow 0$). Согласно (20) S_{ψ} определяется разностью $R_{ik} - \tilde{\tilde{R}}_{ik}$, где R_{ik} - тензор Риччи пространства-

времени, а $\tilde{R}_{ik}$ - тензор Риччи, построенный с помощью $\gamma_{ik} = g_{ik} + \epsilon \psi_{ik}$. В этом смысле γ_{ik} можно рассматривать в качестве второй метрики, индуцируемой ψ_{ik} . S_ψ инвариантно относительно масштабного преобразования $\gamma_{ik} \rightarrow \alpha \gamma_{ik}$, где α - произвольная постоянная.

Выведены уравнения движения (29), описывающие процесс распространения ψ_{ik} в искривленном пространстве-времени. Вычислен метрический тензор энергии-импульса Π_{ik} , определяющий вклад ψ_{ik} в уравнения Эйнштейна. Он также выражается через $R_{ik} - \tilde{R}_{ik}$ (см. (38)).

Решая уравнения поля (29), (31) и (32), можно определить эволюцию самогравитирующей системы, состоящей из скалярного поля ϕ и нелинейного тензорного поля ψ_{ik} . Последнюю можно использовать в сценариях раздувающейся Вселенной вместо часто используемой системы самогравитирующего скалярного поля ϕ [1].

Благодарность. Один из авторов (Л.Ш.Г.) признателен Deutsche Forschungsgemeinschaft (DFG) за финансирование поездки и работы в Потсдаме. Работа Л.Ш.Г. частично финансировалась Международным Научным Фондом (грант RY 6000).

Институт прикладных проблем физики, Армения
Ереванский государственный университет,
Институт астрофизики, Потсдам, Германия

NON-LINEAR TENSOR FIELD AND THE SECOND METRIC TENSOR

L.CH.GRIGORIAN, S.GOTTLÖBER

In the previous paper [5] a self-gravitating system of a scalar field with an additional linear and minimally coupled tensor field $\psi_{ik} = \psi_{ik}$ was investigated. Vacuum-polarization effects were also taken into account. In this paper the case of non-linear tensor field ψ_{ik} is investigated. The action $S_\psi^{(\epsilon)}$ of the field ψ_{ik} is determined by the difference $R_{ik} - \tilde{R}_{ik}$ between the Ricci tensor R_{ik} of the space-time and the similar one $\tilde{R}_{ik}$ formed from "the second metric tensor"

$\gamma_{\mu} = g_{\mu} + \varepsilon \psi_{\mu}$ induced by ψ_{μ} (ε is a free parameter). In the limit $\varepsilon \rightarrow 0$ the action $S_{\psi}^{(\varepsilon)}$ transforms to the known action of the linear tensor field ψ_{μ} . The equations describing the propagation of ψ_{μ} in the curved space-time are derived. The energy-momentum tensor determining the contribution of ψ_{μ} in the gravitational field equations is calculated.

ЛИТЕРАТУРА

1. *А.Д.Лунде*, Физика элементарных частиц и инфляционная космология, Наука, М., 1990.
2. *S.Gottlober, V.Müller, H.-J.Schmidt, A.A.Starobinsky*, Int. Journ. Mod. Phys., **D1**, 257, 1992.
3. *K.Sato* (Ed.), Evolution of the Universe and its Observational Quest, Universal Academy Press, Inc. and Yamada Science Foundation, 1994.
4. *A.A.Starobinsky*, Phys. Lett., **B91**, 49, 1980.
5. *Л.Ш.Григорян, С.Готтлебер*, Астрофизика, в печати.
6. *Б.С.Десумт*, Динамическая теория групп и полей, Наука, М., 1987.
7. *N.Rosen*, The III International School of Cosmology and Gravitation, Erice, 8-20 May, 1974, pp 2-40.
8. *L.P.Grischuk, A.N.Petrov, A.D.Popova*, Commun. Math. Phys., **94**, 379, 1984.
9. *Я.Б.Зельдович, Л.П.Грищук*, Успехи физ. наук, **149**, 695, 1986.
10. *А.А.Логунов*, Лекции по теории относительности и гравитации, Наука, М., 1987.
11. *В.А.Фок*, Теория пространства, времени и тяготения, Физматгиз, М., 1961.
12. *Л.Д.Ландау, Е.М.Лифшиц*, Теория поля, М., 1973.
13. *Ч.Мизнер, К.Торн, Дж.Уилер*, Гравитация, Мир, М., 1977.
14. *Г.С.Саакян*, Пространство-время и гравитация, Издат. Ереванского ун-та, Ереван, 1985.
15. *N.Rosen*, Phys. Rev., **57**, 147, 1940.
16. *A.Papapetrou*, Proc. Roy. Irish Acad., **52A**, 11, 1948.
17. *N.Rosen*, Ann. Phys., **22**, 1, 1963.
18. *Л.Ш.Григорян*, Астрофизика, **30**, 380, 1989.
19. *Л.Ш.Григорян*, Астрофизика, **37**, 515, 1994.
20. *Н.А.Черников*, Вариационный метод Гильберта и тензор Папаетру, Препр. ОИЯИ, П2-87-683, Дубна, 1987.

ПЕРЕМЕННЫЕ ТИПА R СЕВЕРНОЙ КОРОНЫ: ОБЗОР ДАННЫХ НАБЛЮДЕНИЙ

А.Э.РОЗЕНБУШ

Поступила 11 января 1996

Принята к печати 25 февраля 1996

Представлен обзор основных фотометрических, спектральных и поляриметрических наблюдательных данных для переменных типа R Северной Короны. Дается сопоставление некоторых свойств звезд этого типа с переменными других типов с признаками интенсивной потери массы.

1. *Введение.* Изучение переменных звезд дает ключ к пониманию эволюции звездного населения. Тип переменности часто бывает связан с критическими стадиями эволюции. Кратковременность стадии приводит к редкости объектов с таким типом переменности, что усложняет изучение таких звезд. В некоторой степени это можно компенсировать изучением подобного явления у звезд с другой эволюцией. Комбинируя знания о таких объектах, мы получим правильное представление о причинах и механизмах переменности.

Переменные звезды типа R Северной Короны относятся к таким объектам. Классификация звезды как переменной типа R Северной Короны основана на фотометрическом и спектральном признаках. Блеск характеризуется чередованием двух состояний: спокойного и активного. В спокойном состоянии - максимуме блеска - звезда показывает полуправильные пульсации блеска с амплитудой до $0^m.4$ и периодом около 40 и более дней. В активном состоянии - минимуме блеска - яркость звезды может уменьшаться на $0^m.5+8^m$. Кривая блеска очень типична: сравнительно быстрое (за 20-50 дней) и плавное уменьшение видимого блеска, состояние минимального блеска разной продолжительности (до сотен дней) с некоторыми колебаниями яркости в этой фазе и более медленное (до сотни дней) восстановление спокойного состояния (рис. 1). Фотометрический признак дополняется спектральным: отсутствие или

слабость линий водорода на спектрограммах низкого разрешения, присутствие сильных линий атомарного углерода и полос Свана молекулы углерода C_2 (сравнительно с нормальными звездами соответствующего спектрального класса). В активном состоянии спектр показывает радикальные изменения: абсорбционный спектр исчезает и появляются эмиссионные линии Ti II, Sc II, Sr II и других элементов и эмиссионная полоса молекулы CN. К особенностям этих звезд относят существование избытка инфракрасного излучения, связанного с перманентной околозвездной пылевой оболочкой с чернотельной температурой $T_{\text{пф}}=500-900\text{K}$. Последнее подтвердило гипотезу Лорета-О'Кифа [1,2] образования углеродной пыли в атмосферах звезд этого типа и экранировании ею звезды, что наблюдается как минимум блеска. Вынос пыли лучистым давлением в окрестности звезды означает окончание минимума. В

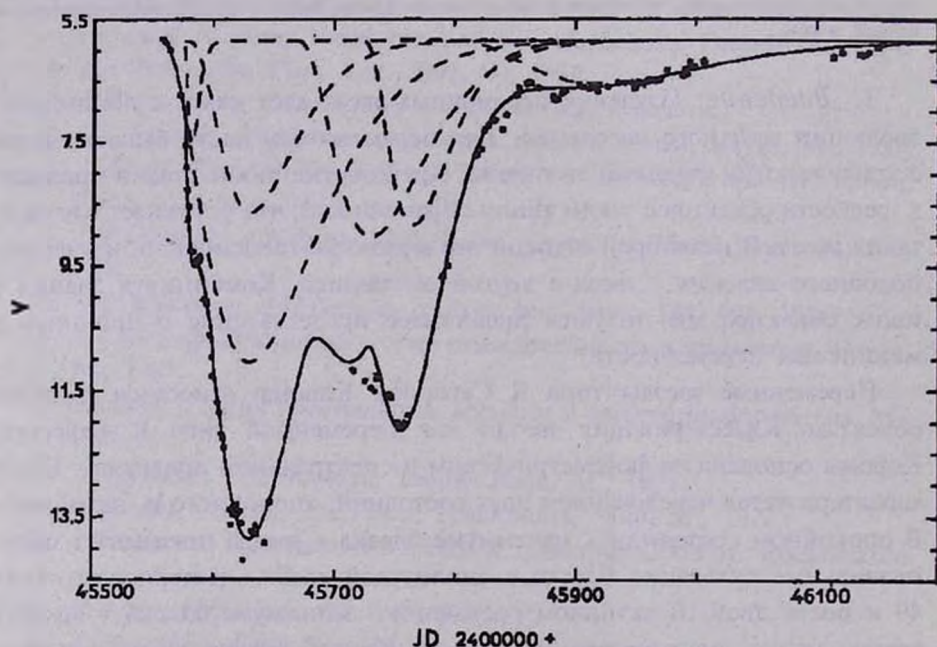


Рис. 1. Кривая блеска R CrV в минимуме 1983 г. Точки - фотоэлектрические наблюдения (для ссылок см. [135]). Сплошная линия - аппроксимация наблюденной кривой блеска с помощью формулы (2), штриховые линии - расчетные независимые события минимумов. Параметры следующие: $m_{\text{max}}=5^m.85$; $\Delta m=1.7, 5.2, 2.8, 3.2, 3, 0.7$; $T=2445582, ..630, ..630, ..730, ..765, ..920$; $T_0=7, 75, 50, 60, 40, 120$.

максимуме блеска экранирующей пыли нет. Влияние околозвездной перманентной пылевой оболочки на наблюдаемые характеристики центрального источника излучения, собственно звезды, пока не установлено.

В начале XX века этот тип переменности был представлен несколькими звездами. К настоящему времени их насчитывается около 30. Они являются холодными членами группы звезд с дефицитом водорода. Их обозначают HdC: звезды с дефицитом водорода и избытком углерода. Имеются и малопеременные HdC звезды. Остальные члены более обширной группы H-дефицитных звезд: гелиевые звезды с почти полным отсутствием водорода, гелиевые звезды с промежуточным содержанием водорода и с высоким ускорением силы тяжести [3]. Сюда относятся также четыре двойных системы, один из компонентов которых показывает дефицит водорода.

Некоторое представление об условиях наблюдений дает табл. 1: о диапазоне яркости звезд в максимуме и амплитуде минимумов блеска, о размещении на небесной сфере (по принадлежности к созвездию). Это определяет основные ограничения на получение полного и качественного наблюдательного материала для этой группы звезд. XX Sam не включена в эту таблицу, так как она не показывает характерной переменности и ее следует отнести к малопеременным членам группы HdC звезд. В табл. 1 приведены данные для наиболее изученных и активных звезд, среди которых выделяются R CrB и RY Sgr, имеющие наиболее обширный наблюдательный материал. Эти две звезды очень удачно дополняют друг друга. Первая может служить удобным объектом для установления закономерностей в ходе минимума, вторая - для выяснения условий для начала минимумов из-за своих четко выраженных пульсаций. Открытие RCB переменности у V854 Cep, третьей по яркости звезды этой группы, произошло недавно, но ее исследование уже дало очень важные результаты. FG Sge только недавно стала изучаться как RCB звезда и следует ожидать интересных результатов, связанных с эволюцией подобных объектов.

Обсуждению состояния знаний об этих переменных был посвящен Коллоквиум МАС No 87 в 1985г., показавший распространенность некоторых, казалось бы, уникальных свойств среди звезд широкого диапазона температур и светимостей. За последние десять лет появились новые данные и, как нам представляется, из поля зрения исследователей этих звезд выпал большой объем наблюдений, опубликованных в

Таблица 1

НЕКОТОРЫЕ ОСНОВНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ЗВЕЗД С ПЕРЕМЕННОСТЬЮ ТИПА R СЕВЕРНОЙ КОРОНЫ

Назван. звезды	Блеск в макс. $V_{\max}$	Глубина минимума Δm	$B-V$	Спектр. класс Sp	M_v	Литерат. ист.
1. UX Ant	12 ^m .0	5 ^m .4	0 ^m .55	-	-3 ^m	[4,5,6]
2. S Aps	9.8	5.6	1.23	R3	>1	[7,5]
3. U Aqr	11.0	>4	0.96	-	2.5	[5,8]
4. UV Cas	10.6	4.7	1.46	G4	-3	[5,9]
5. UW Cen	9.2	6.4	0.72	-	-3	[10,6]
6. DY Cen	12.2	>4	0.39	B	-	[7]
7. V854 Cen	7.2	7.5	0.50	-	-3	[11]
8. V CrA	10.2	8.2	0.79	R0	-5	[5,12]
9. WX CrA	11.4	>5	1.34	R5	>-1	[5,12]
10. R CrB	5.9	9	0.60	F8	-5	[12]
11. V482 Cyg	10.8	7	1.55	G4	-2.5	[13]
12. W Men	13.8	>4	0.44	F8	-5	[12,14]
13. Y Mus	10.3	1.6	0.93	-	>-3.7	[15]
14. RT Nor	10.7	5	1.06	R	0.6	[5,12]
15. RZ Nor	10.7	5.7	1.10	-	-0.5	[5,6,16]
16. V517 Oph	11	8.3	-	R0	-	[17]
17. SV Sge	10.8	>4	1.90	R2	-2.3	[5,15]
18. FG Sge	9.2	>5	1.8	-	-5	[18]
19. RY Sgr	6.5	9	0.65	G0	<-4	[12]
20. GU Sgr	10.1	3.7	1.17	R0	3	[19]
21. MV Sgr	12.7	3.6	0.26	B	-1.5	[5,12]
22. V348 Sgr	11.8	8.5	0.30	-	-5.5	[5,19]
23. V3795 Sgr	11.0	3.5	1.02	G	-	[19,20]
24. SU Tau	9.8	6.5	1.09	G0	-3	[5,12]
25. RS Tel	9.8	>3	0.81	R0	>2	[5,19]
26. HV 5637	15.8	-	1.37	-	-3	[14]
27. HV 12842	13.6	-	0.51	-	-5	[14]

русскоязычной литературе. Среди публикуемых обзоров по звездам типа R Северной Короны выделяются регулярные обзоры Фиста [14, 21, 22, 23], упомянем также обзор Килксенни [24]. По-прежнему важное место занимает наиболее полный обзор по звездам типа R Северной Короны, содержащийся в монографии Жияева и др. [12]. Надеемся, что данный обзор будет полезным дополнением к материалам II международного colloquium по звездам с дефицитом водорода (1995г., Бамберг, Германия).

Несколько слов об используемой нами в дальнейшем терминологии. К переменности типа RCB уже некоторое время применяется термин "феномен RCB" [25,26]. Это удачный термин, так как переменность типа R Северной Короны в той или степени подобия показывают звезды очень различных эволюционных стадий: новые на переходной фазе вспышки [27,28]; сами переменные, включаемые в эту группу, имеют широкое распространение на диаграмме Герцшпрунга-Рессела [5]. Поэтому мы будем использовать его в некоторых общих случаях. Также будем иногда употреблять термин "классические" переменные типа RCB для обозначения группы из нескольких звезд: R CrB, RY Sgr и, возможно, SU Tau, обладающих очень близкими характеристиками: светимостями, температурами.

2. Фотометрия в спокойном состоянии. пульсации звезды.
К настоящему времени измерениями интенсивности излучения звезд типа R Северной Короны охвачен весь доступный оптический диапазон длин волн: ультрафиолетовый (УФ), видимый, инфракрасный (ИК). Фотометрия дала наибольший объем данных, с начала 60-ых годов начала выполняться фотоэлектрическая фотометрия [29], имеется и неопубликованная до сих пор фотометрия Смака для R CrB в минимуме блеска 1962г. [30]. Как мы уже упоминали, звезда имеет два состояния: спокойное и активное.

Фотометрия в спокойном состоянии дает представление о распределении энергии в спектре и в совокупности со спектральной классификацией она позволяет оценить межзвездное поглощение, а следовательно, и расстояние до звезды, а значит такую важную характеристику как светимость звезды. Привлекая данные поляриметрии можно выполнить такое исследование с большей уверенностью. Такой подход был применен Ефимовым [31] для определения абсолютной визуальной звездной величины M_v SU Tau. Впоследствии таким образом были оценены M_v для многих переменных типа RCB [5,8,15]. Суммирование этих результатов

и определений других авторов содержит табл.1.

Распространенность переменных типа RCB на диаграмме Герцшпрунга-Рессела (рис. 2) указывает на отсутствие единой эволюционной последовательности, приводящей к этой переменности. Скорее всего это звезды, находящиеся на разных эволюционных последовательностях, но проходящие позднюю стадию своей эволюции с интенсивной потерей массы вследствие пульсационной неустойчивости или других причин, свойственных звездам небольшой массы. Дефицит водорода и избыток углерода в поверхностных слоях является следствием такой эволюции звезды.

В спокойном состоянии звезды также показывают переменность блеска - полуправильные пульсации блеска [32,33], которые сопровождаются пульсациями лучевых скоростей. Наиболее подробно пульсации изучены у RY Sgr. Было обнаружено одно важное для понимания феномена R

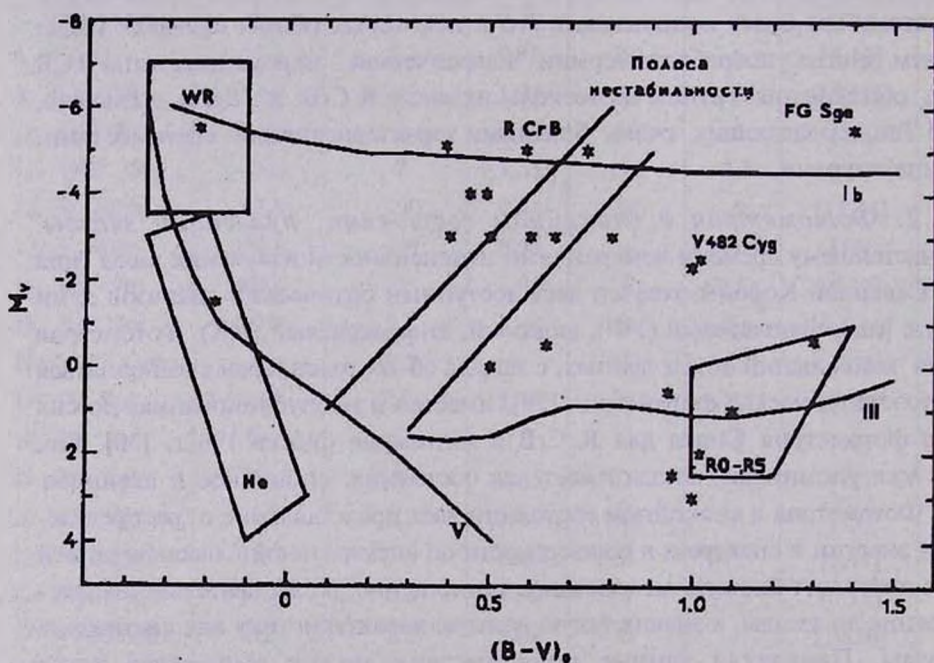


Рис. 2. Положение переменных с феноменом R Северной Короны на диаграмме Герцшпрунга-Рессела. Линии показывают последовательности сверхгигантов (Ib), гигантов (III) и карликов (V). Отмечены области локализации звезд Вольф-Райе (WR), гелиевых (He) и углеродных звезд ранних спектральных классов (R0-R5). Две параллельных линии ограничивают полосу неустойчивости.

Северной Короны свойство: минимум блеска всегда начинается после максимума пульсации [34]. Этой закономерности подчиняются также другие звезды [35].

Была серия работ, показавших уменьшение 38.6^d периода пульсаций RY Sgr со скоростью около 5×10^{-4} сут/цикл [36,37]. Сравнительно недавно к этому вопросу вернулись снова, но результат исследования был другой: средний период пульсаций за 90 лет не изменился [38]. Однако, по-видимому, реальные изменения есть и их можно представить кубическим уравнением [39]:

$$JD_{\text{max}} = 2433664 + 38.5736 \times n - (581 + 11) \times 10^{-6} \times n^2 + (594 \pm 50) \times 10^{-9} \times n^3, \quad (1)$$

из которого следует, что результирующее изменение периода пульсаций за 90 лет имеет нулевое значение.

Имеется свидетельство возникновения ударной волны в атмосфере RY Sgr: разрыв кривой лучевых скоростей, возникающий вблизи минимального радиуса звезды в данной пульсации и наблюдаемый как расщепление линий поглощения [40]. Амплитуда расщепления у линий с низким потенциалом возбуждения выше, чем с высоким потенциалом: 35 км/с и 20 км/с соответственно [41]. Наше исследование кривой блеска RY Sgr [42] позволяет допустить, что началом минимума можно считать момент наибольшего расщепления кривой лучевых скоростей, наступающего около максимума блеска в пульсации [41].

Пульсации звезды усложняют интерпретацию спектральных наблюдений высокого разрешения, особенно если они единичны. Впервые раздвоение линий у RY Sgr было отмечено Данцигером [43]; и только спустя длительное время была выяснена причина этого, как следствие пульсаций. Сильная линия Sc II λ 4246 у R CrV выглядит двойной [44, 45]. Но последние авторы объясняют это хромосферной эмиссией, забывая о пульсациях звезды и возможности расщепления линий.

Пульсации RY Sgr в показателях цвета $B-V$ и $U-B$ повторяет также интенсивность молекулярных полос C_2 и CN [46].

Пульсации лучевых скоростей у R CrV начал изучать Хербиг [47]: полная амплитуда колебаний лучевой скорости около 24 км/с, что дает колебания радиуса около $30R_{\odot}$, корреляция с блеском отсутствует. В настоящее время он располагает обширным неопубликованным материалом по многим звездам этого типа (частное сообщение Хербига для Лоусона и др. [41]). Систематические измерения лучевых скоростей R CrV выполнили Горыня и др. [48]: амплитуда небольшая (в 1990 г.

была около 11 км/с) и нестабильна (в 1991 г. она не превышала ошибок измерений). Положение усложняется мультипериодичностью пульсаций R CrB: выделяются периоды около 27^d , 44^d , 52^d и 56^d с амплитудами $0^m.05+0^m.3$ [49,50] и дискуссия по ним не закончена.

Были исследования типа пульсаций у R CrB и RY Sgr. У первой они сходны с пульсациями классических цефеид [51] или переменных типа RV Tau [52], у второй имеется некоторое сходство с RV Tau [51].

В минимуме блеска пульсации сохраняются, усложняя форму кривой блеска. Сохранение пульсаций во время минимума отчетливо видно у RY Sgr в 1967-69 гг. [53]. На рис. 3 это видно по кривой лучевых скоростей. Хотя кривая пульсаций лучевых скоростей по эмиссионным линиям неполная, все же можно заметить, (1) что область, излучающая эмиссии, пульсирует с такой же амплитудой, что и абсорбции, но со сдвигом по фазе около $+12^d$, (2) что кривая пульсаций лучевой скорости эмиссий во время минимума смещена относительно абсорбций на -45

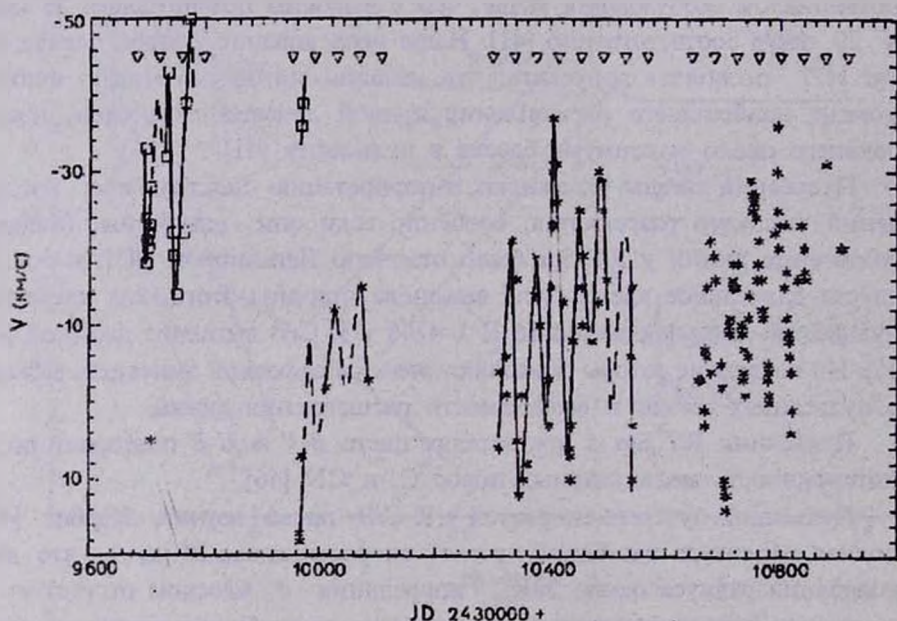


Рис. 3. Лучевые скорости RY Sgr во время минимума 1967 г. [53]. Квадраты - лучевые скорости по эмиссионным линиям, звездочки - по линиям поглощения. Треугольниками отмечены моменты максимумов пульсаций блеска.

км/с или около -25 км/с относительно пульсаций в максимуме; (3) что лучевые скорости абсорбций во время минимума, по-видимому, более положительны (до 20 км/с), чем в максимуме. Следует обратить внимание на различие средней лучевой скорости пульсаций $V_r = -11.6$ км/с в 1970 г. по данным [53] и $V_r = -21$ км/с в 1988 г. по данным [41]. Но необходимо помнить, что лучевые скорости в первом случае получены по линиям в диапазоне длин волн $\lambda\lambda$ 4000-4500 Å, тогда как во втором случае в области λ 6000 Å. Имеется сообщение [54], что в УФ RY Sgr не показывает пульсации лучевой скорости. Возможно использование метода кросс-корреляции для определения лучевых скоростей по спектрам IUE привело к уменьшению амплитуды пульсаций. Это видно из рисунка 8 из работы [54]: в визуальной области амплитуда пульсаций лучевых скоростей в результате процедур вычислений уменьшилась в 1.2 раза. Уменьшилась могла также фактическая амплитуда пульсаций лучевых скоростей, так как в этот интервал времени пульсации блеска были около $0^m.2$ против обычно наблюдаемых $0^m.4$.

3. *Ультрафиолетовые наблюдения.* Отдельно можно выделить поведение звезд в УФ. Первые Уф аблюдения R CrB относятся к 1969г. [55]. В дальнейшем R CrB и RY Sgr неоднократно наблюдались со спутника IUE [54,56,57,58]. Основным результатом с точки зрения фотометрии было установление волновой зависимости экстинкции в области $\lambda\lambda$ 2200-2400 Å: пик находится на λ около 2400 Å. Отсюда сделали уточнение природы поглощающих частиц: аморфный углерод. Размер пылинок: 0.02-0.04 мкм.

Клейтон и др. [58] выполнили исследование УФ эмиссий у RY Sgr и приводят все записи IUE спектров, но непрерывный спектр не анализировали. Из анализа данных [58], представленных в графическом виде, мы можем заключить: 1) если амплитуда пульсаций визуального блеска около $0^m.4$, то в УФ она больше - около 1^m ; 2) амплитуда падений блеска в области λ 2400 Å во время минимума такая же как в визуальной области, 3) колебание визуального блеска с амплитудой около $0^m.8$ между датами JD 2445797.6 и JD 2445809.8 соответствовало на λ 2400 Å амплитуде около 3^m . Если это так, то 3) может означать, что во время пульсаций происходит образование и разрушение зародышей пылинок: каждая новая пульсация может дать начало новому минимуму.

Свойство (2) может означать, что во время минимума происходит только рост пылинок, без значительного увеличения их плотности. Сог-

ласно [59] по мере роста размера графитовых пылинок эффективность поглощения на λ 2200 Å не меняется, начиная с размера 0.01 мкм, вплоть до 1.0 мкм, а несколько даже уменьшается (на 10 %). Поглощение растет только в визуальном диапазоне. Увеличение плотности частиц пыли, следовательно, не превышает 3 раз: рост размера от 0.003 мкм до 0.01 мкм увеличивает поглощение в 3 раза, а максимальная амплитуда минимума требует, как известно, 8 раз.

В связи с последним интересно отметить, что имеется аналогия с поведением новых в УФ (см. ниже). R CrV имеет наблюдения за 30 дней перед началом визуального минимума, но это еще рано для появления полосы поглощения в области λ 2400 Å, как следствия образования новой пыли. Переменная интенсивность этой полосы у RY Sgr свидетельствует о возможности образования новых зародышей пылинок в каждую пульсацию.

4. *Спектры звезд типа RCB.* Самыми горячими звездами с переменностью типа R Северной Короны являются V348 Sgr с эффективной температурой $T_{\text{эф}}=20000$ К [60] и DY Cen с $T_{\text{эф}}=19500$ К [61], которые исследованы методом моделей атмосфер. Первая показывает очень активную переменность, эту звезду классифицируют также как звезду Вольф-Райе углеродной последовательности WC12. Вторая мало активна.

Наиболее часто проводился спектральный анализ самой яркой и доступной для крупных телескопов звезды из-за ее положения в северном полушарии: R CrB [62, 63]. Вторая по яркости звезда, но находящаяся на южном небе, RY Sgr наблюдалась с этой целью только один раз [43]. Шенбернер [64] применил новую методику тонкого анализа к данным [43], новых наблюдений с тех пор не проводилось.

Самые холодные члены группы звезд с переменностью типа RCB не имеют столь детального исследования. Для них имеется в основном определение спектрального класса или оценки эффективной температуры по многоцветной широкополосной фотометрии [65] (табл. 1).

Со времени последнего полного обзора [66] основные данные не изменились. Становится ясно, что основным для понимания причин переменности типа RCB является факт избытка углерода, дефицит водорода имеет второстепенное значение. В этом нас убеждает пример V854 Cen и FG Sge (см. также раздел "Фотометрия в активном состоянии"). Эти звезды только недавно были классифицированы как

переменные типа RCB. Первая очень активна, демонстрирует эмиссии водорода в минимуме блеска, что никогда не наблюдалось у классических RCB звезд. Анализ химического состава этой звезды пока не проводился. Вторая к настоящему времени показала только два-три минимума блеска, обладает нормальным содержанием водорода (указаний на отклонение от нормального содержания не было), содержание углерода стало заметно меняться: появились полосы Свана молекулы углерода C_2 [67,68]. Существует мнение, что дефицит водорода является следствием потери массы подобными звездами [69,70].

Содержание элементов, определенное методом моделей атмосфер, колеблется от $\epsilon_H=0.20$, $\epsilon_{H_0}=0.55$, $\epsilon_C=0.25$ (по доле атомов) у V348 Sgr [60] или $\epsilon_H=0.09$, $\epsilon_{H_0}=0.9$, $\epsilon_C=0.1$ у DY Cen [61] до примерного соотношения $\epsilon_H=10^{-4}$, $\epsilon_{H_0}=0.99$, $\epsilon_C=0.01$ у R CrB и RY Sgr [66]. Другая оценка содержания углерода для V348 Sgr дает величину $\epsilon_C=0.10$ [71].

Для создания условий образования углеродной пыли важно соотношение числа атомов углерода и кислорода. Ламберт [66] приводит величину 2:1 для R CrB. Сравнимая величина, по-видимому, у RY Sgr.

Встречаются звезды с уникальным содержанием некоторых элементов. U Aqr обладает чрезвычайно сильными линиями Sr II и Y II, сравнимыми по интенсивности с H и K Ca II [72].

Среди других особенностей можно отметить изобилие лития Li в атмосфере R CrB: $Li/H \leq 10^{-4}$ в отличие от космического 10^{-9} . Правда такое соотношение может быть следствием дефицита водорода с коэффициентом около 10^{-5} . Li не обнаружен у RY Sgr.

Параметры атмосфер классических переменных типа RCB: эффективная температура $T_{\text{эф}}=7000$ K, ускорение силы тяжести $\lg g=0.5+1.0$, скорость микротурбулентности $v_t=7+8$ км/с [66, 73]. Это значит, что они обладают размерами сверхгигантов. Прямые данные о размерах звезд дают измерения колебаний лучевых скоростей. Мы об этом уже упоминали выше. Измерения R CrB [48] и RY Sgr [41, 53] дали возможность непосредственно оценить размеры этих двух звезд при предположении, что амплитуда пульсаций такого же порядка как у пульсирующих сверхгигантов (10-15 % радиуса): около $100R_{\odot}$ [74]. Близкую величину, $85R_{\odot}$, приводил Фист [21] для RY Sgr.

К этим фундаментальным характеристикам следует добавить сведения о массах этих звезд. Теоретические оценки масс, основанные на расчетах эволюции, дают значения $0.8-0.9M_{\odot}$ [82]. Ранее мы также сделали

оценку масс [5], исходя из предположения о равенстве скорости убегания для этих звезд смещению пульсаций лучевых скоростей узких эмиссионных линий в минимуме относительно пульсаций в максимуме (см. раздел 2). Теперь можем ее уточнить, используя новые уточненные значения для радиуса зоны конденсации пыли ($6 R_*$) и радиуса звезды ($100 R_*$): $\leq 0.7 M_\odot$ для классических переменных типа RCB.

5. Инфракрасные наблюдения. Со времени первых инфракрасных наблюдений R CrB [75] и RY Sgr [76] накоплен обширный фотометрический материал (для ссылок см. [77]). Первые же наблюдения показали наличие избытка ИК излучения с максимумом в области длин волн λ 3.5 мкм (фотометрическая полоса L). К сожалению, начиная с 80-ых годов интенсивность публикаций данных ИК наблюдений значительно упала: для получения новых результатов необходимы длительные ряды наблюдений, которые существуют, но еще не опубликованы [17,23,78]. Но уже благодаря имеющимся публикациям можно исследовать переменность ИК избытка или околозвездной перманентной пылевой оболочки.

Масса оболочки для пылинок с размерами $a=0.001+0.3$ мкм пропорциональна ИК избытку. Чернотельная температура избытка $T_{\text{об}}=500+900\text{K}$ и выше, что зависит от температуры центральной звезды [75,76,79]. Для MV Sgr ИК избыток удастся объяснить даже двумя оболочками с $T_{\text{об}}=1600\text{K}$ и 500K [65, 80]. Помимо "горячей" оболочки, наблюдаемой у всех звезд с переменностью типа RCB, некоторые из них обладают также очень холодными оболочками, обнаруженными с помощью ИСЗ IRAS. Наиболее впечатляющая такая сферически симметричная оболочка обнаружена у R CrB [81]: протяженность 18 угловых минут или около 8 пк, температура 25-30 K, светимость $28 L_\odot$, светимостей Солнца или полная масса около $0.3 M_\odot$. Образование ее связывают с потерей поверхностных, богатых водородом, слоев звезды, поэтому ее называют реликтовой.

Переменность ИК блеска R CrB была отмечена в начале 70-ых годов и выявлена ее 1100-дневная периодичность [83,84]. Позднее нашли ее равной 1170 дням и выявили такой же период для визуального блеска [85]. Но более полная кривая ИК блеска с привлечением всех опубликованных наблюдений показывает нестабильность этих колебаний, по крайней мере, по фазе [42]. Плотные ряды наблюдений на некоторых участках кривой блеска в 70-ые годы позволили обнаружить эффект влияния визуального минимума на L блеск [42, 86]: через 60-120 дней

после его начала блеск в полосе L временно возрастал на $0^m.1-0^m.3$, возвращаясь к первоначальному тренду после окончания минимума. Это может означать, что масса экранирующего пылевого образования сопоставима с массой перманентной оболочки и что экранирующая пыль удаляется на расстояние оболочки только спустя некоторое время.

На связь инфракрасного блеска с визуальными ослаблениями у UW Cep обратил внимание Фист [17,23]: во время очередного визуального минимума происходило увеличение ИК блеска или он был большим.

Анализ ИК наблюдений звезд с RCB переменностью привел нас к выводу о существовании предельного ИК избытка, при превышении которого возможно начало минимума [87]. Это только одно из необходимых условий. В полосе L это соответствует появлению избытка излучения в $1^m.2$. А так как околозвездная пылевая оболочка должна подпитываться постоянной потерей массы этими звездами [88], то необходимый ИК избыток для звезды с абсолютной болометрической звездной величиной около -5^m и спектрального класса F8-G2 соответствует минимальному темпу потери массы 4×10^{-8} массы Солнца в год [87].

Переменность светимости перманентной околозвездной оболочки сопровождается колебаниями температуры пыли. В начале 70-ых годов, когда ИК переменность отличалась большей регулярностью и большей амплитудой, температура в ИК максимуме была около 950 К [89], а в ИК минимуме - 700 К [83,90]. Светимость и температура околозвездной пылевой оболочки в экстремумах удовлетворяют соотношению $T_{\min} = (L_{\min} / L_{\max})^{1/4} T_{\max}$, т.е. радиус оболочки не меняется.

Светимость околозвездной оболочки достигает 40% светимости звезды. Но до сих пор не обсуждался детально вопрос влияния столь значительно поглощения в пыли на наблюдаемые показатели цвета звезды.

У RY Sgr 38.6-дневные пульсации наблюдаются и в ИК диапазоне, что является следствием нагрева околозвездной пылевой оболочки непосредственно излучением пульсирующей звезды [22].

Предпринимался поиск молекулярных полос в ИК диапазоне: СО на λ 2.3 мкм, силикатной в области 10 мкм [91], но ничего не обнаружено. В этой же работе приведен спектр R CrB низкого разрешения в области 8-13 мкм, на котором видна эмиссионная полоса карбида кремния SiC на λ 12.2 мкм, но сами авторы [91] о ее присутствии ничего не сообщают. Время наблюдения этой эмиссии соответствует минимуму ИК избытка или минимальной массе околозвездной пылевой оболочки. Данных для

идентификации присутствия эмиссии в ИК максимуме нет. Отметим также возможное присутствие у многих звезд - членов группы переменных с феноменом RCB эмиссии на 5 мкм [92], которая может быть обусловлена молекулой C_2 , тем более, что молекула CO, которая также может иметь полосу на этих λ , у R CrB отсутствует. Наиболее интенсивна 5 мкм эмиссия у RY Sgr, у самой R CrB она иногда может отсутствовать.

Проводился поиск линий углерода C I в субмиллиметровом диапазоне на λ 610 мкм [93]. Линий не обнаружили.

6. *Радиоизлучение.* Предпринимались попытки зарегистрировать радиоизлучение у звезд с переменностью типа RCB: континуум в области 3.5 мм [94], эмиссии CO на 2.6 мм и HCN на 3.4 мм [95], мазерное излучение SiO на 7 мм [96]. Результат всегда был отрицательным.

7. *Поляриметрия в спокойном состоянии.* Поляризация звезд в спокойном состоянии считается межзвездного происхождения, о чем мы уже отмечали выше и что было использовано для оценок межзвездного поглощения и светимостей этих звезд. Но имеются наблюдения, позволяющие усомниться в правильности этого вывода.

Клейтон и др. [58] сообщали об изменении параметров поляризации излучения R CrB в максимуме блеска в 1991 г. с амплитудой около 0.4% в каждую пульсацию.

Наша попытка поиска изменения параметров поляризации у RY Sgr во время пульсаций в 1988 г. дала отрицательный результат [8,15].

8. *Оболочки вокруг звезд с переменностью типа RCB.* Описывая ИК наблюдения мы уже упоминали о существовании околозвездных оболочек.

Прямые снимки окрестностей горячих звезд с переменностью типа RCB указывают на существование ярких структурных образований, связанных, по-видимому, с самими переменными. Наблюдения UW Cep в ослабленном состоянии ($\Delta m \approx 7^m$) показали наличие слабой туманности: четыре диаметрально противоположных выброса, размером около $10''$ [97]. V348 Sgr окружена туманностями: внутренняя, диаметра $1''$, и внешняя, до $7''$ [98], каждая из которых может давать свой вклад в околозвездную экстинкцию, искажая наблюдаемый показатель цвета. Имеются отличия форм туманностей в разных линиях спектра [97]. Хербиг [99] проводил прямые наблюдения R CrB в минимуме 1964 г., когда ее блеск был около 14^m , с целью зарегистрировать туманность, но не

обнаружил. Основанием для этого поиска ему послужила регистрация запрещенных линий [OII] λ 3727-3729Å в спектре звезды в минимуме 1948 г. Т.е. при расстоянии 1.5 клк до R CrB, около этой переменной нет достаточно ярких в визуальном диапазоне спектра образований диаметром более 1500 а.е..

В связи с существованием реликтовой оболочки у R CrB представляет интерес туманность около FG Sge, идентифицируемая как 36" планетарная туманность PK 60-7^o.1: какова будет дальнейшая ее эволюция? ИК избытка, т.е. пылевой околозвездной оболочки, до недавнего времени эта звезда не имела, он появился только во время первого RCB минимума 1992 г., но о дальнейшем его поведении ничего сказать нельзя.

Моделирование реликтовой оболочки R CrB [81, 100] привело к выводу, что для поддержания наблюдаемой температуры, кроме поля излучения самой R CrB, необходимы дополнительные источники нагрева пыли, в несколько раз более мощные, чем межзвездное поле излучения.

9. Признаки быстрой эволюция переменных типа R Северной Корона. Появление дефицита водорода у классических RCB звезд связывают с процессом потери массы. По-видимому, Пейн-Гапошкина [69] одной из первых высказала предположение, что потеря верхних, богатых водородом слоев привела к обнажению центрального ядра богатого тяжелыми элементами, добавив, что и структура звезды тоже связана с этим обстоятельством.

Выше мы упоминали о поисках эволюционных изменений у переменных типа R Северной Корона при исследовании пульсаций. С этой точки зрения заслуживают внимания и другие возможные вековые изменения наблюдаемых характеристик этих звезд. Редкость переменных типа RCB и высокий темп потери массы указывают на быстротечность этой стадии эволюции и возможность обнаружения эволюционных изменений наблюдаемых характеристик.

У V348 Sgr возможно имеются подобные изменения блеска [101], но интерпретация усложняется присутствием яркой эмиссионной туманности, которая может давать переменную околозвездную экстинкцию: за 80 лет произошло уменьшение яркости звезды с $10^{\text{m}.3}$ до $12^{\text{m}.3}$ [102].

UW Cen с JD 2436000 по JD 2448200 показывает увеличения яркости на $0^{\text{m}.4}$, как это следует из опубликованных рядов наблюдений [103,104].

Попытка выявить подобные изменения для переменной UV Cas,

прекратившей высокую RCB активность в начале XX века, дала отрицательный результат: изменения среднего блеска в спокойном состоянии более $0^m.2$ отсутствуют [9].

Просмотр фотоархивов с изображением V854 Cep не показал блеска звезды более 10^m с 1917 г. по 1937 г. [105,106]. Современная яркость в спокойном состоянии около $7^m.2$. Вопрос о причинах этой разницы не обсуждался: связано ли это с очень высокой активностью звезды (после 1986 г. она высокая) или с рассеянием плотной околозвездной поглощающей ($\tau \approx 3$) оболочки, или еще с чем-то.

У самой R CrB за 200 лет наблюдений эволюционных изменений блеска не отмечено, но не было и сообщений о попытках такого поиска.

Выше мы упоминали о возможном уменьшении периода пульсаций RY Sgr, что укладывалось в рамки теоретических представлений [107] об эволюции этих звезд в область белых карликов через стадию гелиевой звезды.

Наиболее реальны эволюционные изменения в спектре. Особенно у недавно классифицированных как переменные типа RCB FG Sge и V854 Cep. Первая звезда вообще очень быстро эволюционирует и этой уникальностью привлекла внимание. Теперь она стала демонстрировать все признаки типа RCB: переменность блеска, появление углеродных деталей в спектре, инфракрасный избыток. Интересно, как поведет себя в дальнейшем содержание водорода, которое пока нормальное. Вторая звезда до открытия RCB переменности была отмечена только как "заподозренная в переменности".

Среди других косвенных признаков быстрых эволюционных изменений можно отметить наличие протяженных холодных пылевых околозвездных оболочек. У R CrB она простирается на 18 угловых минут, меньшие размеры имеет SU Tau [81, 108]. Они связываются с потерей массы в последние несколько десятков тысяч лет. RY Sgr, по-видимому, не имеет такой оболочки, что позволяет предложить такое распределение по продолжительности RCB переменности у этих звезд: R CrB, SU Tau, RY Sgr.

Рассматриваемые сценарии эволюции переменных типа R Северной Короны учитывают сходство этих звезд с планетарными туманностями [109]. Сравнение эволюционных сценариев: слияние двух белых карликов и финальная вспышка гелиевой оболочки одиночной post-AGB звезды, с наблюдениями провел Ренцини [110] и сделал вывод в пользу второго.

10. *Планетарные туманности с дефицитом водорода.* Первой попала в поле зрения исследователей V605 Aql ([111], там же ссылки), уникальная переменная: центральная звезда планетарной туманности (ПТ) A58, вспыхнувшая как новоподобная в 1919 г. и показавшая спектр углеродной звезды класса R0. В настоящее время обладает эллипсоидальной оболочкой с возможным экваториальным поясом, что типично для остатков новых. Эта оболочка ответственна за ИК избыток с $T_{\text{в}}=170\text{K}$ [112].

Кроме этой ПТ выделены еще две водородо-дефицитные ПТ A30 и A78 [113], также с холодными ($T_{\text{в}}=140\text{K}$) околос звездными оболочками, но, в отличие от A58, более протяженными [112].

11. *Феномен RCB у новых.* С 30-ых годов, после вспышки Новой Геркулеса 1934 (DQ Her), было обращено внимание на сходство кривой блеска звезды типа R Северной Корона и новой во время временного уменьшения блеска на переходной стадии и было высказано предположение об идентичности причин такого поведения [114, 115], так как к тому времени относится высказывание Лоретой [1] и О'Кифом [2] гипотезы о конденсации пыли в атмосфере R CrB и ослаблении ею излучения звезды. Фист [116] при дискуссии спектральных наблюдений Новой Стрельца 1954 сравнение проводил с R CrB.

Главная общая черта новых и звезд типа RCB - это потеря массы, но не непрерывная, а кратковременная, взрывная.

Взрыв новой приводит к сбросу верхних слоев активной звезды, захвату вещества из околос звездных, точнее околосистемных, окрестностей, так как новая - это двойная система с аккреционным диском и общим диском, находящимися в плоскости орбиты системы [117]. В результате это приводит к образованию главной оболочки, и при ее удалении на расстояние около 4×10^{14} см почти у всех новых происходит формирование пылевого экваториального кольца. Последнее, при ориентации пылевого кольца вдоль луча зрения, наблюдается как временное нарушение общего тренда падения блеска, или минимум блеска типа RCB, и приходится на переходную стадию вспышки [118].

О времени появлении пыли в главной оболочке новой можно судить по нескольким признакам, которые хорошо видны на примере N Ser 1970. Первое указание на начало пылеобразования дали ИК наблюдения: ИК избыток появился на 48 день после вспышки [119]. Следующий признак дали УФ наблюдения. Из данных [120] мы можем видеть, что

абсорбционная деталь на λ 2460 А (эффективная длина волны одного из фильтров фотометра орбитальной обсерватории ОАО-А2) в распределении энергии в спектре новой появилась между 49.8 и 57.5 днями после вспышки. И последний по времени признак дала фотометрия в видимой области спектра. Резкое падение визуального блеска, связанное с образованием пылевого кольца и ориентацией его вдоль луча зрения, началось на 63 день вспышки.

Поляриметрия N Cas 1993, проведенная Ефимовым [121], показала появление поляризации при ослаблении блеска на 3^м во время RCB минимума. Это можно считать четвертым признаком присутствия пыли в окрестностях новой.

Аналогичная последовательность появления признаков присутствия пыли должна быть и у других звезд, показывающих феномен R Северной Короны. Но возможность их обнаружения будет определяться соотношением масс образовавшейся и существующей пылевых оболочек. Т.е., у самой R CrV сначала мы видим визуальный минимум, затем появление собственной поляризации. Первые два признака заматы околосредней пылевой оболочкой. Но мониторинг в УФ все же может дать ключ к пониманию феномена RCB у классических RCB переменных (см. раздел с УФ наблюдениями).

Другая общая деталь для новых и звезд типа RCB относится к спектральным особенностям [27,28]. На переходной стадии происходит развитие диффузно-искрового спектра с эмиссиями Fe II, Ti II, Cr II. У некоторых новых эмиссии имеют ослабленные красные компоненты или асимметричные профили с ослабленным красным крылом линий, т.е. пылевой диск, при его ориентации вдоль луча зрения, экранирует заднюю полусферу главной оболочки. Аналогичное поведение эмиссий наблюдается у звезд типа RCB (см. раздел "Спектральные изменения в активном состоянии").

12. *Фотометрия в активном состоянии.* Звезда с феноменом RCB обладает характерной кривой блеска, форма которой в каждом минимуме блеска не повторяется, сохраняя некоторые общие черты. Накопление наблюдательного материала по новым позволило получить нормализованную кривую блеска для минимума типа R Северной Короны в табличном виде [27, 28]. Одновременно к подобному результату пришел Ефимов [122], но нормализуя кривые блеска самой R CrV в трех типичных минимумах. В результате им была получена формула, описывающая

основные детали кривой блеска. В общем виде ее можно записать

$$m(t) = m_{\max} + \sum_i^n \Delta m_i \times (\tau_i + 1)^{2.7} \times \exp(-2.7 \times \tau_i), \quad (2)$$

где $m(t)$ - блеск звезды в момент времени t , $m_{\max}$ - блеск звезды в максимуме, Δm_i - глубина i -ого минимума блеска, $\tau_i = \frac{t - T_i}{T_{0i}}$ - параметр

времени, T_i - момент минимального блеска в i -ом минимуме, T_{0i} - длительность спада блеска в i -ом минимуме, n - число составляющих в глобальном минимуме. Наблюдаемый глобальный минимум чаще представляет собой суперпозицию нескольких отдельных и независимых минимумов блеска с разными параметрами Δm и T_0 (рис. 1) [123]. Это обстоятельство приводит к неповторимости кривых блеска во время глобальных минимумов и усложняет понимание переменности типа RCB. Цветовые изменения при применении этой формулы не описывает, только основные параметры минимума: глубину и продолжительность. Но располагая наблюденной кривой блеска в первой половине отдельного минимума, даже не полной, можно получить расчетную кривую блеска во второй половине очень близкую к реальной.

Из исследования кривых блеска R CrB и RY Sgr [42,123] с помощью формулы (2) был сделан вывод, что все развитие минимума: его длительность и глубина, зависит от условий, созданных в момент его начала, т.е. от пульсации, после которой начался процесс интенсивного пылеобразования. Начальный расчетный момент минимума наступает на 5-9 дни после максимума пульсации блеска, но с учетом признаков начала образования пыли у новых можно считать, что у классических RCB звезд процесс конденсации пыли запускается во время максимального расщепления линий абсорбции или возникновения ударной волны в атмосфере звезды. Кроме того, возможность повторного запуска этого процесса сохраняется длительное время и очередная первая же, реже вторая, пульсация дает начало новому независимому минимому. В результате этого наблюдается глобальный минимум блеска, как сумма нескольких минимумов. Длительное сохранение условий для начала минимума означает, что это механизм длительного действия и его можно отождествить с вариациями темпа потери массы [42, 87]. Предпочтительного числа слагаемых в наблюдаемом минимуме нет, оно может достигать 8 и более.

Кривая блеска самой R CrB и некоторых других звезд с длительными рядами наблюдений неоднократно исследовалась с целью поиска периодичностей в наступлении минимумов. Начиная с исследования Штерне [124], многие сходятся во мнении, что переменность звезд типа RCB - идеальный случайный процесс [125,126,127]. Сообщения о периодичности в наступлении минимумов опровергались применением статистических критериев, например, подобный вывод для S Aps [128] был опровергнут исследованием [127]. В основе всех таких исследований лежал единый подход: минимумом считалось уменьшение блеска на одну звездную величину, подсчитывалось число минимумов в определенном интервале времени, промежутки времени между последовательными минимумами считались независимыми. Но сомнения о чисто случайном характере чередования активного и спокойного состояния у переменных типа RCB постоянно высказывались, одни без обоснования [129] или широкого обсуждения [21], другие высказывались в рамках исследования переменности звезд другого типа [130] или на основании существования связи начала минимума с определенной фазой пульсаций звезды [34].

Вывод о непуассоновском или неэкспоненциальном распределении интервалов времени между последовательными минимумами сделал Розенбуш [131, 132]. Но в основу исследования был положен другой подход: моментом начала минимума считался максимум пульсации блеска или ее номер в случае RY Sgr, после которой произошло падение блеска, так как пульсации являются запускающим механизмом [33,34]; отдельным минимумом считался мелкий минимум с глубиной около $0^m.5$; отдельным минимумом считался также минимум, начавшийся на подъеме блеска из предыдущего минимума. Был получен вывод о равномерном распределении интервалов времени между последовательными минимумами на отрезке $0+(1500-1800)$ дней для трех исследованных звезд - R CrB, RY Sgr и SU Tau. Но опять-таки этот вывод был поставлен под сомнение применением статистических критериев [133]. Т.е. традиционный подход к исследованию переменности звезд типа RCB заведомо ведет к выводу о чисто случайном характере переменности.

Непосредственный поиск периодичностей в кривых блеска звезд с переменностью типа RCB выполнила Хрузина [134]. Были найдены периоды активности у RY Sgr, R CrB, SU Tau, GU Sgr, S Aps и WX CrA: 50, 46, 32, 26, 27, 23 лет соответственно. Но они ничего не говорили о времени наступления очередного минимума, а только о большей или

меньшей активности звезды в данный момент.

Исходя из вывода о длительном сохранении условий для конденсации пыли в атмосфере переменной типа RCB была предпринята попытка поиска регулярностей в моментах первоначального возникновения этих условий, т.е. только в моментах первого ослабления блеска в данном глобальном минимуме, последующие уже не принимались во внимание. Результатом применения такого подхода явилось обнаружение 4200-дневной цикличности в активности R CrB, явно существующей с 60-ых годов, когда в первой половине этого цикла звезда показывает минимумы чаще и большей глубины [42]. Этот цикл возможно является гармоникой 46-летнего периода активности [134] и 1050-дневного периода ИК переменности. Последнее значение является возможным уточнением 1100-дневного периода [83,84] или 1170-дневного [85]. Обнаруженные регулярности являются не периодом в наступлении очередного минимума, но отражают цикличность в сложении нескольких вероятностных механизмов, создающих условия для конденсации пыли, и позволяют ожидать начала минимума на определенных фазах цикла. Регулярности в ИК переменности отражают вариации темпа потери массы [17,23,42,86,87]. Применение такого подхода к поиску регулярностей позволяет обнаружить еще один любопытный факт: до периода спокойствия 1925-1933 гг. R CrB имела средний интервал времени между минимумами около 744 дня, а после - 1098 дней и вдобавок появился 4200-дневный цикл. Вопрос об устойчивости последнего разрешится в ближайшее время: новый цикл должен был начаться в феврале этого (1995 г.), т.е. к сентябрю уже имеем задержку около 200 дней. Давно подмечено, что минимумы блеска у R CrB начинаются в неблагоприятное для наблюдений время: близко к сезону невидимости (табл. 3 из [126]).

У RY Sgr подобная регулярность отсутствует. Возможно, 38.6-дневные пульсации являются единственным механизмом, регулирующим темп потери массы. Номер запускающей пульсации определяется каким-то вероятностным законом [21], например, законом равномерного распределения вероятности на интервале 0+1800 дней [131,132]. Последнее одновременно означает, что должен существовать механизм, регулирующий темп потери массы RY Sgr подобно R CrB. UW Cen, возможно, имеет 3000-4000-дневную регулярность в чередовании активного и спокойного состояний.

Вся история поиска регулярностей в переменности у звезд типа R Северной Короны скорее свидетельствует о неустойчивости пульсаций этих звезд и быстротечности этой стадии эволюции, когда происходит постоянная перестройка звезды и параметры непрерывно меняются.

UBV фотометрия, а в последствии и в других фотометрических системах, дала информацию о вариациях показателей цвета в ходе минимума и от минимума к минимуму. Каждый минимум индивидуален. Сводка опубликованных *UBV* наблюдений R CrB во время минимумов дана в [135]. Среди разнообразия цветовых изменений удастся выделить общие тенденции и связать их с данными других методов исследований. Имеются общие для переменных с феноменом типа RCB зависимости между наблюдаемыми и фундаментальными характеристиками.

Скорость падения блеска Φ в минимуме у данной звезды зависит от ее температуры [136] или нормального показателя цвета $(B-V)_0$ [137]. Мы дополнили данные [137] очень горячей переменной V348 Sgr и новыми надежными данными о $(B-V)_0$ [5] (рис. 4). Линия соответствует уравнению

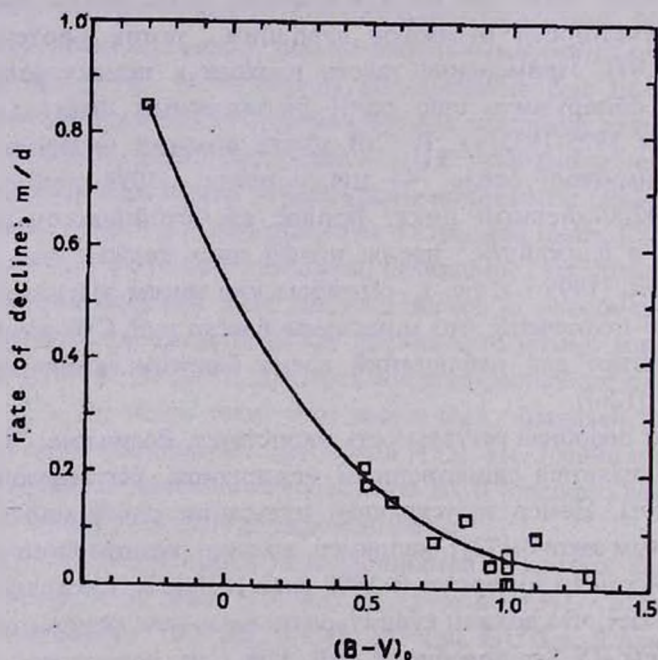


Рис. 4. Зависимость средней скорости падения блеска в минимуме от нормального показателя цвета $(B-V)_0$. Линия соответствует уравнению (3).

$$\Phi = 0.52 - 0.92(B-V)_0 + 0.53(B-V)_0^2 - 0.092(B-V)_0^3. \quad (3)$$

На скорость падения блеска во время минимума возможно оказывает влияние и содержание водорода в атмосфере звезды: скорость падения блеска выше при более высоком содержании водорода. В этом нас убеждает трудность с применением формулы (2) для аппроксимации минимумов V854 Cep и FG Sge: вход и выход представляются разными параметрами.

Сравнение абсолютных визуальных звездных величин и максимальных зарегистрированных глубин минимумов переменных (рис. 5) [5] позволило установить соотношение вида

$$\Delta m \cong 5.3 - 0.53 M_v. \quad (4)$$

V854 Cep удовлетворяет этой зависимости, не противоречит и FG Sge, но оценить максимальную глубину минимума затруднительно, так как велико влияние окружающей туманности и было только 2-3 минимума.

Была выявлена зависимость цветовых изменений в минимуме от скорости уменьшения блеска в данном минимуме [138,139] (рис. 6). Наблюдение новых минимумов подтверждает ее: скорость падения блеска определяется на интервале 10^m-12^m , когда происходят наибольшие изменения показателей цвета. Сопоставление с данными поляриметрии

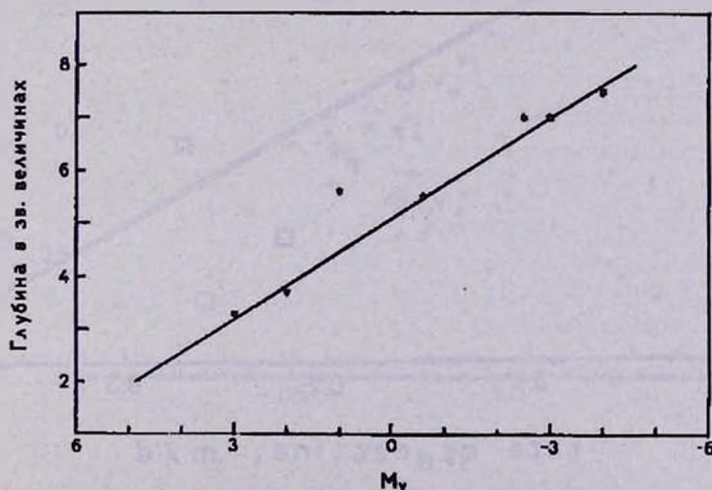


Рис. 5. Соотношение между максимальной глубиной минимумов и абсолютной визуальной звездной величиной у некоторых звезд с феноменом R Северной Короны.

позволило объяснить найденную зависимость как следствие образования пылинок разных размеров в разных минимумах: чем больше размер образующихся пылинок, тем больше скорость уменьшения блеска [139]. Деление минимумов на "красные" и "голубые" согласно работе [140] имеет эту причину, но наш результат, по-видимому, им остался неизвестен, и поэтому объяснение было дано в рамках затмения диска звезды пылевым облаком.

Суперпозиция нескольких отдельных минимумов приводит к сложному поведению наблюдаемого показателя цвета. В начальной стадии

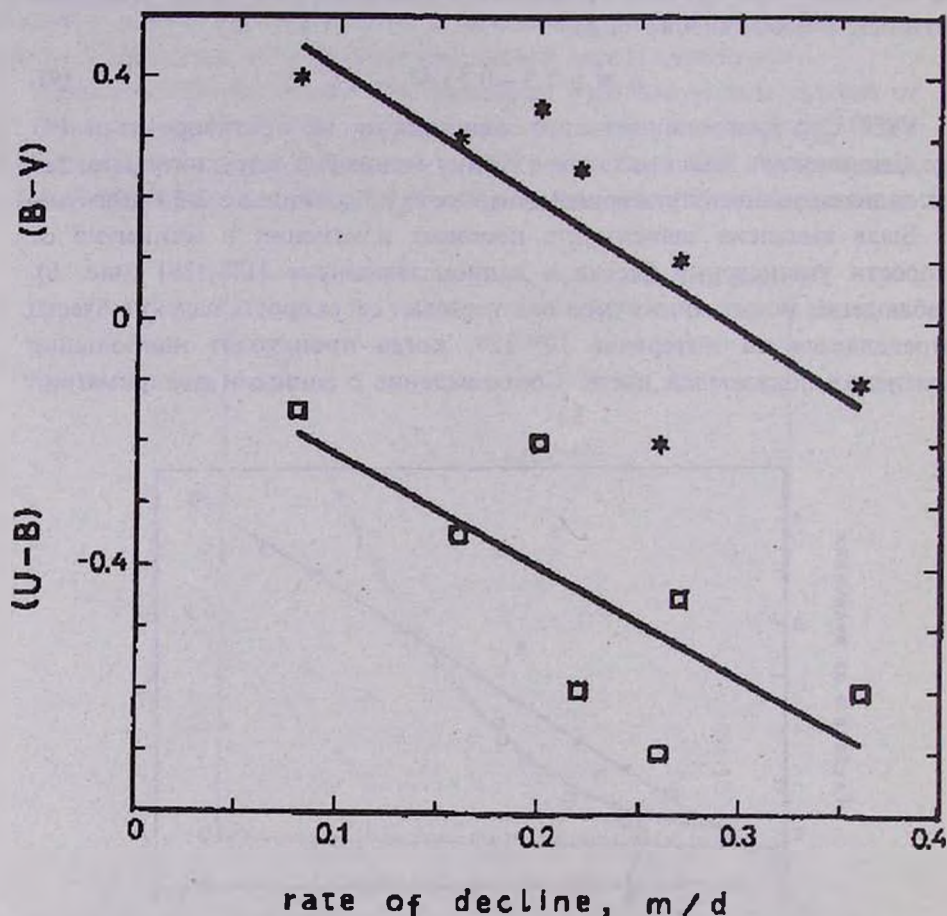


Рис. 6. Зависимость амплитуды изменения показателей цвета $U-B$ и $B-V$ от скорости падения блеска у R CrB.

минимума, в пределах 10-20 дней, главную роль играет один минимум, поэтому удалось выделить вышеприведенную зависимость. В дальнейшем поведение цветов усложняется и пока выявлены только общие тенденции, безотносительно к каким-либо другим параметрам звезды. Смена падения

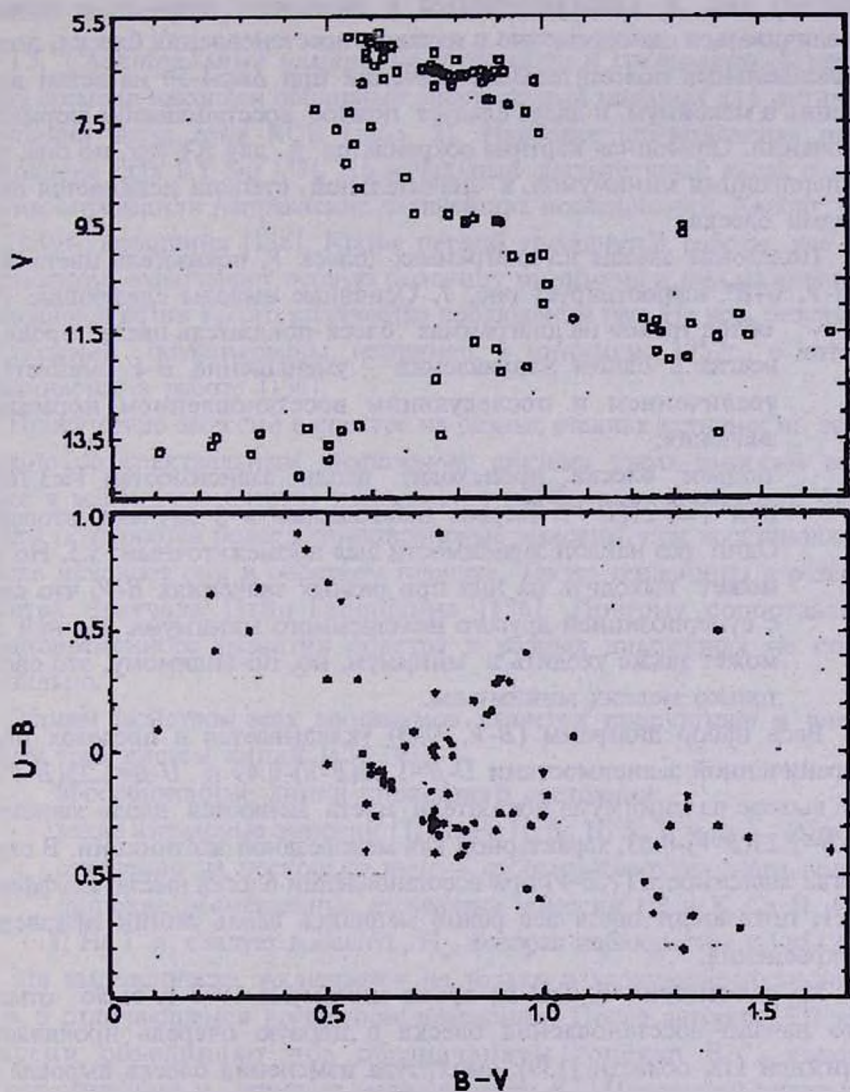


Рис. 7. R CrB на диаграммах " V , $B-V$ " и " $B-V$, $U-B$ " в минимуме 1983г.

яркости на ее увеличение приводит к покраснению показателей цвета, повторное падение блеска вновь ведет к уменьшению показателей цвета. В отдельном минимуме глубины более 4^m это выглядит следующим образом. Показатели цвета начинают меняться (увеличиваться или уменьшаться) при уменьшении блеска на $2-3^m$ в соответствии с зависимостью рис. 6, стабилизируются в диапазоне $\Delta m \approx 4-5^m$ и начинают увеличиваться одновременно с началом восстановления блеска, достигая максимальных положительных значений при $\Delta m \approx 4-5^m$ на ветви возвращения в максимум, и далее следует полное восстановление нормальных значений. Описанная картина сохраняется и для RY Sgt, но она, кроме суперпозиции минимумов, в значительной степени искажается пульсациями блеска.

Поведение звезды на диаграммах "блеск V , показатель цвета $B-V$ " и " $B-V$, $U-B$ " иллюстрирует рис. 7. Основные выводы следующие [135]:

- обход треков на диаграммах "блеск-показатель цвета" происходит всегда в одном направлении - уменьшение $B-V$ сменяется его увеличением и последующим восстановлением нормального значения;
- подъем блеска происходит вдоль зависимостей $V \approx 3.16(B-V)$ или $V \approx 7.21(B-V)$. Первая наблюдалась в 5 случаях, вторая в 4. Один раз наклон зависимости был промежуточным: 5.5. Но звезда может выходить на них при разных значениях $B-V$, что связано с суперпозицией другого независимого минимума. По ней звезда может также уходить в минимум, но, по-видимому, это свойство только мелких минимумов.

Весь набор диаграмм ($B-V$, $U-B$) укладывается в пределах полосы, ограниченной зависимостями $U-B=1.23(B-V)-0.49$ и $U-B=1.23(B-V)-1.16$. На выходе из минимума показатели цвета меняются вдоль зависимости $U-B=1.23(B-V)-0.63$, характерной для межзвездной экстинкции. В случаях, когда зависимость ($V, B-V$) при восстановлении блеска имела коэффициент 7.21, показатели цвета все равно менялись вдоль линии межзвездного покраснения.

Из фотометрии R CgV во время минимума 1977 г. было отмечено, что начало восстановления блеска в первую очередь проявляется в ближней ИК области [139]: амплитуда изменения блеска выросла от 0^m в полосе U до $0^m.6$ в области $\lambda 8000\text{\AA}$, и снова упала до нуля к полосе J , где начал сказываться вклад околосветной оболочки при ослаблении

центрального источника на 8^m . Это означает также увеличение показателей цвета звезды.

Изменения линейчатого спектра от абсорбционного к эмиссионному у R CrB во время минимумов визуального блеска дают, по-видимому, постоянный вклад в показатели цвета $B-V$ и $U-B$: $-0^m.25$ и $-0^m.10$, соответственно [139].

13. *Спектральные изменения в активном состоянии.* К настоящему времени накоплен обширный спектральный материал для активного состояния звезд типа RCB (табл. 2). Наиболее впечатляющая работа выполнена для RY Sgr [53]. Но начальный значительный вклад сделали и этим определили направление дальнейших исследований Хербиг [142] и Пейн-Гапошкина [136]. Кроме первой упомянутой работы, все они, в основном, охватывают первую половину минимума и сам минимум, на восходящей ветви такого количества наблюдений нет. Не все результаты наблюдений опубликованы, например, в минимуме 1952г., о котором упоминается в работе [136].

Присутствие эмиссий в спектре на разных стадиях активности звезды связано со спектральным диапазоном: система узких эмиссий всегда (даже в максимуме блеска) наблюдается в УФ, при ослаблении блеска звезды появляются более длинноволновые эмиссии, при восстановлении блеска исчезают они в обратном порядке. Такую тенденцию в развитии спектра отмечала Пейн-Гапошкина [136]. Поэтому сопоставление одновременного развития спектра в разных диапазонах не совсем правильно.

Общим свойством всех минимумов является присутствие в спектре звезды трех систем линий [136,143]:

- абсорбционные линии спокойного состояния;
- узкие атомарные эмиссии (Ti II, Fe II, Sc II, Sr II и др.), имеющие смещение на несколько км/с в сторону коротких длин волн;
- широкие несмещенные атомарные эмиссии (H и K Ca II, D Na I, He I и, следует добавить, H $_{\gamma}$, которая наблюдается у V854 Cen).

Эта выделенность заключается не только в характеристиках линий, но и в отличающемся временном поведении. После авторов [53] узкие эмиссии объединяют под обозначением "спектр E1", который короткоживущий и уступает место спектру E2. Последний включает в себя яркие линии Sc II и Ti II, в основном этот тип спектра образован линиями низкого возбуждения. Некоторое суммирование характерного

Таблица 2

**МИНИМУМЫ БЛЕСКА ИЗБРАННЫХ ЗВЕЗД ТИПА RCB,
ИМЕЮЩИЕ СПЕКТРАЛЬНЫЕ НАБЛЮДЕНИЯ**

Звезда	Год минимума	Литература
R CrB	1923	[141]
	1948	[142]
	1952	[136]
	1960	[136]
	1962	[30]
	1964	[30,143]
	1969	[144]
	1972	[30,145,146]
	1975	[147]
	1977	[138,148]
	1983	[148]
	1985	[149,150]
	1988	[43,140]
RY Sgr	1967	[53]
	1977	[151]
	1993	[152,153]
V854 Cep	1988	[106]
	1991	[154]
	1992	[155]

развития эмиссионного спектра можно найти в работе [58]. Суперпозиция нескольких ослаблений блеска, наблюдаемая как глобальный минимум сложной формы, также приводит к усложнению наблюдаемой картины развития спектра. Пейн-Гапошкина [136] первой попыталась разделить поведение спектра в минимуме 1960г. на три составляющих, соответствующих трем выделенным ею минимумам блеска. Но отметила лишь, что широкие эмиссии появляются во время первого падения блеска и почти не меняются во время всего минимума, исчезая по мере

восстановления нормального блеска. Узкие эмиссии наиболее интенсивны во время начального появления и слабеют со временем.

Общая тенденция спектральных изменений такова:

Абсорбционный спектр не меняется при падении блеска на 1-2^м, затем начинается его ослабление - вуалирование (термин ввел Хербиг [142]). Переход от абсорбции к эмиссии происходит постепенно. Нет однозначного развития эмиссионного спектра с блеском в разных минимумах. Пейн-Галошкина [136] высказала мнение о зависимости интенсивности узкого эмиссионного спектра скорее от интервала времени после начала падения блеска в минимуме, чем от величины ослабления блеска звезды. Эмиссии, повидимому, появляются независимо от глубины минимума и от величины ослабления в данном минимуме: Гринстейн [144] отметил слабые эмиссии Ti II, Sc II и Sr II в неглубоком (1.8^м) минимуме 1969г.. Полной повторяемости в развитии спектров нет: эмиссия Fe II была сильной в минимуме 1960 г. и очень слаба в 1948г. у R CrB. Была слабой или отсутствовала она в минимумах 1977, 1983 и 1985гг. (наблюдения автора).

Сначала появляются слабые узкие эмиссионные ядра в H и K Ca II, затем широкие эмиссии H и K Ca II, D Na I и He I λ 3889 и многочисленные узкие эмиссионные линии нейтральных и ионизованных металлов: Mn II, Cr II, Sr II, Sc II, Ti II и т.п.. В некоторых минимумах наблюдаются эмиссии молекулы C₂. Эмиссия молекулы CN наблюдается постоянно. Была зарегистрирована неотожествленная до сих пор эмиссионная деталь на $\lambda < 4000$ Å: впервые у RY Sgr в 1967 г. [53] и 1993г. [152], у R CrB в 1977г. [92,148] и 1985г. [149]. Широкие эмиссии D NaI присутствуют на оригинальных спектрограммах как широкая подложка узких эмиссий (см. например, [140]).

Никогда не наблюдаются в эмиссии в визуальной области спектра линии C I и Mg II, но интенсивности абсорбций ослаблены. Не наблюдаются эмиссии в бальмеровских линиях водорода у классических RCB переменных, только у V854 Cen присутствует широкая эмиссия H_α.

Мы уже упоминали об эмиссии He I λ 3889. Среди других линий гелия наблюдались эмиссии на λ 10830 (см. ниже), λ 7065, λ 7281, λ 6678, λ 3187; необъяснимо отсутствие эмиссии λ 5876 [143].

Отдельный интерес представляет поведение профилей широких эмиссий на протяжении всего минимума и сравнение со структурой этих линий в максимуме. Наиболее качественный материал имеется для

D Na I у R CrB [44, 45] и V854 Cep [154, 155]. В максимуме блеска наблюдаются узкие абсорбционные компоненты на -22 км/с у R CrB и -209 км/с у V854 Cep, причем у первой спектральное разрешение позволяет идентифицировать их как двойные или как одиночные с узкой эмиссией в ядре [45]. Эти абсорбции связывают с межзвездной или околозвездной средой, но по нашему мнению происхождение связано скорее всего только с околозвездной, так как обе звезды имеют незначительное межзвездное покраснение: менее $0^m.08$ [74, 156]. В минимуме блеска эмиссии простираются на ± 250 км/с у R CrB и ± 470 км/с у V854 Cep. У последней звезды на эмиссию D Na I наложено несколько абсорбционных компонент со смещением от 0 км/с до $(-59)+(-83)$ км/с и узкая эмиссия на -26 км/с. Широкая эмиссия сохраняется до предмаксимального состояния. На широкую эмиссию H_α наложена только несмещенная узкая эмиссия, т.е. имеется некоторое отличие от D Na I: меньшее число компонент. Начальное развитие эмиссии в H_α можно проследить по спектрам, полученным Лоусоном [154]: с момента появления широкой эмиссии на нее наложена несмещенная узкая абсорбция, уменьшающая свою интенсивность. Эмиссия D Na I у R CrB имеет профиль P Cyg, причем смещение широкой абсорбции увеличилось по мере восстановления блеска звезды [45].

Имеется единственное сообщение о красном смещении широкой эмиссии в линиях D Na I у RY Sgr [151]. Но имеются два довода против такого заключения:

- исходная спектрограмма не содержит непрерывного спектра из-за недоэкспонирования;
- широкая эмиссия смещена относительно узкой эмиссии D Na I, которая кроме характерного синего смещения еще отслеживает пульсации звезды (см. дискуссию о пульсациях RY Sgr в разделе "Фотометрия в спокойном состоянии").

Происхождение узкого эмиссионного спектра пытаются традиционно приписать хромосфере, наблюдаемой по аналогии с солнечным затмением. Пейн-Гапошкина [136], исследуя поведение эмиссионного спектра R CrB в минимуме 1960 г. и исходя из этого предположения, оценила параметры области излучения, т.е. хромосферы. В последующем это предположение легло в основу всех моделей, объясняющих переменность типа RCB. Среди других источников эмиссии называют газ, нагретый ударной волной, и звездный ветер [58]. Относительно широких эмиссий

считается, что они излучаются околозвездной оболочкой [22], как и предполагала Пейн-Галошкина [136] и допускала, что плотность в этой области не очень низкая: плотность ионов более 10^6 см^{-3} . Этот вывод имеет подтверждение из спектрополяриметрии V854 Cep [157] и из интерпретации происхождения эмиссий, полученной из анализа данных для новых [148].

Но возможны и другие источники свечения эмиссий, не связанные с хромосферой [74]. Подобное явление наблюдается для околосолнечных комет. Комета Икейя-Секи 1965 VIII на расстоянии 14 радиусов Солнца показала богатый эмиссионный спектр из линий нейтральных атомов Fe I, Ni I, Mn I и ионизованного кальция H и K Ca II [158]. Появление эмиссий молекул и исчезновение эмиссий металлов происходит в зависимости от расстояния кометы от Солнца. Молекулярная эмиссия C_2 исчезает на близких расстояниях, эмиссии CN наблюдались всегда. Механизм свечения - резонансная флюоресценция в поле солнечной радиации с дилуцией.

Явление, аналогичное звездам типа RCB: большая интенсивность синих компонент эмиссионных линий по сравнению с красными, наблюдается у новых во время переходной фазы вспышки, когда происходит образование пылевого кольца. Отсюда следует заключение, что узкие эмиссии возникают в верхних слоях экранирующей оболочки [28]. Поэтому они имеют синее смещение: красные крылья профилей этих линий ослаблены двойной толщиной пылевой оболочки. Широкие эмиссии линий H_α , D Na I и H и K Ca II возникают без связи с экранирующей оболочкой. Область их излучения должна иметь размер, превосходящий размер поглощающей оболочки, чтобы последняя не оказывала на профили этих эмиссий значительного влияния. По этой же причине излучение в этих линиях и эмиссионных полосах C_2 у V854 Cep во время минимума блеска не поляризовано в отличие от континуума [157].

В работе [57] приходят к заключению, что область излучения эмиссий [C II] λ 1335, Mg II λ 2800 и, возможно, [C III] λ 1909 находится выше затмевающей среды. Но следует помнить, что этот вывод основан на данных для минимума 1982г., имеющего глубину около 0^m.5, и поэтому мог незначительно сказаться на параметрах звезды.

Профиль R Cug у линии He I λ 10830 свидетельствует о потере массы.

Синий компонент имеет смещение соответствующее скорости 240 км/с [159]. Присутствие этой эмиссии позволило оценить плотность атомов ($>10^{12}\text{см}^{-3}$) и температуру в области ее образования ($\approx 20000\text{ K}$). Наблюдается она только в активном состоянии: Зирин [160] не зарегистрировал эмиссию He I λ 10830, когда R CrB была в максимуме блеска.

В очень глубоких минимумах ($\Delta m \approx 7-8^m$) у R CrB наблюдаются запрещенные линии [O II] λ 3726-3729 [142]. Пейн-Галошкина [136] их не наблюдала ($\Delta m \approx 6^m$). Первый автор связал их происхождение с областью низкой плотности вокруг R CrB, которую он же пытался детектировать с помощью прямых снимков [99]. Подобная туманность была зарегистрирована вокруг V348 Sgr, горячего члена группы звезд типа RCB, показывающей во время минимума блеска многочисленные запрещенные линии [N II], [S II] и [O II]. Размер туманности 8-11" [161].

14. *Поляриметрия в активном состоянии.* Основной вклад в поляризацию R CrB в активном состоянии внес Ефимов [25, 122, 162, 163], к сожалению эти данные остались неизвестны для многих исследователей [164]. Для других переменных имеются эпизодические наблюдения, охватывающие ослабления блеска до 2-3^m, когда собственная поляризация еще не обнаруживается: SU Tau [31, 165], V482 Cyg [15]. Для RY Sgr имеются наблюдения только для начальной и заключительных фаз минимума 1967 г., но собственная поляризация была зарегистрирована [166].

Для степени поляризации R CrB в минимуме 1977г. Ефимовым [25] была установлена зависимость от величины ослабления блеска вида:

$$P_{\lambda} = 0.02 \times 10^{0.4\Delta m_{\lambda}} \quad (5)$$

или

$$P_{\lambda} = 0.02 \times I_{\lambda}^{-1}, \quad (5a)$$

где P_{λ} - степень поляризации на длине волны λ , Δm_{λ} - ослабление блеска, I_{λ} - интенсивность излучения звезды на λ в долях интенсивности в нормальном состоянии. Сравнение с наблюдениями других минимумов на рис.8 подтверждает подобную зависимость как первое приближение: каждый минимум имеет свой коэффициент пропорциональности. Уменьшение поляризации на выходе из минимума происходит с меньшим коэффициентом, чем ее увеличение. Суперпозиция минимумов в глобальном минимуме приводит к смещению зависимостей $P(m)$, что

хорошо видно для минимума 1977г..

Упомянутый в [25] поворот плоскости поляризации со временем в фазе минимального блеска скорее всего может быть вызван эффектом некорректного учета межзвездной поляризации. В сложных минимумах 1972 и 1977 гг. такого поворота не было. Следовательно, в минимуме 1988г. плоскость поляризации также была постоянной и межзвездная поляризация может иметь параметры, отличающиеся от принимаемых Ефимовым [25]: $P_v = 0.2\%$, $\Theta = 120^\circ$. Из-за присутствия в околос звездных окрестностях трех пылевых образований: реликтовой и перманентной оболочек и оболочки, которая образуется только во время минимума блеска, наблюдаемая поляризация R CrB может иметь четыре составляющих: две постоянных и две переменных. Одна из постоянных имеет межзвездное происхождение, вторая обусловлена реликтовой оболочкой. Одна из переменных составляющих обусловлена перманентной

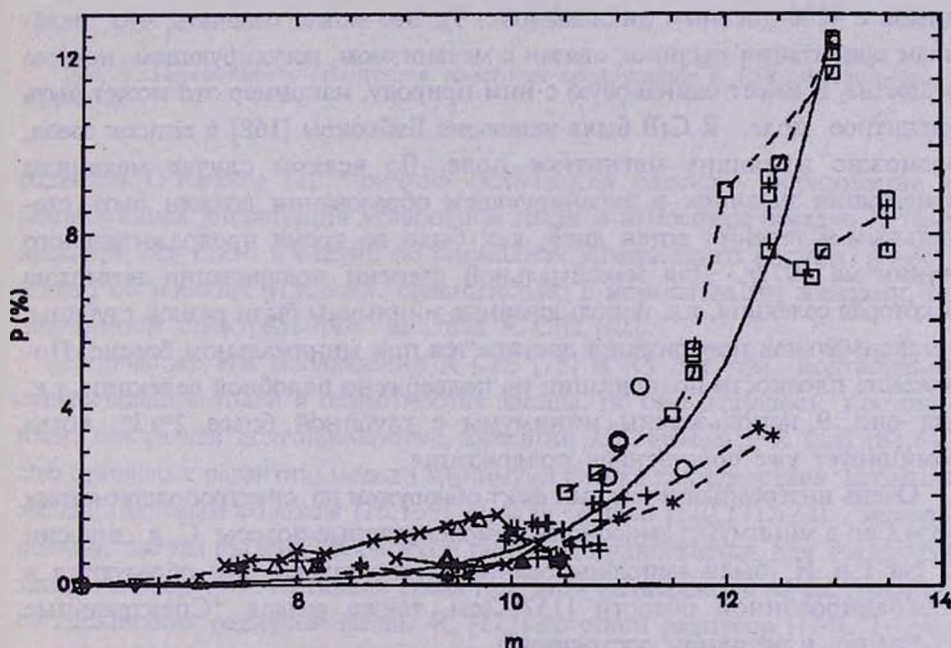


Рис. 8. Зависимость степени поляризации P (%) от блеска R CrB во время минимумов 1972г. - звездочки, 1974г. - кружки, 1976г. - треугольники вниз, 1977г. - квадраты, 1983г. - треугольники вверх, 1985г. - косые плюсы, 1988г. - прямые плюсы. Сплошная линия - зависимость вида (5), сплошная ломаная линия - минимум 1985 г., штриховые ломаные линии - минимумы 1972г. и 1977г..

оболочкой, меняющей свою массу, и именно она может быть ответственна за изменение параметров поляризации в максимуме блеска, обнаруженное авторами [58]; вторая - возникает только во время минимума блеска.

Вывод Стэнфорда и др. [157] о существовании предпочтительного направления выброса пылевых облаков, вызывающих минимум блеска, основан на случае селекции наблюдений, встречающемся для редких событий. Наблюдения этих авторов относятся к неглубокому минимуму блеска 1986г. с глубиной около $1^m.5$, когда вклад собственной поляризации был незначителен и угол плоскости поляризации соответствует переходным значениям, которые совпали со значениями для глубокого минимума 1972г. [167]. Наблюдения новых минимумов дали значительно отличающиеся данные для ориентации плоскости поляризации. Как оказалось, эта ориентация имеет периодическую составляющую.

В связи с обнаружением цикличности в наступлении минимумов можно обратить внимание на переменность ориентации плоскости поляризации в минимумах с глубиной более 4^m во временной шкале, сравнимой с 4200-дневным циклом, (рис. 9). Это может означать, что механизм ориентации пылинок связан с механизмом, регулирующем потерю вещества, и имеет одинаковую с ним природу, например это может быть магнитное поле. R CrB была включена Бэбкоком [168] в список звезд, возможно имеющих магнитное поле. Во всяком случае механизм ориентации пылинок в экранирующем образовании должен быть стабильным в течении сотен дней, как было во время продолжительного минимума 1977г.. Для максимальной степени поляризации возможна некоторая селекция, т.к. использованные минимумы были разной глубины, а максимальная поляризация достигается при минимальном блеске. Положение плоскости поляризации не подвержено подобной селекции, т.к. для рис. 9 использованы минимумы с глубиной более 2^m+3^m , когда доминирует уже собственная поляризация.

Очень интересный и важный факт обнаружен из спектрополяриметрии V854 Cen в минимуме: эмиссионные молекулярные полосы C_2 и эмиссии D Na I и H_δ были неполяризованы, следовательно они образуются в неэкранированной области [157] (см. также раздел "Спектральные изменения в активном состоянии").

15. *Причины и моделирование переменности типа R Северной Корона.* Основу всех существующих моделей переменности типа R Северной Корона составляет гипотеза, выдвинутая Лоретой [1] и

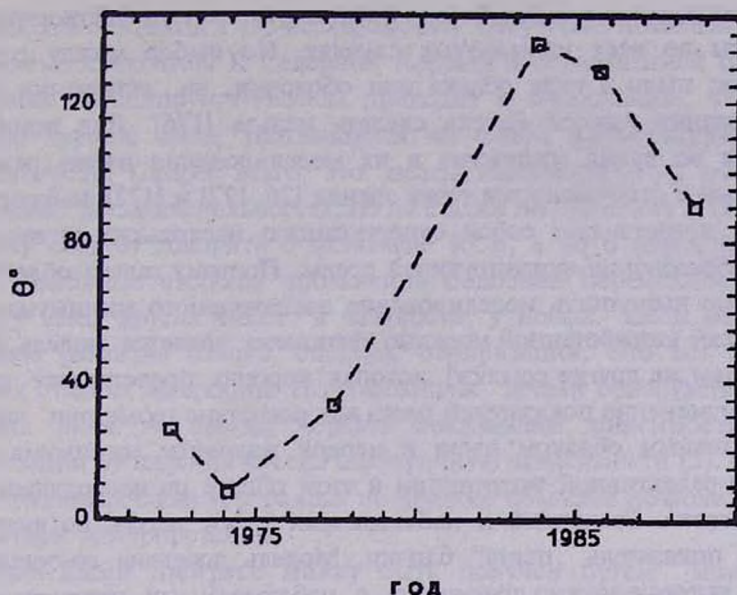


Рис. 9. Переменность ориентации плоскости поляризации R CrB от минимума к минимуму.

развитая О'Кифом [2]: причина ослабления блеска - образование и последующая диссипация углеродной пыли в атмосфере звезды. К тому времени уже было известно об аномалиях химического состава, в частности, об избытке углерода сравнительно с нормальными звездами, по результатам спектрального анализа R CrB [62].

Первые же ИК наблюдения R CrB [75] и RY Sgr [76] подтвердили существование пыли в окрестностях звезды, но оно оказалось постоянным, показывая долговременные вариации ИК блеска у R CrB [83,84]. Это привело к развитию модели минимума блеска как следствия затмения звезды пылевым облаком [26,169]. Другая модель [170,171,172]: экранирование звезды пылевой оболочкой почти не привлекается для интерпретации наблюдений. Активная среда при этом размещается на расстояниях от нескольких радиусов звезды R_* [173] до сотен радиусов [174]. Теория конденсации углеродной пыли [175] не позволяет размещать пыль ближе $20R_*$. Это находит косвенную поддержку в интерпретации эмиссионного спектра, появляющегося в минимуме, как результате затмения фотосферы звезды пылевым облаком (под хромосферой или выше) [136].

Моделирование кривых блеска в минимуме дает удовлетворительные результаты во всех упомянутых случаях. Но выбор между разными подходами: пыль в виде облака или оболочки, на основании только моделирования кривой блеска сделать нельзя [176]. Для понимания процессов во время минимума и их моделирования важен результат, полученный с отличающихся точек зрения [26, 177] и [123]: наблюдаемый минимум представляет собой суперпозицию нескольких независимых случаев образования экранирующей среды. Поэтому задача облегчается: необходимо выполнить моделирование элементарного минимума.

Наиболее разработанной моделью феномена является модель Пугача [26, 177, там же другие ссылки], которая хорошо представляет кривую блеска и изменение показателей цвета как следствие геометрии затмения звезды плотным облаком пыли в первой половине минимума и как следствие селективной экстинкции в этом облаке на восходящей ветви кривой блеска. Расчетный и наблюдаемый треки звезды на диаграмме "блеск - показатель цвета" близки. Модель доведена до численных величин, которые можно сравнивать с наблюдаемыми параметрами. И здесь она сталкивается с некоторыми трудностями. Одной из них является следующий факт. Минимум блеска представляет собой суперпозицию нескольких независимых случаев образования пылевого облака на луче зрения без какого-либо предпочтительного их числа. Длительность минимума может достигать сотен дней: все это время вокруг звезды должны следовательно образовываться пылевые облака, увеличивая ИК избыток. Интервал времени между минимумами, т.е. пылевые облака не образуются, превышает их длительность. Но ИК кривая блеска не показывает подобных изменений.

Удовлетворительное объяснение визуальной кривой блеска во время минимума, исходя из изменяющихся оптических свойств пылинок при их образовании и росте, приводит Ефимов (1988), но расчетный трек звезды на диаграмме "блеск - показатель цвета" во время минимума имеет направление обхода противоположное наблюдаемому.

Эти два примера демонстрируют, что построение правильной модели феномена R Северной Короны требует получения максимально полной картины процессов, происходящих в окрестностях звезды: геометрии явления, знания поведения звезды в различных диапазонах спектра и не опираться при моделировании только на один объект.

16. *Заключение.* Сложность феномена R Северной Короны требует

комплексного подхода к его исследованию. Отсутствие локализации звезд с переменностью типа R Северной Короны в определенной области на диаграмме Герцшпрунга-Рассела приводит к заключению, что нет отдельной группы звезд, находящихся на одной эволюционной последовательности. Скорее всего, это звезды находящиеся на разных эволюционных последовательностях, но на стадии интенсивной потери массы. Поэтому следует говорить о феномене RCB, а не о переменных типа RCB. Отдельные стороны проявления подобной переменности можно найти у звезд других типов, в частности, у новых. Здесь мы находим подобное развитие блеска, спектра, поляризации. Это все звезды на поздних стадиях эволюции. Но некоторые детали обнаруживаются и у молодых звезд. Ае звезды Хербига показывают зависимость степени поляризации от падения блеска аналогичную зависимости (5). Сопоставление подобных свойств у разных по природе объектов позволит избежать ошибочной интерпретации.

Дальнейший прогресс может быть получен путем мониторинга спектральных линий, наблюдаемых в минимуме как широкие эмиссии: H и K Ca II, D Na I, H_α. Относительно эмиссий H и K Ca II нам представляется, что они не относятся к широким эмиссиям: скорее всего происходит уменьшение интенсивности этих линий, а не заполнение эмиссией. Этот процесс может иметь отношение и к другим линиям. Спектральный мониторинг на спаде блеска даст ответ на этот вопрос. Сравнение развития разных линий поможет уточнить геометрическую картину явления. Необходимо выяснить причину раздвоения линии Sc II λ 4246 в максимуме блеска: расщепление вследствие пульсаций или наложение перманентно существующей хромосферной или другой эмиссии.

При анализе широких эмиссий важно учесть все возможные источники эмиссий. Например, профиль линии K Ca II искажается эмиссией Ti II λ 3932.01 (34), которая отсутствует в списках отождествления эмиссий в спектре R CrV [136, 142], но отчетливо видна на профиле этой линии из работы [143]. Важно разделить условия образования линий: абсорбций в максимуме и абсорбций в минимуме, которые накладываются на эмиссии; широких эмиссий и узких эмиссий.

Для получения цельной и полной картины феномена R CrV важно выделить из многокомпонентного минимума отдельные составляющие в фотометрическом, поляризационном и спектральном поведении. Таким

образом удастся получить полное и правильное представление об “элементарном” минимуме. Дальнейшее моделирование феномена R Северной Короны должно будет проводиться для этого идеального случая, когда поведение блеска приближенно задается формулой (2), изменения показателей цвета происходят в зависимости от скорости падения блеска. По крайней мере уже сейчас можно сказать, что задача существенно упростится: фаза минимального блеска “С”, которую пытались моделировать в работе [178], сводится тогда к переходу от образования пылевого слоя к его диссипации.

Даже повторные наблюдения позволят избежать ошибочных выводов, как произошло с заключением [164] о существовании выделенного направления в выбросах пыли.

Существующие модели феномена R Северной Короны часто основаны только на фотометрическом поведении этих звезд. Спектральные вариации всегда пытаются объяснить в рамках хромосферного спектра, другие возможные источники эмиссий почти не упоминаются. Выбор между моделями пылевого облака или пылевой оболочки может быть сделан только с привлечением всей совокупности наблюдаемых свойств. И важный результат для этого выбора могут дать УФ наблюдения, точнее фотометрия в этой области спектра, т.к. углеродные пылинки имеют пик эффективности поглощения на длинах волн около 2400 Å. Очень удобными объектами для построения модели феномена RCB являются R CrV и RY Sgr. Первая может служить для изучения процессов сопровождающих это явление, которое мало искажено пульсациями звезды. Вторая поможет понять причины, приводящие к минимуму, и сделать уверенный выбор между моделями феномена: облако или оболочка. Некоторую дискуссию по этому поводу с выводом в пользу модели пылевой оболочки можно найти в [179].

Главная астрономическая обсерватория
НАН Украины, Киев

THE R CORONAE BOREALIS TYPE VARIABLES:
REVIEW OF OBSERVATIONS

A.E.ROSENBUSH

Review of main photometric, spectroscopic, and polarimetric observations for the R Coronae Borealis type variable stars is presented. The comparison of some properties of this type stars with other type variables with indications of an intensive mass loss is presented.

ЛИТЕРАТУРА

1. *E.Loreta*, *Astron.Nachrichten*, **254**, 151, 1934.
2. *J.A.O'Keefe*, *Astrophys.J.*, **90**, 294, 1939.
3. *J.S.Drilling*, *Hydrogen Deficient Stars and Related Objects*, IAU Coll., No 87, Reidel, Dordrecht, 9, 1986.
4. *D.Kilkeny*, *J.E.Westerhuys*, *Observatory*, **110**, 90, 1990.
5. *А.Э.Розенбуш*, *Кинематика и физика небесных тел*, **5**, No 1, 84, 1989.
6. *L.A.Milone*, *E.R.Minniti*, *S.Paolantonio*, *Inf.Bull.Var.Stars*, No 3526, 1990.
7. *B.F.Marino*, *W.S.G.Walker*, *Circ.Var.Star Sec.*, *Roy.Astron.Soc.N.Z.*, No 184, 1971.
8. *A.E.Rosenbush*, *V.K.Rosenbush*, *Inf.Bull.Var.Stars*, No 3439, 1990.
9. *А.Э.Розенбуш*, *Переменные звезды*, **23**, 255, 1993.
10. *B.F.Marino*, *South Stars*, **26**, 211, 1976.
11. *W.A.Lawson*, *P.L.Cottrell*, *Mon.Notic.Roy.Astron.Soc.*, **240**, 689, 1989.
12. *Б.Е.Жуляев*, *М.Я.Орлов*, *А.Ф.Пугач*, *М.Г.Родригес*, *А.Г.Тоточава*, *Звезды типа R Северной Корона*. Наукова думка, Киев, 1978.
13. *А.Э.Розенбуш*, *Бюлл.инстит.астрофиз. АН Тад.ССР*, No 78, 47, 1989.
14. *M.W.Feast*, *Changing Trends in Variable Star Research*, IAU Coll., No 46, Univ.Waikato, 246, 1979.
15. *A.E.Rosenbush*, *Astron.Nachrichten*, **316**, 213, 1995.
16. *P.L.Cottrell*, *W.A.Lawson*, *A.C.Gilmore*, *P.A.Kilmartin*, *F.Bateson*, *Circ.IAU*, No 5000, 1990.
17. *M.W.Feast*, *South.Afric.Astron.Observ. Report*, 1990.
18. *R.P.S.Stone*, *R.P.Kraft*, *Ch.F.Prosser*, *PublAstron.Soc.Pacif.*, **105**, 755, 1993.
19. *J.S.Drilling*, *P.W.Hill*, *Hydrogen Deficient Stars and Related Objects*, IAU Coll., No 87, Reidel, Dordrecht, 499, 1986.
20. *W.Buscombe*, *B.E.Foster*, *MK Spectral Classification*, Evanston, 1990.

21. *M.W.Feast*, Variable Stars and Stellar Evolution, IAU Symp., No 67, Reidel, Dordrecht 129, 1975.
22. *M.W.Feast*, Hydrogen Deficient Stars and Related Objects, IAU Coll., No 87, Reidel, Dordrecht, 151, 1986.
23. *M.W.Feast*, Astron.Soc.Pacif., Conf.Ser., 11, 538, 1990.
24. *D.Kilkenny*, 1.European Meeting of the AAVSO: International Cooperation and Coordination in Variable Stars Research, 205, 1992.
25. *Ю.С.Ефимов*, Астрон.ж., 67, 494, 1990.
26. *А.Ф.Пугов*, Астрон.ж., 61, 491, 1984.
27. *А.Э.Розенбуш*, Перемен.звезды, 22, 877, 1988.
28. *А.Э.Розенбуш*, Кинематика и физика небесных тел, 4, No 5, 33, 1988.
29. *Н.А.Мискин*, Перемен.звезды, 15, 315, 1964.
30. *N.K.Rao*, Th.D., Univ.California, Santa Cruz, 1974.
31. *В.Т.Дорошенко*, *Ю.С.Ефимов*, *А.Э.Розенбуш*, *В.Ю.Теребуж*, *В.И.Шенаврин*, Астрофизика, 14, 5, 1978.
32. *L.Jacchia*, Publ.Osserv.Astron.Univ.Bologna, 2, 173, 1933.
33. *W.A.Lawson*, *P.L.Cottrell*, *P.A.Kilmartin*, *A.C.Gilmore*, Mon. Notic. Roy. Aston.Soc., 247, 91, 1990.
34. *A.F.Pugach*, Inf.Bull.Var.Stars, No 1277, 1977.
35. *W.A.Lawson*, Astron.Soc.Pacif., Conf.Ser., 30, 357, 1992.
36. *H.G.Marraco*, *G.Milesi*, Boll.Asoc.Argentina Astron., No 25, 32, 1980.
37. *D.Kilkenny*, Mon.Notic.Roy.Astron.Soc., 200, 1019, 1982.
38. *F.Lombard*, *C.Koen*, Mon.Notic.Roy.Astron.Soc., 263, 309, 1993.
39. *W.A.Lawson*, *P.L.Cottrell*, Mon.Notic.Roy.Astron.Soc., 231, 609, 1988.
40. *P.L.Cottrell*, *D.L.Lambert*, Observatory, 102, 149, 1982.
41. *W.A.Lawson*, *P.L.Cottrell*, *M.Clark*, Mon.Notic.Roy.Astron.Soc., 251, 687, 1991.
42. *A.E.Rosenbush*, (in preparation), 1995.
43. *I.J.Danziger*, Mon.Notic.Roy.Astron.Soc., 130, 199, 1965.
44. *P.C.Kennan*, *J.L.Greenstein*, Contr.Perkins Obs.Series, 11, 197, 1963.
45. *D.L.Lambert*, *N.K.Rao*, *S.Girighar*, J.Astrophys.Astron., 11, 475, 1990.
46. *T.Lloyd Evans*, Mon.Notic.roy.Astron.Soc., 219, 191, 1986.
47. *G.H.Herbig*, Observatory, 73, 71, 1953.
48. *Н.А.Горыня*, *А.С.Пасторгуев*, *Н.Н.Самусь*, Письма в Астрон.ж., 18, 375, 1992.
49. *J.D.Fernie*, Publ.Astron.Soc.Pacif., 101, 166, 1989.
50. *W.A.Lawson*, Mon.Notic.Roy.Astron.Soc., 253, 625, 1991.
51. *Р.И.Гончарова*, Фотометрические и поляризметрические исследования небесных тел, Наукова думка, Киев, 102, 1985.
52. *J.D.Fernie*, *V.Sherwood*, *D.L.Du Puy*, Astrophys.J, 172, 383, 1972.

53. *J.B.Alexander, P.J.Andrews, R.M.Catchpole, M.W.Feast, T.Lloyd Evans, J.M.Menzies, P.N.J.Wisse, M.Wisse*, Mon.Notic.Roy.Astron.Soc., **158**, 305, 1972.
54. *G.C.Clayton, W.A.Lawson, P.L.Cottrell, B.A.Whitney, S.A.Stanford, F. de Ruyter*, Astrophys.J, **432**, 785, 1994.
55. *K.S.Krishna Swamy*, Observatory, **97**, 144, 1977.
56. *A.V.Holm, C.-C.Wu, L.R.Doherty*, Bull.Amer.Astron.Assoc., **13**, 523, 1981.
57. *A.V.Holm, J.Hecht, C.-C.Wu, B.Donn*, Publ.Astron.Soc.Pacif., **99**, 497, 1987.
58. *G.C.Clayton, B.A.Whitney, S.A.Stanford, J.S.Drilling*, Astrophys.J, **397**, 652, 1992.
59. *B.T.Draine, H.M.Lee*, Astrophys.J, **285**, 89, 1984.
60. *U.Leuenhagen, W.-R.Hamann*, Astron.Astrophys., **283**, 567, 1994.
61. *C.S.Jeffery, U.Heber*, Astron.Astrophys., **270**, 167, 1993.
62. *L.Berman*, Astrophys.J, **81**, 369, 1935.
63. *P.L.Cottrell, D.L.Lambert*, Astrophys.J, **261**, 595, 1982.
64. *D.Schoenberger*, Astron.Astrophys., **44**, 383, 1975.
65. *D.Kilkenny, D.C.B.Whittet*, Mon.Notic.Roy.Astron.Soc., **208**, 25, 1984.
66. *D.L.Lambert*, Hydrogen Deficient Stars and Related Objects, IAU Coll., No 87, Reidel, Dordrecht, 127, 1986.
67. *T.Kipper, M.Kipper*, Astron.Astrophys., **276**, 389, 1993.
68. *T.Iijima, F.Strafella*, Inf.Bull.Var.Stars, No 3959, 1993.
69. *C.Payne-Gaposchkin*, Ann.Rev.Astron.Astrophys., **16**, 1, 1978.
70. *G.C.Augason*, Mass Loss Red Giants, Proc.Conf., Los Angeles, June 20-21, 1984, Dordrecht, **265**, 1985.
71. *C.S.Jeffery*, Astron.Astrophys., **297**, 779, 1995.
72. *H.E.Bond, R.E.Luck, M.J.Newman*, Astrophys.J, **233**, 205, 1979.
73. *K.R.Pollard, P.L.Cottrell, W.A.Lawson*, Mon.Notic.Roy.Astron.Soc., **268**, 544, 1994.
74. *A.E.Rosenbush*, Astron.Nachrichten, **316**, 281, 1995.
75. *W.A.Stein, J.E.Gaustad, F.C.Gillett, P.E.Knacke*, Astrophys.J, **155**, L3, 1969.
76. *T.A.Lee, M.W.Feast*, Astrophys.J, **157**, L173, 1969.
77. *D.Y.Gezeri, M.Schmitz, P.S.Pitts, J.M.Mead*, Catalog of Infrared Observations, NASA Ref.Publ., No 1294, 1993.
78. *I.S.Glass, W.A.Lawson, C.D.Laney*, Mon.Notic.Roy.Astron.Soc., **270**, 347, 1994.
79. *M.W.Feast, I.S.Glass*, Mon.Notic.Roy.Astron.Soc., **161**, 293, 1973.
80. *H.J.Walker*, Astron.Astrophys., **152**, 58, 1985.
81. *F.C.Gillett, D.E.Backman, C.Beichman, G.Neugebauer*, Astrophys.J, **310**,

- 842, 1986.
82. *A.Weiss*, *Astron.Astrophys.*, **185**, 178, 1987.
 83. *R.M.Humphreys*, *E.F.Ney*, *Astrophys.J*, **190**, 339, 1974.
 84. *D.W.Strecker*, *Astron.J*, **80**, 451, 1975.
 85. *A.V.Raveendran*, *B.N.Ashoka*, *N.K.Rao*, *Hydrogen Deficient Stars and Related Objects*, IAU Coll., No 87, Reidel, Dordrecht, 191, 1986.
 86. *А.Э.Розенбуш*, *Астрон.циркуляр*, No 1343, 6, 1984.
 87. *А.Э.Розенбуш*, *Астрон.ж.*, 1995, (представлена).
 88. *В.Б.Ильин*, *Н.В.Вошинников*, *Астрон.ж.*, **70**, 721, 1993.
 89. *J.A.Hackwell*, *Astron.Astrophys.*, **21**, 239, 1972.
 90. *Т.С.Хрузина*, *Астрон.циркуляр*, No 1150, 3, 1981.
 91. *R.Treffers*, *N.J.Wolf*, *W.Fink*, *H.P.Larson*, *Astrophys.J*, **207**, 680, 1976.
 92. *А.Э.Розенбуш*, *Астрон.циркуляр*, No 1131, 1, 1980.
 93. *C.A.Beichman*, *J.Keene*, *T.G.Phillips*, *P.J.Huggins*, *H.A.Wootten*, *C.Masson*, *M.A.Freeking*, *Astrophys.J*, **273**, 633, 1983.
 94. *R.W.Hobbs*, *P.Marionni*, *Astrophys.J*, **167**, 85, 1971.
 95. *W.J.Wilson*, *P.R.Schwarz*, *E.E.Epstein*, *Astrophys.J*, **183**, 871, 1973.
 96. *J.H.Spencer*, *A.Winnberg*, *F.M.Olson*, *P.R.Schwartz*, *H.E.Matthews*, *D.Downes*, *Astron.J*, **86**, 392, 1981.
 97. *D.L.Pollacco*, *P.W.Hill*, *L.Houziaux*, *J.Manfroid*, *Mon.Notic.Roy.Astron.Soc.*, **248**, 1p, 1991.
 98. *G.H.Herbig*, *Astrophys.J*, **127**, 312, 1958.
 99. *G.H.Herbig*, *Mem.Soc.Roy.Sci.Liege*, **17**, 353, 1969.
 100. *K.N.Nagendra*, *C.M.Leung*, *Bull.Amer.Astron.Soc.*, **22**, 1248, 1990.
 101. *L.Houziaux*, *P.Bouchet*, *A.Heck*, *J.Manfroid*, *Quart.J.Roy. Astron.Soc.*, **28**, 231, 1987.
 102. *D.L.Pollacco*, *C.N.Tadhunter*, *P.W.Hill*, *Mon.Notic.Roy.Astron.Soc.*, **245**, 204, 1990.
 103. *F.M.Bateson*, *Publ.Var.Star Sec.*, *Roy.Astron.Soc.N.Z.*, No 6, 39, 1978.
 104. *W.S.G.Walker*, *B.F.Marino*, *J.C.D.Herdman*, *South Stars*, **34**, 293, 1991.
 105. *R.H.McNaught*, *G.Dawes*, *Inf.Bull.Var.Stars*, No 2928, 1986.
 106. *D.Kilkenny*, *F.Marang*, *Mon.Notic.Roy.Astron.Soc.*, **238**, 1p, 1989.
 107. *D.Schoenberger*, *Astron.Astrophys.*, **57**, 437, 1977.
 108. *N.K.Rao*, *K.Nandy*, *Mon.Notic.Roy.Astron.Soc.*, **222**, 357, 1986.
 109. *I.Jr.Iben*, *Astrophys.J*, **277**, 333, 1984.
 110. *A.Renzini*, *Astron.Soc.Pacif.*, *Conf.Ser.*, **11**, 549, 1990.
 111. *D.L.Pollacco*, *W.A.Lawson*, *R.E.S.Clegg*, *P.W.Hill*, *Mon.Notic.Roy.Astron.Soc.*, **257**, 33p, 1992.
 112. *W.C.Seitter*, *Messenger*, No 50, 14, 1987.
 113. *J.B.Karel*, *W.A.Feibelman*, *Astrophys.J*, **282**, 719, 1984.

114. *D. McLaughlin*, Publ.Amer.Astron.Soc., **8**, 145, 1935.
115. *W.P. Bidelman*, Trans.IAU, **8**, 852, 1954.
116. *M.W. Feast*, Mon.Notic.Roy.Astron.Soc., **115**, 461, 1955.
117. *В.Г. Горбацкий*, Новоподобные и новые звезды, Наука, М., 1974.
118. *А.Э. Розенбуш*, Астрон.ж., 1996, (представлена).
119. *R.M. Mitchell, G. Robinson, A.R. Hyland, G. Neugebauer*, Mon.Notic.Roy. Astron.Soc., **216**, 1057, 1985.
120. *J.S. Gallagher, A.D. Code*, Astrophys.J., **189**, 303, 1974.
121. *Ю.С. Ефимов*, 1994, Частное сообщение.
122. *Ю.С. Ефимов*, Астрон.ж., **65**, 979, 1988.
123. *А.Э. Розенбуш*, Письма в Астрон.ж., **18**, 158, 1992.
124. *T.E. Sterne*, Harvard Bull., No 896, 17, 1934.
125. *P. Tempesti, R. De Santis*, Mem.Soc.Astron.Ital., **46**, 451, 1975.
126. *I.D. Howarth*, Acta Astron., **27**, 65, 1977.
127. *J.S.B. Dick, H.J. Walker*, Astron.Astrophys., **252**, 701, 1991.
128. *B.H.J. Waters*, Circ.Var.Star Sect., Roy.Astron.Soc.N.Z., No 119, 1966.
129. *L. Detre*, Non-Periodic Phenomenon in Variable Stars, Academic Press, Budapest, **3**, 1969.
130. *C. Koen, F. Lombard*, Mon.Notic.Roy.Astron.Soc., **263**, 287, 1993.
131. *А.Э. Розенбуш*, Астрометрия и Астрофизика, **47**, 17, 1982.
132. *A.E. Rosenbush*, Hydrogen Deficient Stars and Related Objects, IAU Coll., No 87, Reidel, Dordrecht, **173**, 1986.
133. *G.C. Clayton, B.A. Whitney, J.A. Mattei*, Publ.Astron.Soc.Pacif., **105**, 832, 1993.
134. *Т.С. Хрузина*, Астрон.циркуляр, No 1098, 1, 1980.
135. *Ю.С. Ефимов, А.Э. Розенбуш*, (в подготовке).
136. *C. Payne-Gaposchkin*, Astrophys.J, **138**, 320, 1963.
137. *А.Ф. Пугач*, Перемен.звезды, **20**, 391, 1977.
138. *А.Э. Розенбуш*, Автореферат дис., канд.физ.-мат.наук, Одесса, 1981.
139. *А.Э. Розенбуш*, Кинематика и физика небесных тел, **2**, No 5, 29, 1986.
140. *P.L. Cottrell, W.A. Lawson, M. Buchhorn*, Mon.Notic.Roy.Astron.Soc., **244**, 149, 1990.
141. *A.H. Joy, M.L. Humason*, Publ.Astron.Soc.Pacif., **35**, 325, 1923.
142. *G.H. Herbig*, Astrophys.J, **110**, 143, 1949.
143. *N.K. Rao*, in: "Effects of Mass Loss on Stellar Evolution", IAU Coll., No 59, Reidel, Dordrecht, **469**, 1981.
144. *J.R. Greenstein*, Circ.IAU, No 2158, 1969.
145. *J.M. Pasachoff*, Circ.IAU, No 2403, 1972.
146. *N.K. Rao, R. Vasundhara, B.N. Ashoka*, Hydrogen Deficient Stars and Related Objects, IAU Coll., No 87, Reidel, Dordrecht, **185**, 1986.

147. *J.M.Pazachoff*, Bull.Amer.Astron.Soc., 9, 118, 1977.
148. *А.Э.Розенбуш*, Кинематика и физика небесных тел, 2, No 6, 83, 1986.
149. *А.Э.Розенбуш*, не опубликовано.
150. *N.K.Rao, S.Giridhar, B.N.Ashoka*, Mon.Notic.Roy.Astron.Soc., 244, 29, 1990.
151. *F.Spite, M.Spite*, Astron.Astrophys., 80, 61, 1979.
152. *M.Asplund*, Astron.Astrophys., 294, 3, 763, 1995.
153. *A.D.Vanture, G.Wallerstein*, Publ.Astron.Soc.Pacif., 107, 244, 1995.
154. *W.A.Lawson*, Mon.Notic.Roy.Astron.Soc., 258, 33p, 1992.
155. *N.K.Rao, D.L.Lambert*, Astron.J, 105, 1915, 1993.
156. *А.Э.Розенбуш*, Астрометрия и астрофизика, вып. 47, 17, 1982.
157. *B.A.Whitney, G.C.Clayton, R.E.Schulte-Ladbeck, M.R.Meade*, Astron.J, 103, 1652, 1992.
158. *C.Arpinny*, Astron.Soc.Pacif., Conf.Ser., 81, 362, 1995.
159. *M.Querci, F.Querci*, Astron.Astrophys., 70, L45, 1978.
160. *H.Zirin*, Astrophys.J, 260, 655, 1982.
161. *N.K.Rao, K.Nandy*, 4th Eur.IUE Conf.Proc., 363, 1984.
162. *Ю.С.Ефимов*, Изв.Крым.астрофиз.обсерв., 61, 110, 1980.
163. *Ю.С.Ефимов*, Изв.Крым.астрофиз.обсерв., 62, 17, 1980.
164. *S.A.Stanford, G.C.Clayton, M.R.Meade, K.H.Nordsieck, B.A.Whitney, M.A.Murison, M.A.Nook, C.M.Anderson*, Astrophys.J, 325, L9, 1988.
165. *М.Я.Орлов, М.Г.Подпугес*, Астрон.циркуляр, No 969, 1, 1977.
166. *K.Serkowski, A.Kruszewski*, Astrophys.J, 155, L15, 1969.
167. *G.V.Coyne, S.J.Shawl*, Astrophys.J., 186, 961, 1973.
168. *H.M.Babcock*, Astrophys.J.Suppl.Ser., 3, 141, 1958.
169. *W.J.Forrest, F.C.Gillett, W.A.Stein*, Astrophys.J, 178, L129, 1972.
170. *A.Galatola, Th.D.*, Univ.Pennsylvania, 1969.
171. *J.Krelowsky*, Variable Stars and Stellar Evolution, IAU Symp., No 67, Reidel, Dordrecht, 149, 1975.
172. *В.А.Окорочков*, Научные информации Астросовета, No 57, 3, 1984.
173. *C.Heinrich, A.Goeres, E.Sedlmayr*, Astron.Gesellschaft, Abstract Ser., 10, 161, 1994.
174. *L.Hartmann, J.P.Apruzese*, Astrophys.J, 203, 610, 1976.
175. *Yu.A.Fadeyev*, Mon.Notic.Roy.Astron.Soc., 233, 65, 1988.
176. *В.А.Окорочков, В.П.Федрушков*, Астрон.циркуляр, No 1551, 13, 1992.
177. *А.Ф.Пугач, Г.У.Ковальчук*, Астрон.ж., 71, 250, 1994.
178. *A.Goeres, E.Sedlmayr*, Astron. and Astrophys., 265, 216, 1992.
179. *A.E.Rosenbush*, Astron.Soc.Pacif., Conf.Ser., 1996, in press.

CONTENTS

THE MAGNETIC FIELDS AND IRON ABUNDANCE ON THE SURFACE OF THE LATE-TYPE DWARFS	<i>I.S.Savanov, Y.Y.Savelyeva</i>	5
THE VARIABILITY OF SPECTRUM β CrB IN LITHIUM REGION Li I 6708Å	<i>N.S.Polosukhina, V.P.Malanushenko, M.Hack, F.Castelli</i>	19
THE 9.6-YEAR PERIODICITY OF SYMBIOTIC NOVA RT SERPENTIS (1909) DURING OUTBURST DECLINE FROM 1940 TO 1994 YEARS	<i>E.P.Pavlenko, V.V.Bochkov, O.P.Vasilyanovskaya</i>	31
UBVRI-PHOTOMETRY OF NOVA 1934 DQ HERCULIS IN 1982-1995: THE VARIABILITY OF THE LIGHT	<i>E.S.Dmitrienko</i>	41
NEW H $_{\alpha}$ -OBJECTS IN THE DARK CLOUDS REGIONS. I.	<i>N.D.Melikian, A.A.Karapetian</i>	57
ON THE SPOTTEDNESS OF RED DWARFS: MODELS OF A ZONAL SPOTTEDNESS FOR 13 BY DRA-TYPE STARS	<i>I.Yu.Alekseev, R.E.Gershberg</i>	67
SURFACE PHOTOMETRY OF BLUE COMPACT DWARF GALAXIES FROM THE BYURAKAN LISTS	<i>G.Comte, V.Doublier, A.Petrosian, M.Turatto, C.Surace</i>	91
SPEKTROPHOTOMETRIC OBSERVATIONS OF SEYFERT GALAXIES NUCLEI NGC 4051, NGC 7469, NGC 1275	<i>V.V.Prokof'eva, L.M.Sharipova</i>	101
THE MODEL OF THE FORMATION OF DIPOLE SHAPE MAGNETIC FIELDS IN THE CENTRAL REGIONS OF ACTIVE GALAXIES	<i>R.R.Andreasyan</i>	111
NECESSARY SIGNS OF SPATIAL HOMOGENEITY OF GROUPS OF GALAXIES	<i>G.A.Saiyan</i>	121
NON-LINEAR TENSOR FIELD AND THE SECOND METRIC TENSOR	<i>L.Sh.Grigorian, S.Gottlober</i>	135
THE R CORONAE BOREALIS TYPE VARIABLES: REVIEW OF OBSERVATIONS	<i>A.E.Rosenbush</i>	145

СОДЕРЖАНИЕ (продолжение)

СПЕКТРОФОТОМЕТРИЧЕСКИЕ НАБЛЮДЕНИЯ ЯДЕР СЕЙФЕРТОВСКИХ ГАЛАКТИК NGC 4051, NGC 7469, NGC 1275 <i>В.В.Прокофьева, Л.М.Шарилова</i>	101
МЕХАНИЗМ ОБРАЗОВАНИЯ ДИПОЛЬНОГО МАГНИТНОГО ПОЛЯ В ЦЕНТРАЛЬНЫХ ОБЛАСТЯХ АКТИВНЫХ ГАЛАКТИК <i>Р.Р.Андреасян</i>	111
НЕОБХОДИМЫЕ ПРИЗНАКИ ПРОСТРАНСТВЕННОЙ ОДНОРОДНОСТИ ГРУПП ГАЛАКТИК <i>Г.А.Сайян</i>	121
О НЕЛИНЕЙНОМ ТЕНЗОРНОМ ПОЛЕ И ВТОРОМ МЕТРИЧЕСКОМ ТЕНЗОРЕ <i>Л.Ш.Григорян, С.Готтлебер</i>	135
ПЕРЕМЕННЫЕ ТИПА R СЕВЕРНОЙ КОРОНЫ: ОБЗОР ДАННЫХ НАБЛЮДЕНИЙ <i>А.Э.Розенбуш</i>	145