

# ԱՍՏՐՈՓԻԶԻԿԱ

ТОМ 47

НОЯБРЬ, 2004

ВЫПУСК 4

- СПЕКТРАЛЬНЫЕ НАБЛЮДЕНИЯ СУБФУОРОВ (EXORS). II.  
V 1143 Ori  
*Эльма С.Парсамян, Раул Мухика* 507
- ВРАЩАТЕЛЬНАЯ МОДУЛЯЦИЯ БЛЕСКА И ПЯТНА НА  
ЗВЕЗДАХ IN Com, IL Com, UX Ari, V711 Tau  
*И.Ю.Алексеев, А.В.Кожевникова* 519
- СПЕКТРАЛЬНОЕ И ФОТОЭЛЕКТРИЧЕСКОЕ ИССЛЕДОВА-  
НИЕ Ae/Be ЗВЕЗДЫ ХЕРБИГА HD 259431  
*Я.Н.Чхиквадзе* 533
- СПЕКТРАЛЬНЫЕ НАБЛЮДЕНИЯ НОВОПОДОБНОЙ ЗВЕЗДЫ  
TT ARI  
*Н.Д.Меликян, А.А.Карапетян* 543
- О ФОРМИРОВАНИИ ПРОТЯЖЕННЫХ ОБОЛОЧЕК ЗВЕЗД  
ТИПА ВОЛЬФА-РАЙЕ  
*В.Г.Горбацкий* 555
- МОДЕЛИРОВАНИЕ ЗАТМЕННОЙ ДВОЙНОЙ СИСТЕМЫ  
VW ЛЕБЕДЯ  
*К.А.Антонюк, Э.А.Антохина* 565
- МОДЕЛЬ МАГНИТНОГО ПОЛЯ HD 2453  
*Ю.В.Глаголевский* 575.

(Продолжение на 4-й стр. обложки)

ЕРЕВАН

### Խմբագրական կոլեգիա

Գլխավոր խմբագիր՝ Գ.Մ.Սեդրակյան (Հայաստան)

Գլխավոր խմբագրի տեղակալներ՝ Վ.Գ.Գորբաչկի (Ռուսաստան), Է.Ե.Նաչիկյան (Հայաստան)

Պատասխանատու քարտուղար՝ Ա.Տ.Բաղդոյան (Հայաստան)

Գ.Ս.Բխնովատի-Կոզան (Ռուսաստան), Ա.Ա.Բոյարչուկ (Ռուսաստան), Վ.Պ.Գրինին (Ռուսաստան-Ուկրաինա), Ե.Թեբալյան (ՄՆ) Վ.Վ.Իվանով (Ռուսաստան), Ի.Դ.Չարաչենսկի (Ռուսաստան), Գ.Կուլետ (Ֆրանսիա), Ա.Գ.Նիկողոսյան (Հայաստան), Ա.Ս.Չերնապաշչուկ (Ռուսաստան), Է.Ս.Պարսամյան (Հայաստան), Գ.Ն.Սալուկվաձե (Վրաստան):

### Редакционная коллегия

Главный редактор: Д.М.Седракян (Армения)

Заместители главного редактора: В.Г.Горбачкий (Россия), Э.Е.Хачикийн (Армения)

Ответственный секретарь: А.Т.Каллоглян (Армения)

Г.С.Бисноватый-Коган (Россия), А.А.Боярчук (Россия), В.П.Гринин (Россия-Украина), В.В.Иванов (Россия), И.Д.Караченцев (Россия), Д.Кунт (Франция), А.Г.Никогосян (Армения), Э.С.Парсамян (Армения), Г.Н.Салуквадзе (Грузия), Е.Терзян (США), А.М.Черепашук (Россия)

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

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

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

© Издательство "Гитутюн" НАН Республики Армения, Астрофизика, 2004

УДК: 524.3.13

СПЕКТРАЛЬНЫЕ НАБЛЮДЕНИЯ СУБФУОРОВ  
(EXORS). II. V 1143 OriЭЛЬМА С.ПАРСАМЯН<sup>1</sup>, РАУЛ МУХИКА<sup>2</sup>

Поступила 1 марта 2004

Приведены результаты спектральных наблюдений субфуора (Exor) V 1143 Ori во время выброса 1992-93гг. Впервые приведены данные о поведении инфракрасного триплета CaII до и во время выброса. Величины амплитуд выбросов за период 1982-94гг. показывают, что в среднем их максимальные значения не сильно изменяются. В период между выбросами, когда звезда находится в минимуме активного периода, спектр V 1143 Ori характерен для WTTS, а в период выброса - CTTS.

1. *Введение.* К группе звезд, выделенных впервые Хербигом [1] и именуемых субфуорами или эксорсами (Exors) [2,3], относится и звезда V1143 Ori. Активная фаза у звезды V1143 Ori, когда наблюдались выбросы (outbursts), началась в 1982г. [4,5], почти одновременно с активностью V 1118 Ori [4,6]. За период 1982-93гг. у звезды произошли 5 выбросов. По наблюдательным данным, полученным в разных обсерваториях за период 1982-90гг. была построена сводная кривая блеска звезды V 1143 Ori [7,8].

Данные о характере переменности V1143 Ori, вне известного периода активности до 1982г., приведены в [7]; откуда следует, что кроме колебаний порядка нескольких десятых звездной величины, у звезды наблюдались кратковременные повышения блеска - вспышки в 1963г. и 1970г. Данные о повышении блеска в 1939, 1967, 1969 и 1972гг. по пластинкам Зоннебергской обсерватории приведены в [9]. Для одной даты 6.02.1967г., ( $m_{pg} = 14.2$ ) есть наблюдения, проведенные в лучах  $U$  в Мексике 7.02.1967, но ни на одном из изображений звезды не наблюдалось повышение блеска, что свидетельствует о том, что в Зоннеберге наблюдалась кратковременная вспышка, характерная для карликовых звезд в звездных ассоциациях и скоплениях, а не выброс.

Первые же спектральные наблюдения V1143 Ori показали, что во время выброса и после него спектр звезды похож на спектр звезд типа Т Тельца [10-12]. Результаты первых детальных спектральных наблюдений, когда звезда находилась в минимуме блеска или около него после очередного выброса, приведены в работе [13].

Настоящие спектральные наблюдения были начаты в конце 1992г.,

когда звезда была в минимуме блеска или в самом начале повышения блеска и охватили период, когда у V1143 Ori произошел пятый выброс.

2. *Наблюдательный материал.* Настоящие спектральные наблюдения проводились одним из авторов (Э.С.П.) на 2.12-м телескопе обсерватории G.Haro в Кананеа (Мексика) со спектрографом LFOSC (The Landessternwarte Faint Object Spectrograph and Camera) в фокусе Кассегрена, в спектральных областях  $\lambda\lambda 4000 - 7000 \text{ \AA}$ , с дисперсией примерно  $5.5 \text{ \AA/pixel}$  и  $\lambda\lambda 4250 - 9000 \text{ \AA}$  с дисперсией около  $7.5 \text{ \AA/pixel}$ . Разрешающая сила системы около  $15 \text{ \AA}$ . Использовался детектор Tompson  $376 \times 584 \text{ CCD}$ . Ширина использованной щели равнялась  $3''$ , а высота -  $360''$ . Наблюдательный материал был обработан с использованием пакета программ IRAF. В некоторых случаях спектр неба и туманности Ориона сохранился.

В табл.1 приведены даты наблюдений, спектральная область, длительность экспозиций и количество использованных спектров.

Таблица 1

## ЖУРНАЛ НАБЛЮДЕНИЙ

Дата	Спектр. обл. ( $\text{\AA}$ )	Эксп. (мин)	Колич. спектров
27.11.1992	4000-9000	60	1
31.01.1993	4000-9000	25	1
18.02.1993	4000-7000	30	1
18.02.1993	4000-9000	30	1
22.02.1993	4000-7000	30	1
27.12.1994	4000-7000	30	1

3. *Результаты наблюдений и обсуждение.* Многолетние наблюдения звезды V1143 Ori в Бюраканской астрофизической обсерватории, а также просмотр архивного материала Института Астрофизики, Оптики и Электроники (INAOE, Мексика), позволили определить пределы изменения блеска звезды в минимуме [7]:

$U$	$B(pg)$	$V$	$R$
17.6-18.6	17.5-18.2	16.3-17.1	15.0-16.0

Наблюдения V1143 Ori во время вспышек 1982-86гг. показали, что у звезды появляется непрерывная эмиссия в коротковолновой части спектра, а показатели цвета изменяются в следующих пределах:  $U - B \approx -0.3 + -0.9$ ,  $B - V \approx 0.3 + 0.9$  [7]. На двухцветной диаграмме  $U - B$ ,  $B - V$ , приведенной в [2], где нанесены значения V1143 Ori до и во время выброса, видно, что до выброса звезда находилась под главной последова-

тельностью, а во время выброса - над Главной последовательностью.

Инфракрасные величины V1143 Ori после выброса 1993-94гг. приведены в [8], согласно которым  $J = 12.5$ ,  $J - H = 0.72$ ,  $H - K = 0.38$ .

Согласно 2MASS,  $J = 12.6$ ,  $J - H = 0.67$ ,  $H - K = 0.38$ , т.е. заметных изменений в инфракрасном диапазоне после выброса 1993-94гг. нет.

Фотометрические наблюдения звезды V1143 Ori в период выброса 1992-93гг. были начаты в январе 1993г. на 26" телескопе системы Шмидта (INAOE) в Мексике. Фотометрические данные об этом выбросе приведены в работе [8]. На рис.1 приводится кривая блеска звезды из [8]. Первые два наблюдения были проведены 15 января 1993г. без фильтра, когда  $m_V = 13.5$ , т.е. когда блеск звезды достиг максимума.

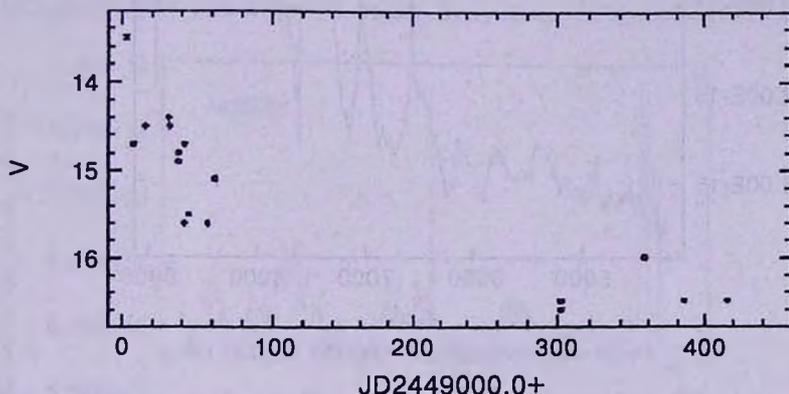


Рис.1. Кривая блеска звезды V 1143 Ori во время выброса 1993г. [8], x - pv.

В табл.2 приводятся амплитуды известных нам выбросов V1143 Ori, происшедших за период 1982-1993гг. [7,8].

Таблица 2

### АМПЛИТУДЫ ВЫБРОСОВ

Дата	$\Delta U$	$\Delta B$	$\Delta V$
19.10.82	$\geq 4.3$	$\geq 2.9$	$\geq 2.6$
1984-85	(4.2)	$\geq 2.7$	(2.4)
1986-87	(4.2)	$\geq 2.7$	(2.4)
1989-90	(3.5)	$\geq 2$	(1.7)
1992-93	(4.8)	(3.3)	$\geq 3.0$

Приведенные величины амплитуд выбросов в трех цветах 19.10.1982г. являются результатом наблюдений в течение одной ночи, когда звезда находилась в максимуме или около него, что длилось месяц и более [2]. Эти наблюдения позволяют определить величины  $\Delta U - \Delta B = 1^m.4$  и  $\Delta B - \Delta V = 0^m.3$  и восстановить с некоторым приближением неизвестные значения амплитуд при выбросах в другие годы. Вычисленные этим

способом амплитуды в табл.2 взяты в скобки. Из табл.2 также следует, что в среднем амплитуды выбросов не превышают некоторую предельную величину в разных цветах, что, в свою очередь, по-видимому, определяется массой звезды.

Спектральные наблюдения, относящиеся к выбросу 1992-93гг., были начаты 27 ноября 1992г. (рис.2), когда выброс, скорее всего, еще не начался. Спектр демонстрирует, в основном, эмиссионные бальмеровские

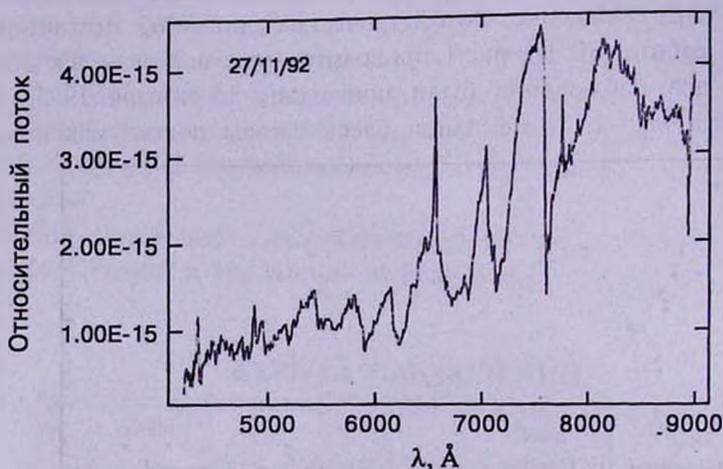


Рис.2. Спектрограмма V 1143 Ori за 27.11.1992г.

линии, слабый инфракрасный триплет (ИК) CaII ( $\lambda\lambda 8498, 8542, 8662 \text{ \AA}$ ) и характерные для звезд типа M полосы поглощения TiO. Спектр свидетельствует о том, что звезда в это время находилась в минимуме или около него. Согласно кривой блеска (рис.1), уже 15 января 1993г., т.е. спустя почти полтора месяца после первого спектрального наблюдения,

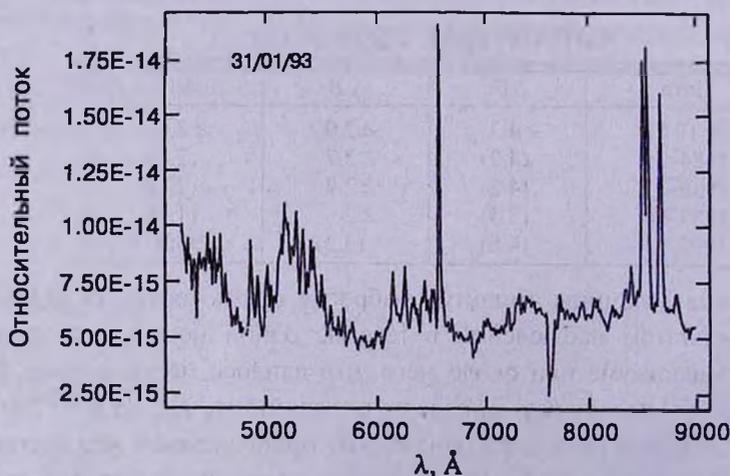


Рис.3. Спектрограмма V 1143 Ori за 31.01.1993г.

блеск звезды в визуальных лучах без фильтра достиг значения  $V \sim 13.5$ , что свидетельствует о том, что звезда достигла максимума блеска или была около него. Таким образом, за этот промежуток времени в полтора месяца произошло возгорание выброса, и звезда достигла максимального блеска. Звезда может оставаться в этом состоянии около двух месяцев.

Следующий спектр был получен 31 января 1993г., когда блеск звезды был  $V \sim 14.5$ . Как видно из рис.3, вид спектра за этот промежуток сильно изменился, появились эмиссионные линии низковозбужденных металлов, резко усилились линии ИК триплета CaII, исчезли полосы поглощения TiO. Спектр стал походить на спектр классических звезд типа Т Тельца (CTTS).

Последующие два спектра были получены 18 февраля 1993 г., когда

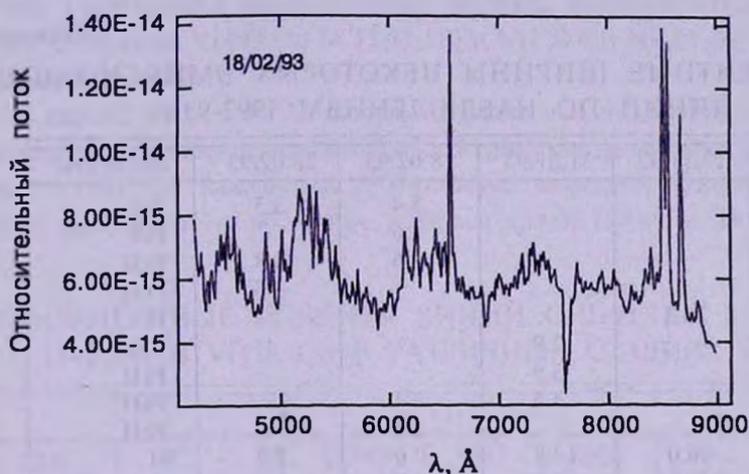


Рис.4. Спектрограмма V 1143 Ori за 18.02.1993г.

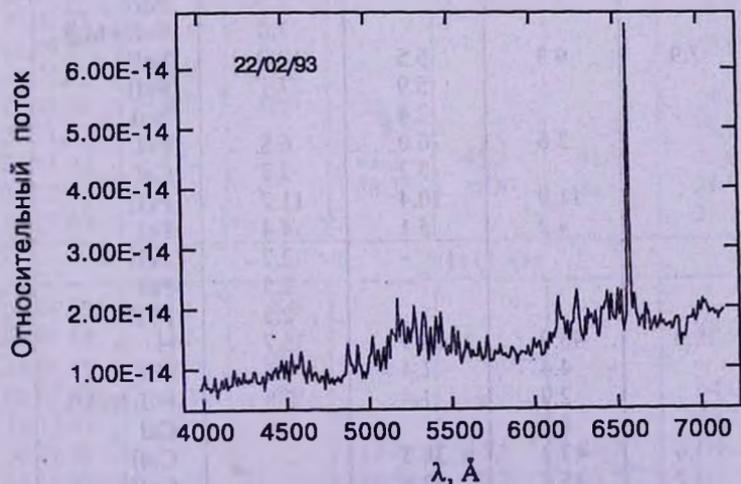


Рис.5. Спектрограмма V 1143 Ori за 22.02.1993г.

блеск звезды  $V \sim 14.8$ . Спектры были получены в двух диапазонах:  $\lambda\lambda 4000 - 7000 \text{ \AA}$  и  $\lambda\lambda 5000 - 9000 \text{ \AA}$  (рис.4). Последний спектр был получен 22 февраля 1993г. (рис.5).

Спектр, полученный 27 декабря 1994г., представляет спектр звезды уже в минимуме блеска, с еле заметными эмиссионными линиями  $H\alpha$ ,  $H\beta$  и полос поглощения  $TiO$ . Как было показано ранее, спектральный класс звезды в минимуме блеска -  $M2$  [13].

В табл.3 приведены длины волн некоторых отождествленных элементов, наблюдаемых в звезде  $V 1143 Ogi$  и величины их эквивалентных ширин в разные дни наблюдений. Величины эквивалентных ширин от 18 февраля 1993г. усреднены.

Для определения длин волн были использованы таблицы из работ [14-16].

Таблица 3

### ЭКВИВАЛЕНТНЫЕ ШИРИНЫ НЕКОТОРЫХ ЭМИССИОННЫХ ЛИНИЙ ПО НАБЛЮДЕНИЯМ 1992-93гг.

$\lambda$	27.11.92	31.01.93	18.02.93	22.02.93	Элементы
4063			5.4	3.3	FeI
4132			2.6		FeI
4181			2.6	3.8	FeII
4308				3.5	FeII
4340	26.3				H
4456		2.9			CaI
4522		3.9			FeII
4576		4.5	3.4		FeII
4620			2.2		FeII
4861	16.0	19.8	9.0	7.9	H
4924	19.3	11.0	5.2	5.4	FeII
5007		2.9	8.6		FeII
5018				7.2	FeII
5169				3.0	FeII+MgI
5326	7.9	9.3	6.5	12.9	FeII
5532			5.9	7.1	FeII
5890			2.4		NaI
6142		3.6	6.0	6.8	FeI
6162			3.2	2.7	CaI
6244		11.0	10.4	11.7	FeI?
6429		4.2	5.1	4.4	FeI
6455				2.2	FeII
6493				2.5	FeI
6514				2.5	FeII
6562	18.6	46.9	24.9	35.7	H
6593		4.4	1.4	1.6	FeI
6678		2.9	1.4	2.8	FeI(Hel?)
6717		1.5			CaI
8498	1.6	43.2	38.3		CaII
8542	1.2	45.8	37.9		CaII
8662	1.9	41.8	32.7		CaII

В табл.4 приведены относительные потоки бальмеровских линий водорода у звезды V1143 Ori.

Таблица 4

ОТНОСИТЕЛЬНЫЕ ПОТОКИ  $H\alpha/H\beta$  ВО ВРЕМЯ ВЫБРОСА

Дата	27.11.92	31.01.93	18.02.93	22.02.93
$H\alpha/H\beta$	2.9	2.5	3.0	8.9

В спектрах субфуоров, как и у звезд типа Т Тау, наиболее интенсивные эмиссионные линии после  $H\alpha$  являются линии CaII. Во время выброса наблюдаются интенсивные линии ИК триплета CaII, которые по интенсивности становились одного порядка с линией  $H\alpha$ . В табл.5 приводятся эквивалентные ширины эмиссионных линий  $H\alpha$  и CaII у субфуоров V1143 Ori [8,13,17,18] и V1118 Ori [17,19-21] в различных стадиях выбросов.

В первой части табл.4, которая относится к наблюдениям V1143 Ori, приведены наблюдения инфракрасного триплета до выброса (27.11.1992г.), когда V1143 Ori находилась в минимуме активной стадии, т.е. между двумя выбросами и во время выброса (31.01.1993г. и 18.02.1993г.). В

Таблица 5

ЭКВИВАЛЕНТНЫЕ ШИРИНЫ ЛИНИЙ CaII И  $H\alpha$  В СПЕКТРАХ V 1143 Ori И V1118 Ori В РАЗЛИЧНЫХ СТАДИЯХ ВЫБРОСА

V1143 Ori							
Дата	K	H	8498	8542	8662	$H\alpha$	$m_{H\alpha}$
21.03.85	64.0	39.5				72.5	$\approx 17.2$
21.02.87						23.7	$\approx 17.4$
25.03.87						19.3	$\approx 17.5$
18.09.87						9.4	$\approx 17.5$
14.12.87	6.0	45.0					$\approx 18$
10.01.88	9.1	15.6				7.4	$\approx 17.8$
27.11.92			1.7	1.2	1.9	18.7	$\approx 17.2$
31.01.93			43.2	45.2	41.5	46.9	$\approx 14.5$
18.02.93			38.3	37.8	32.7	24.9	$\approx 14.8$
22.02.93						35.7	$\approx 14.8$
V1118 Ori							
06.01.89	11.6	6.6					$\approx 14.8$
07.01.89	13.5	-				47.0	$\approx 14.5$
11.01.89	9.7	15.1					$\approx 14.0$
01.02.89	6.1	6.6				64.0	$\approx 13.7$
19.12.89						40.5	$\approx 14.0$
30.11.92			12.8	13.5	10.8	218.8	выбр.
02.12.92			16.5	16.5	14.0	212.7	"
22.02.93						97.5	$\approx 14.7$

этот период значения эквивалентных ширин CaII достигли величин, характерных для классических T Tau звезд (CTTS) [22]. Согласно Хербигу и Содерблomu отношение интенсивностей инфракрасного триплета CaII соответствует оптически толстой плазме и их изменения могут зависеть от величин площадей активных областей на поверхности звезды [23].

Изменения интенсивностей линий  $H\alpha$ , CaII указывают на появление во время выброса у звезды оболочки или околзвездного диска, и тогда у звезды появляется спектр, характерный для CTTS. У субфуоров VY Tau, DR Tau, EX Lup, V1118 Ori в активный период наблюдалось истечение вещества [14,19,24-27].

Когда через год и более оболочка рассеивается, спектр звезды становится характерным для WTTS. В этот период у звезды могут наблюдаться и быстрые вспышки [7].

Как известно, все или почти все карликовые звезды, члены звездных ассоциаций и скоплений проходят через стадию вспыхивающей активности [28]. Кривые блеска при медленных вспышках напоминают кривые блеска при выбросах субфуоров и фуоров, но при других масштабах [2]. Если при выбросах образуется околзвездная оболочка (диск), выполняющая роль фотосферы при медленных вспышках, то можно построить зависимость между абсолютной звездной величиной вспышки у медленных вспыхивающих звезд, выбросов у субфуоров и фуоров -  $M_f$ , от абсолютной звездной величины звезды -  $M_{ps}$ . Величина  $M_f = M_{ps} - A$ , где  $A$  - амплитуда вспышки или выброса. Такая попытка была сделана ранее [2], однако новые данные позволяют построить более точную зависимость.

Как видно из рис.6, такая зависимость существует и ее можно описать уравнением вида:

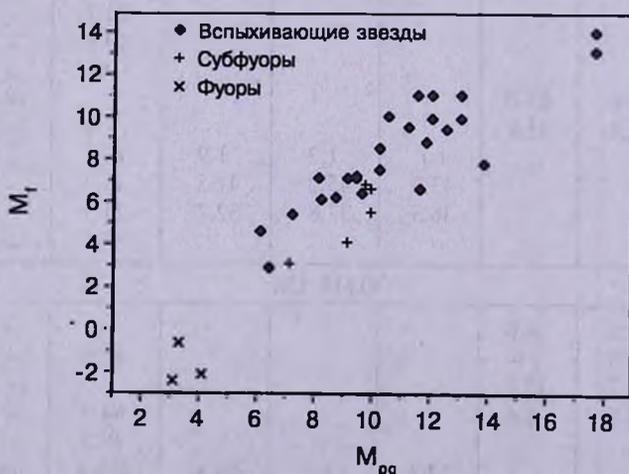


Рис.6. Зависимость абсолютной величины вспышки (выброса),  $M_f$ , от абсолютной величины звезды -  $M_{ps}$ .

$$M_f = -4.4 + 1.1 M_{pg} . \quad (1)$$

Согласно (1), абсолютная звездная величина  $M_f$  слабо зависит от  $M_{pg}$  и в первом приближении является величиной постоянной. Решающей в наблюдаемых процессах, по-видимому, является начальная масса звезды.

4. *Заключение.* Обнаружение субфуоров в ассоциациях (Ori, Tau, Lup) свидетельствует о том, что явление субфуоров связано с самыми ранними стадиями эволюции звезд типа Т Тельца. До вступления в активный период выброса у звезды V 1143 Ori на спектрах, полученных с объективной призмой (INAOE, Мексика), охватывающих период наблюдений 1955-81г., линия H $\alpha$  отсутствовала или, как и в случае VY Tau была очень слабой и потому не была замечена [14,18]. Следовательно, заметный эмиссионный спектр у субфуоров наблюдается в период выбросов и сохраняется в промежутке между ними. Между двумя выбросами у звезды V1143 Ori наблюдается слабый эмиссионный спектр H I, Ca II, Fe II, полосы поглощения TiO и т.д. Спектральный класс согласно полосам TiO - M2. Оценка радиуса звезды приводит к значению  $R \sim 1/4 R_{\odot}$  [10].

Величины амплитуд выбросов, как свидетельствуют данные табл.2, охватывающие период 1982-94гг. показывают, что в среднем их максимальные значения остаются постоянными. Такое же явление наблюдается и у субфуора V 1118 Ori [6]. Согласно данным табл.2, в активный период частота выбросов в среднем была порядка одного выброса каждые 1.5-2 года. За последующее десятилетие данных о новых выбросах нет, если это так, то, возможно, у звезды V1143 Ori наступил длительный промежуток минимума до следующих выбросов. В такой же ситуации сейчас находится и звезда V1118 Ori, которая вступила в свой активный период почти одновременно с V1143 Ori и проходит одинаковый цикл эволюции.

Примечательно у этих звезд поведение линии Ca II. Согласно спектральным наблюдениям V1143 Ori от 20.03.1985г. ( $m_{pg} \sim 17.2$ ) и 14.12.1987г. ( $m_{pg} \sim 18.2$ ), у звезды, наряду с другими эмиссионными линиями, наиболее интенсивными после H $\alpha$  были линии коротковолнового дублета Ca II. Согласно нашим наблюдениям 27.11. 1992г., в диапазоне частот  $\lambda\lambda 4500 - 9000 \text{ \AA}$ , когда звезда была в минимуме или около него до выброса, наблюдались очень слабые линии инфракрасного триплета, а уже 31.01.1994г. наблюдались сильные линии Ca II, характерные для CTTS [22]. Таким образом в период между выбросами, когда звезда находится в минимуме активного периода, спектр звезды характерен для WTTS, а в период выброса - CTTS.

Как связаны между собой три процесса различных масштабов по количеству выделяемой энергии - вспышечная активность, явление выбросов

у субфуоров и у фуоров, имеющих место у звезд типа Т Тельца - вопрос, требующий дальнейших исследований. Открытие новой кометарной туманности и, возможно, нового субфуора LMZ 12 [29-31] в ее апексе подтверждает вышесказанное.

Один из авторов (Э.С.П.) приносит благодарность всем ночным ассистентам обсерватории Г.Аро в Кананеа за помощь при наблюдениях.

<sup>1</sup> Бюраканская астрофизическая обсерватория им. В.А.Амбарцумяна, Армения, e-mail: elma@sci.am, eparsam@bao.sci.am

<sup>2</sup> Национальный институт астрофизики, оптики и электроники (INAOE), Мексика, e-mail: gmujica@inaoep.mx

## SPECTRAL OBSERVATIONS OF SUBFUORS (EXORS).

II. V 1143 Ori

ELMA S.PARSAMIAN<sup>1</sup>, RAUL MUJICA<sup>2</sup>

Results of spectral observations of subfuor (Exor) V 1143 Ori during the outburst in 1992-93 are given. For the first time data on behaviour of infrared triplet of CaII before and after the outburst are given. The average values of amplitudes of outbursts during 1982-94 are not changed significantly. Between outbursts, when star is in the minimum of active period the spectra are similar to spectra of WTTS and to CTTS during the outburst.

Key words: *stars: flare - individual: V1143 Ori*

## ЛИТЕРАТУРА

1. G.H.Herbig, *Astrophys. J.*, **217**, 693, 1977.
2. Э.С.Парсамян, К.Г.Гаспарян, *Астрофизика*, **27**, 447, 1987.
3. G.H.Herbig, *Low Mass Star Formation and Pre-Main Sequence Rejects*, ed. B.Reipurth, München, 233, 1989.
4. B.G.Marsden, *Intern. Astronomical Union Circular*, 3763, 1983.
5. R.S.Natsvlishvili, *IBVS*, 2565, 1984.
6. Эльма С.Парсамян, Раул Мухика, Луис Коррал, *Астрофизика*, **45**, 481, 2002.
7. Э.С.Парсамян, К.Г.Гаспарян, Г.Б.Оганян, Э.Чавира, *Астрофизика*, **34**, 175, 1991.

8. *Antonio Mampaso, Elma S.Parsamian*. IBVS, 4269, 1995.
9. *C.Paul, P.Kroll, T.Lehmann*, Flares and Flashes, Proc. of IAU Colloquium №151, Sonneberg, Germany, eds. Greiner et al., 229, 1995.
10. *B.G.Marsden*, Intern. Astronomical Union Circular, N3771, 1983.
11. *B.G.Marsden*, Intern. Astronomical Union Circular, N3778, 1983.
12. *L.G.Gasparian, A.S.Melkonian, G.H.Ohanian, E.S.Parsamian*, Flare Stars in Star Clusters, Associations and Solar Vicinity, 253, eds. L.V.Mirzoyan et al., 1990.
13. *М.Пе́ймберт, Э.С.Парсамян, К.Г.Гаспарян и др.*, *Астрофизика*, **35**, 181, 1991.
14. *G.H.Herbig*, *Astrophys. J.*, **360**, 639, 1990.
15. *I.Appenzeller, I.Jankovich, R.Letter*, *Astron. Astrophys., Suppl. Ser.*, **64**, 65, 1986.
16. *C.E.Moore*, A Multiplet Table of Astrophysical Interest, Princeton Univ. Observ., 1995.
17. Настоящая статья.
18. *Э.С.Парсамян, К.Г.Гаспарян*, *Письма в Астрон. ж.*, **18**, N7, 615, 1992.
19. *Э.С.Парсамян, К.Г.Гаспарян, Г.Б.Оганян, А.С.Мелконян*, *Астрофизика*, **39**, 365, 1996.
20. *Э.С.Парсамян, М.А.Ибрагимов, Г.Б.Оганян, К.Г.Гаспарян*, *Астрофизика*, **36**, 23, 1993.
21. Jose Garcia Garcia, Antonio Mampaso, Elma S.Parsamian, *Inf. Bull. Var. Stars*, 4268, Konkoly, 1995.
22. *Fred Hamann, S.E.Persson*, *Astrophys. J., Suppl. Ser.*, **82**, 247, 1992.
23. *G.H.Herbig, D.R.Soderblom*, *Astrophys. J.*, **242**, 628, 1980.
24. *G.H.Herbig*, *Publ. Astron. Soc. Pacif.*, **62**, 211, 1950.
25. *R.Mundt*, *Astrophys. J.*, **280**, 749, 1984.
26. *G.H.Herbig*, *Astrophys. J.*, **214**, 747, 1977.
27. *T.Lehmann, B.Reipurth, W.Bradner*, *Astron. Astrophys.*, **300**, L9, 1995.
28. *В.А.Амбарцумян, Л.В.Мирзоян, Э.С.Парсамян и др.*, *Астрофизика*, **6**, 7, 1970.
29. *J.W.McNail*, *IAUC*, 8284, 2004.
30. *D.C.Lis, K.M.Menten, R.Zylka*, *Astrophys. J.*, **527**, 856, 1999.
31. Bo Reipurth, Colin Aspin, IRAS 05436-0007 and the Emergence of McNeil's Nebula, submit. to *Ap. J. Letters*, 2004.

УДК: 524.3

ВРАЩАТЕЛЬНАЯ МОДУЛЯЦИЯ БЛЕСКА И ПЯТНА  
НА ЗВЕЗДАХ IN Com, IL Com, UX Aq, V711 TauИ.Ю.АЛЕКСЕЕВ<sup>1</sup>, А.В.КОЖЕВНИКОВА<sup>2</sup>

Поступила 12 мая 2004

Принята к печати 7 июля 2004

Представлены результаты *UBVRI*-фотометрических наблюдений и моделирования запятненности четырех незатменных систем типа RS CVn: IN Com (G5III/IV), IL Com (F8V + F8V), UX Aq (K0IV + G5V) и V711 Tau (K1IV + G5V). Для малоизученной звезды IL Com подтверждена малоамплитудная переменность, вызванная холодными ( $\Delta T = 1700$  K) пятнами, которые могут занимать до 19% поверхности звезды. Для IN Com, UX Aq и V711 Tau построены долговременные кривые блеска и оценены звездные величины и показатели цвета незапятненных фотосфер. Показано, что UX Aq синест с уменьшением блеска, то есть ее переменность невозможно полностью объяснить с помощью холодных пятен. Для IN Com и V711 Tau по всему массиву имеющихся фотометрических наблюдений были построены модели запятненности звезд. У обеих переменных пятна расположены на средних широтах и занимают до 22% (IN Com) и 33% (V711 Tau) поверхности звезды. Для обеих звезд отмечена тенденция понижения средней широты пятен с ростом их площади - грубый аналог бабочек Маундера. Звезды показывают цикличность пятнистой активности и наличие дифференциального вращения солнечного типа.

1. *Введение.* Среди запятненных звезд наиболее изученными являются переменные типа RS CVn - разделенные или полуразделенные системы, состоящие из компонент со спектральными классами F-GV-IV и G-KIV. Такие звезды демонстрируют различные проявления активности, прежде всего вызванную пятнами малоамплитудную вращательную модуляцию блеска. Большинство методов построения поверхностных карт предсказывают для таких звезд наличие на них гигантских околополярных пятен. Однако разработанная Алексеевым и Гершбергом зональная модель запятненности [1,2] показала для активных карликов, что их фотометрическое поведение хорошо описывается и без привлечения околополярных пятен, и получаемая картина - многочисленные мелкие пятна на низких и средних широтах - качественно аналогична солнечной. Применение зональной модели к классическим RS-системам может поставить под вопрос существование гигантских околополярных пятен и для этих переменных.

В настоящей работе мы рассматриваем многоцветные *UBVRI*-наблюдения четырех незатменных переменных типа RS CVn, одна из которых, IL Com, изучена очень плохо, особенно что касается ее пятнистой активности. В табл.1 приведены основные параметры программных звезд - спектральный класс, двойственность, наибольший блеск системы в полосе *V*, максимальная амплитуда вращательной модуляции  $\Delta V$  и

амплитуда изменений среднего блеска  $\Delta(V)$ , показатели цвета звезды  $U-B$ ,  $B-V$ ,  $V-R$ ,  $V-I$  для ее наиболее яркого состояния, период вращения и скорость вращения  $V \sin i$ .

Таблица 1

## ОСНОВНЫЕ ПАРАМЕТРЫ ПРОГРАММНЫХ ЗВЕЗД

Звезда	Sp	dupl	$V$	$\Delta V$	$\Delta(V)$	$U-B$	$B-V$	$V-R$	$V-I$	$P$ сутки	$V \sin i$ км/с
IN Com	G5III/IV	SB1	8 <sup>m</sup> .83	0 <sup>m</sup> .14	0 <sup>m</sup> .09	0 <sup>m</sup> .31	0 <sup>m</sup> .81	0 <sup>m</sup> .73	1 <sup>m</sup> .20	5.93	67
IL Com	F8V+F8V	SB2	8.08	0.04	0.07	-0.02	0.48	0.52	0.84	0.96	35
UX Ari	K0IV+G5V	SB2	6.34	0.30	0.21	0.48	0.91	0.70	1.19	6.44	37
V711 Tau	K1IV+G5V	SB2	5.63	0.23	0.14	0.52	0.93	0.79	1.32	2.84	41

2. *Наблюдения.* Наблюдения были выполнены нами в 2002-2003 гг. на 1.25-метровом рефлекторе КраО АЗТ-11, оснащенный пятиканальным двухлучевым фотометром-поляриметром Пииролы [3]. Для каждой звезды проводилось за ночь подряд по три цикла измерений, состоящих из последовательного наведения на объект, звезду сравнения и контрольную звезду. При каждом наведении снималось по 4-5 отсчетов с временем экспозиции 10с каждый. Формальные ошибки определения блеска звезды и ее показателей цвета не превышают при такой методике 0<sup>m</sup>.01. Данные о звездах сравнения приведены в табл.2.

Таблица 2

## ЗВЕЗДЫ СРАВНЕНИЯ И КОНТРОЛЬНЫЕ ЗВЕЗДЫ

Звезда	Звезда сравнения	$V$	$U-B$	$B-V$	$V-R$	$V-I$	Ссылка
IN Com	HD 112299	8 <sup>m</sup> .42	0 <sup>m</sup> .03	0 <sup>m</sup> .55	0 <sup>m</sup> .56	0 <sup>m</sup> .92	[4]
	HD 112706	8.49	0.79	0.98	0.81	1.35	[4]
IL Com	SAO 82325	8.97	0.03	0.53	0.55	0.89	наша привязка
UX Ari	HD 20825	5.54	0.91	1.10	0.72	1.18	
V711 Tau	HD 20644	4.47	1.86	1.55			
	HD 22796	5.55	0.67	0.94	0.71	1.18	[5]
	HD 22484	4.28	0.08	0.58	0.49	0.80	[5]

IN Com = HD 112313 проецируется на центр слабой планетарной туманности LoTr 5. Звезда имеет спектральный класс G5III-IV. Вращательную модуляцию блеска звезды нашли Шнелл и Пургатофер [6]. Фотометрический период переменной (около 6 суток) впервые оценили Носкова [7], Бонд и Ливио [8]. Ряд авторов, подтверждая 6-суточную переменность, заподозрили существование и более коротких периодов (суточный и шестичасовой), на основании чего предложили считать систему тройной [9-11]. Однако, согласно [4], 6-суточный период является

единственным реальным, хорошо согласуясь со скоростью вращения звезды  $V \sin i = 67 \pm 1$  км/с, а запятненный G-субгигант не входит в тесную систему. Связь переменной с видимым в ультрафиолете O-субкарликом - центром планетарной туманности - по-прежнему неясна: оценки расстояний до звезды и до туманности не противоречат друг другу, но имеют очень низкую точность.

Мы наблюдали IN Com в мае-июне 2003г. На рис.1а приведена

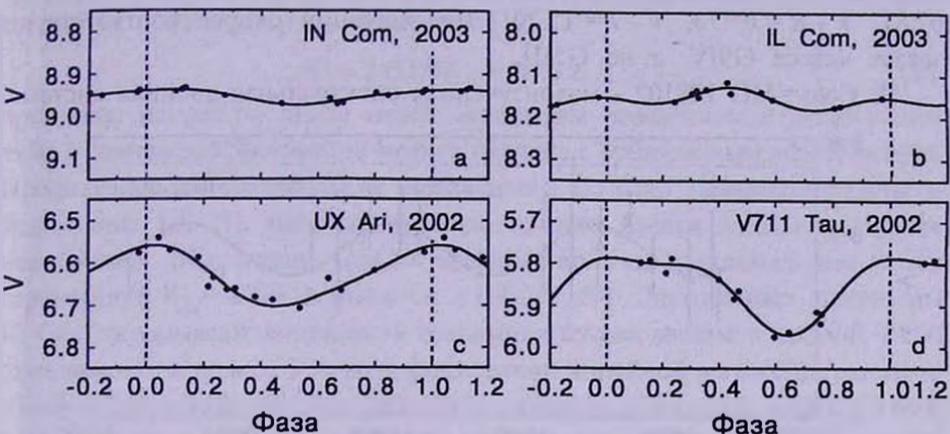


Рис.1. Кривые блеска программных звезд в полосе V. Сплошная линия - фурье-аппроксимация второго порядка.

кривая блеска звезды в фильтре V. Данные свернуты по фазе с помощью эфемериды [4]:

$$JD = 2445444.0 + 5.93474 E. \quad (1)$$

Усредненные результаты наблюдений переменной приведены в табл.3. Кривая блеска в этот сезон имела малую ( $\Delta V = 0^m.04$ ) амплитуду и хорошо аппроксимировалась синусоидой. На рис.2а приведена сводная кривая в полосе V по данным [12-14], дополненная нашими наблюдениями. Из рисунка видно, что наиболее яркое состояние звезды  $V_{abr} = 8^m.83$  достигалось в эпоху 1988.3 [12].

Ход показателей цвета звезды с фазой вращения показывает, что звезда краснеет к минимумам блеска, то есть мы видим более холодные области

Таблица 3

РЕЗУЛЬТАТЫ UBVR-I-НАБЛЮДЕНИЙ ПРОГРАММНЫХ ЗВЕЗД

Звезда	Эпоха	$\langle V \rangle$	$\Delta V$	U - B	B - V	V - R	V - I
IN Com	2003.5	8 <sup>m</sup> .96	0 <sup>m</sup> .04	0 <sup>m</sup> .31	0 <sup>m</sup> .84	0 <sup>m</sup> .75	1 <sup>m</sup> .25
IL Com	2003.5	8.13	0.02	-0.01	0.50	0.54	0.86
UX Ari	2002.8	6.63	0.13	0.38	0.86	0.71	1.21
V711 Tau	2002.8	5.86	0.10	0.53	0.92	0.82	1.38

(пятна). При этом блеск звезды в полосах *UBRI* линейно зависит от блеска в полосе *V*, что типично для запятненных звезд и хорошо известно у запятненных карликов [15]. Коэффициенты линейной регрессии для этих зависимостей составляют  $dU/dV=1.25 \pm 0.07$ ,  $dB/dV=1.20 \pm 0.04$ ,  $dR/dV=0.75 \pm 0.03$ ,  $dI/dV=0.61 \pm 0.02$ . Тогда для наиболее яркого состояния звезды  $V_{\text{обн}}$ , которое мы считаем блеском незапятненной фотосферы, получаются следующие характеристики:  $M_V=3^m.34$ ,  $U-B=0^m.31$ ,  $B-V=0^m.81$ ,  $V-R=0^m.73$ ,  $V-I=1^m.20$ . Эти значения скорее соответствуют звезде класса G9IV, а не G5III.

**IL Com** = HD 108102 - малоизученная спектральная двойная система,

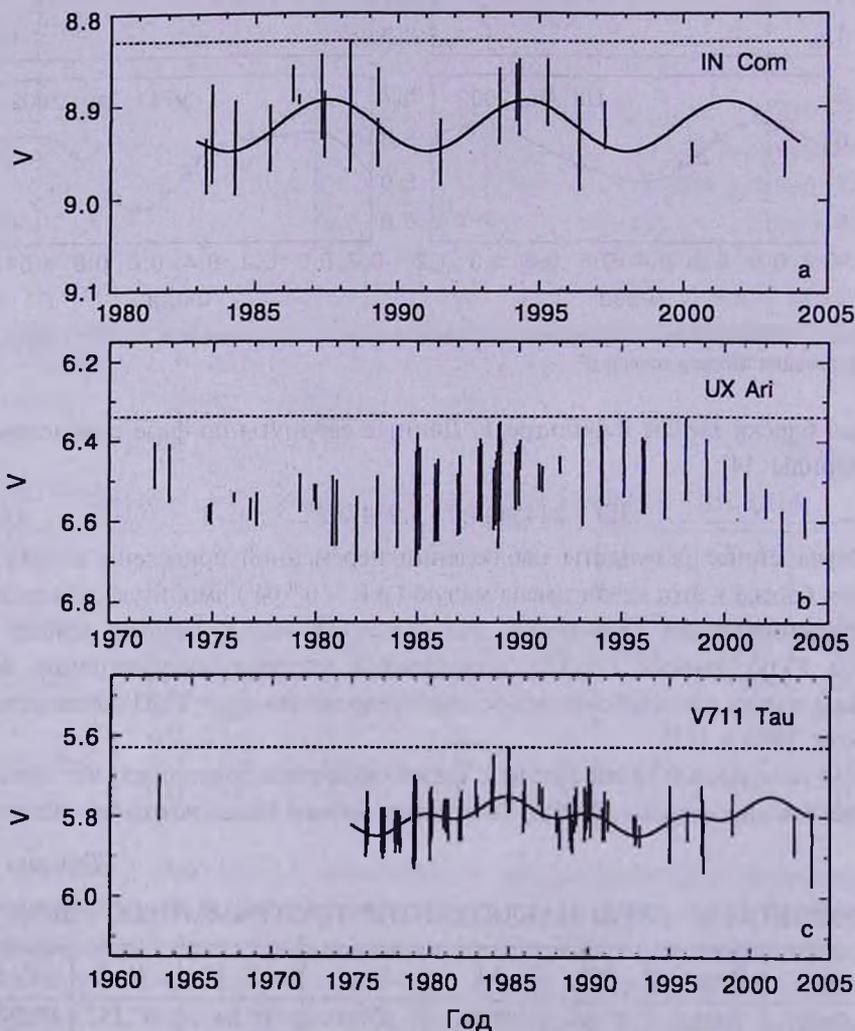


Рис.2. Долговременные кривые блеска IN Com, UX Ari и V711 Tau в полосе *V*. Вертикальные линии - амплитуды вращательной модуляции, сплошная линия - аппроксимация циклов активности известными длительностями  $P_{\text{oc}}$  по методу наименьших квадратов.

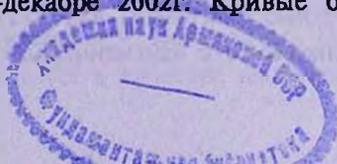
которая была впервые обнаружена Трамплером [16]. Это система типа SB2, состоящая из двух звезд спектрального класса F8V [17]. Ее фотометрическая переменность была обнаружена в 1982г. Зейликом и др. [18], которые отметили ее плохое совпадение с орбитальным периодом. Барри [19] обнаружил переменную эмиссию в хромосферных линиях CaII НК и отнес звезду к переменным типа RS CVn. Мы наблюдали IL Com в мае - июне 2003г. Кривая блеска переменной, свернутая с орбитальным периодом [19]

$$JD = 2452766 + 0.9616 E, \quad (2)$$

приведена на рис.1b. Из-за малой амплитуды переменности сказать что-либо о совпадении фотометрического периода с орбитальным мы не можем. Предыдущие фотометрические наблюдения IL Com немногочисленны и разрознены [20-23], поэтому сводную кривую блеска звезды построить невозможно. Мы можем только предполагать, что максимальный блеск переменной  $V_{\text{аб}} = 8^{\text{m}}.08$  достигался в 1982г. [18]. Двухцветные диаграммы IL Com показывают линейность изменения блеска звезды в полосах *UBRI* от ее яркости в полосе *V*, с коэффициентами линейной регрессии, равными  $dU/dV = 1.45 \pm 0.10$ ,  $dB/dV = 1.42 \pm 0.11$ ,  $dR/dV = 0.71 \pm 0.15$ ,  $dI/dV = 0.63 \pm 0.03$ . Абсолютная величина и показатели цвета для наиболее яркого состояния звезды (которое мы считаем блеском спокойной фотосферы) равны  $M_V = 4^{\text{m}}.16$ ,  $U - B = -0^{\text{m}}.02$ ,  $B - V = 0^{\text{m}}.48$ ,  $V - R = 0^{\text{m}}.52$ ,  $V - I = 0^{\text{m}}.84$ , хорошо соответствуя спектральному классу F8V.

UX Ari = HD 21242 - одна из наиболее активных RS-переменных. Это яркая двойная SB2 система, состоящая из двух компонентов K0IV и G5V. Яркий компонент показывает сильную хромосферную эмиссию в линиях НК CaII (открыт еще в 1939г. Хоггом [24]) и переменную эмиссию в линии H $\alpha$ , коррелирующую с фазой вращения звезды [25,26]. UX Ari показала сильную активность в ультрафиолете, рентгене и радиодиапазоне. Это достаточно тесная система, показывающая признаки перетекания вещества и общей оболочки [27-29]. Фотометрические наблюдения звезды были начаты в 70-е гг. Холлом и др. [30], длительные ряды наблюдений получили Равендран и Мохин [31], Аарум Ульвас и Генри [32], Родоно и Кутиспото [33]. Фогт и Хатчес [34] получили доплеровские карты яркого компонента системы. Наблюдения показали, что, в отличие от других систем типа RS CVn, пятна на UX Ari располагаются прежде всего в полушарии, противоположном вторичному компоненту [31,34]. Отмечается корреляция между запятненностью звезды и ее радиоизлучением, вызванным вспышками [35].

Мы наблюдали UX Ari в октябре-декабре 2002г. Кривые блеска звезды, свернутые с эфемеридой [25]



$$JD = 2445696.1142 + 6.43791 E, \quad (3)$$

приведены на рис.1с. Сводная кривая блеска переменной построена по данным [30-33], дополненным нашими наблюдениями. Максимальный блеск звезды  $V_{\text{abr}} = 6^{\text{m}}.344$  достигался в 1998г. [32]. В отличие от других запятненных звезд, для UX Ag1 мы наблюдаем поглубине показателей цвета звезды с уменьшением блеска. Двухцветные диаграммы переменной показывают линейную зависимость блеска в полосах UBRI от блеска в V, но с коэффициентами линейной регрессии, нехарактерными для запятненных звезд:  $dU/dV = 0.56 \pm 0.05$ ,  $dB/dV = 0.84 \pm 0.02$ ,  $dR/dV = 1.05 \pm 0.05$ ,  $dI/dV = 1.06 \pm 0.03$ . Звездная величина и показатели цвета системы в наиболее ярком состоянии составляют  $M_v = 2^{\text{m}}.85$ ,  $U - B = 0^{\text{m}}.474$ ,  $B - V = 0^{\text{m}}.913$ ,  $V - R = 0^{\text{m}}.724$ ,  $V - I = 1^{\text{m}}.233$ .

V711 Tau = HD 22468 - одна из самых ярких и наиболее изученных RS-звезд. Это незатменная двойная SB2-система, состоящая из компонентов классов K1IV и G5V. Яркий, более активный компонент звезды показывает сильную переменную хромосферную эмиссию [36], переменные линии переходной области [37], рентгеновское излучение [38]. Звезда известна как сильный источник переменного радиоизлучения [39]. Первые фотометрические наблюдения звезды получил Козинс в 1963г. [40], а вращательная модуляция блеска обнаружена Ландисом и Холлом [41]. За длительный период наблюдений были обнаружены циклы фотометрической активности звезды [42], отмечено наличие у нее активных долгот и дифференциального вращения [43]. Кривые блеска звезды сильно меняются от сезона к сезону. Первые модели запятненности V711 Tau [44-51] позволили приближенно оценить площади и температуры пятен на звезде. Многочисленные исследования методами доплеровского картирования [43,52-56] показали наличие на звезде гигантских околполярных пятен.

Мы наблюдали V711 Tau в октябре-декабре 2002г. Ее кривая блеска, свернутая по эфемериде Бопла и Фекела [36]

$$JD = 2442766.069 + 2.83782 E, \quad (4)$$

приведена на рис.1d. Во время наблюдений в диафрагму попадал свет от близкого оптического компаньона ADS 2644B (dK6,  $V = 8^{\text{m}}.83$ ,  $U - B = 0^{\text{m}}.79$ ,  $B - V = 0^{\text{m}}.99$ ,  $V - R = 0^{\text{m}}.86$ ,  $V - I = 1^{\text{m}}.42$ ), эффект диллюции от которого необходимо учитывать при моделировании запятненности. Сводная кривая блеска, построенная по данным [33,42,48-51,54-58] и дополненная нашими наблюдениями, приведена на рис.2с. Из рисунка видно, что наши данные не противоречат найденной в [42] 16.5-летней цикличности. Наибольший блеск звезды достигался в 1985г. и составлял  $V_{\text{abr}} = 5^{\text{m}}.63$  [58]. Двухцветные диаграммы для V711 Tau показывают, как и для остальных звезд, линейность изменения блеска в разных цветах с соответствующими

коэффициентами корреляции, равными  $dU/dV = 1.11 \pm 0.07$ ,  $dB/dV = 1.12 \pm 0.03$ ,  $dR/dV = 0.86 \pm 0.03$ ,  $dI/dV = 0.73 \pm 0.01$ . Абсолютная величина и показатели цвета системы в наиболее ярком состоянии равны  $M_V = 2^m.85$ ,  $U - B = 0^m.49$ ,  $B - V = 0^m.93$ ,  $V - R = 0^m.78$ ,  $V - I = 1^m.33$ .

3. *Модели запятненности.* В настоящее время наиболее перспективным методом исследования поверхностных неоднородностей на звездах является доплеровское картирование. Но, несмотря на то, что оно хорошо применимо к звездам типа RS CVn и, в частности проводилось для трех из программных звезд, фотометрические исследования таких систем не теряют своей актуальности. Во-первых, фотометрические исследования охватывают более длительные периоды времени и соответственно больше подходят для поиска циклов активности, дифференциального вращения и других длительных эффектов. Во-вторых, часть звезд, обладающих малыми скоростями вращения  $V \sin i$ , в принципе недоступна доплеровскому картированию, и только фотометрические исследования подходят для поисков статистических зависимостей параметров звездных пятен от глобальных характеристик звезды. Остается открытым вопрос и о корректности получаемых доплеровских карт, так как на конечный результат сильное влияние оказывают выбор исследуемых линий, точное определение скорости вращения звезды и угла наклона, подбор параметров модели атмосферы, вклад хромосферной активности, удачный выбор сетки интегрирования и т.д. При ближайшем рассмотрении доплеровское картирование до сих пор остается своего рода искусством, далеко не всем доступным, в то время как более грубая оценка параметров запятненности по фотометрическим наблюдениям свободна от этих ограничений.

Для моделирования запятненности использовалась зональная модель, разработанная Алексеевым и Гершбергом [1,2], которая дает качественное согласие с картиной солнечной запятненности, обеспечивая при этом необходимую точность представления фотометрических наблюдений для всех программных звезд, независимо от их спектрального класса [15]. Совокупность запятненных областей на звезде представляется в зональной модели двумя симметричными относительно экватора поясами запятненности, которые занимают области с широтами от  $\pm \phi_0$  до  $\pm (\phi_0 + \Delta\phi)$  с плотностью заполнения пятнами, меняющейся по долготе от единицы до некоторого числа  $f_{min}$ , причем  $0 < f_{min} < 1$ . В простейшем случае представления только экстремальных точек кривой блеска используется линейный закон изменения плотности заполнения пятен. В этом случае для каждого сезона наблюдений модель использует экстремальные точки в полосе  $V$ : разницу между блеском незапятненной фотосферы и сезонным максимумом, а также амплитуду вращательной модуляции. Помимо этих входных переменных, модель использует в качестве входных пара-

метров определяемые из наблюдений коэффициенты  $dB/dV$ ,  $dR/dV$  и  $dI/dV$  (позволяющие переходить от полосы  $V$  к другим полосам), углы наклона оси вращения звезды  $i$  и температуры фотосферы  $T_{\text{phot}}$ . Эти входные параметры моделей даны в табл.4.

Таблица 4

## ВХОДНЫЕ ПАРАМЕТРЫ МОДЕЛЕЙ

Звезда	$\Delta B/\Delta V$	$\Delta R/\Delta V$	$\Delta I/\Delta V$	$T_{\text{phot}}$ (К)	$i$
IN Com	$1.20 \pm 0.04$	$0.75 \pm 0.03$	$0.61 \pm 0.02$	5200	45
IL Com	$1.42 \pm 0.11$	$0.71 \pm 0.15$	$0.63 \pm 0.03$	5900	
V711 Tau	$1.12 \pm 0.03$	$0.86 \pm 0.03$	$0.73 \pm 0.01$	4750	33

Для расчетов запятненности IN Com использовались значения угла наклона оси вращения  $i$  и температуры фотосферы, принимавшиеся при ее доплеровском картировании [4]. Фотометрические наблюдения переменной полностью описываются в рамках модели со следующими параметрами: расстояние от экватора до нижней границы области пятен  $\phi_0$  изменяется от  $32$  до  $42^\circ$ , а ширина пояса запятненности  $\Delta\phi$  - от  $7$  до  $20^\circ$ . Таким образом, средние широты пятен составляют  $39^\circ + 51^\circ$ . Параметр плотности заполнения пятнами  $f_{\text{min}}$  изменяется за все время наблюдений от  $0.0$  до  $0.8$ , что дает общую площадь пятен, доходящую до  $22\%$  полной поверхности звезды. Отношение поверхностных яркостей пятна и незапятнанной фотосферы в полосе  $V$  составляет в среднем  $\beta_V = 0.30$ , соответствующая температуре тени пятен около  $4600$  К. Доплеровское картирование, выполненное для марта 1994г. Штрассмайером и др. [4] при тех же параметрах звезды  $i$  и  $T_{\text{phot}}$  дало результат, близкий к нашим оценкам: пятна располагались на низких (около  $30^\circ$ ) широтах, их температура составляла около  $4700$  К, а площадь от  $12$  до  $20\%$  полной поверхности звезды в зависимости от выбранной линии.

Для IL Com мы не располагаем какими-либо надежными оценками блеска незапятнанной фотосферы и угла наклона оси вращения. В таком случае единственной возможностью оценки запятненности звезды является метод Фогта (см. [15]). Для эпохи наших наблюдений наибольшая запятненность звезды составляла  $7\%$ , а наименьшая - около  $5\%$  полной поверхности. Известную по литературе переменность среднего блеска IL Com на  $0^m.09$  можно объяснить присутствием на звезде пятен, занимающих до  $19\%$  ее поверхности. Контраст пятен  $\beta_V$  составляет  $0.16$ , что дает разность температур фотосферы и тени пятна около  $1700$  К. Такая модель обеспечивает хорошее (в пределах погрешности наблюдений) представление величин  $\Delta V_{\text{max}}$  и  $\Delta V$  и коэффициентов  $dR/dV$  и  $dI/dV$ . Величина  $dB/dV$ , наиболее сильно зависящая от геометрии пятен, представляется хуже (в пределах  $2\sigma$ ).

Для UX Aг1 опубликованные результаты доплеровского картирования [34] и фотометрических моделей [59] предсказывают наличие на поверхности довольно больших и холодных пятен. Однако произвести моделирование запятненности этой звезды мы не можем, так как у UX Aг1 во все сезоны наблюдается систематическое поглубение цвета при уменьшении ее блеска. Основной вклад в фотометрическую переменность системы принадлежит, таким образом, не холодным пятнам, а какому-то другому механизму, например, ярким флоккулам или находящемуся между компонентами веществу.

Для V711 Тау мы принимаем угол наклона вращательной оси звезды  $i = 33^\circ$  [43-52], а температуру фотосферы 4750 К [43,54-56]. Согласно нашим расчетам, расстояние от края полосы запятненности до экватора  $\phi_0$  составляло  $19^\circ + 30^\circ$ , а ширина пояса запятненности  $\Delta\phi = 16^\circ + 32^\circ$ . Таким образом, средняя широта пятен равняется  $\langle\phi\rangle = \phi_0 + \Delta\phi/2 = 30^\circ + 40^\circ$ . Параметр плотности заполнения пятен  $f_{min}$  изменяется от 0.00 до 0.68, что дает общую площадь пятен  $S$ , доходящую до 33% полной поверхности звезды. Контраст пятна  $\beta_V = 0.10 + 0.13$  соответствует разности температур фотосферы и пятна  $\Delta T = 1300$  К.

Оценка угла  $i$  была получена в неочевидном предположении, что ось звезды строго перпендикулярна орбитальной плоскости (система синхронизована). Штрассмайер и Бартус [54] используют для доплеровского картирования несколько отличное значение  $i = 40^\circ$ , в случае принятия которого результаты наших расчетов остаются без принципиальных изменений: расстояние  $\phi_0$  увеличивается в этом случае примерно на  $4^\circ$ , а ширина пояса пятен  $\Delta\phi$  - уменьшается на  $2^\circ$ .

Запятненность V711 Тау очень активно моделировалась различными авторами по фотометрическим [44-51] и спектральным [43,52-56] наблюдениям. Сопоставление этих результатов с нашими расчетами показало их хорошее согласие с полученными нами значениями температуры и площадей пятен. Широты пятен, полученные нами, согласуются с результатами доплеровского картирования хуже. Наши результаты не показывают полярных пятен, получаемых в [43,52-54], а в случае предсказываемых среднеширотных пятен [55,56] их широта несколько выше, чем в наших расчетах. Отметим, однако, что получаемые при доплеровском картировании конфигурации с околполярными пятнами намного хуже представляют одновременные фотометрические наблюдения, чем наше моделирование. В частности, они не могут представить наблюдаемый набор коэффициентов  $dB/dV$ ,  $dR/dV$ ,  $dI/dV$  с необходимой точностью.

4. *Заключение.* В данной работе нами представлены результаты фотометрических *UBVRI*-наблюдений и моделирования запятненности

четырёх незатменных систем типа RS CVn: IN Com, IL Com, UX Ag1 и V711 Tau. По данным литературы и оригинальным наблюдениям для IN Com, UX Ag1 и V711 Tau были построены долговременные кривые блеска, оценены звездные величины переменных и их показатели цвета для наиболее яркого состояния звезд, которые мы считаем характеристиками спокойной фотосферы. Для малоизученной звезды IL Com мы подтвердили вызванную пятнами малоамплитудную фотометрическую переменность, вероятно с периодом, близким к орбитальному, и впервые определили показатели цвета в *UBVRI*-системе. Мы отмечаем для этой системы смену среднего уровня блеска, амплитуды и формы кривой вращательной модуляции по сравнению с предыдущими сезонами. Впервые были получены оценки запятненности IL Com (в приближении "без потемнения к краю" [15]). Пятна могут занимать до 19% поверхности звезды, они холоднее окружающей фотосферы на 1700 К.

Для UX Ag1 показано, что, в отличие от трех других переменных, звезда систематически синее с уменьшением блеска, и таким образом ее фотометрическая переменность вызывается в основном не пятнами, а каким-то другим механизмом. Моделирование запятненности UX Ag1 по фотометрическим наблюдениям представляется невозможным.

Для IN Com и V711 Tau по всему массиву опубликованных и оригинальных фотометрических наблюдений были построены зональные модели запятненности звезд. Для IN Com мы получили, что пятна расположены на средних ( $40^{\circ}$ - $50^{\circ}$ ) широтах и занимают до 22% полной поверхности звезды, они холоднее окружающей фотосферы на 600 К. Эти оценки хорошо согласуются с результатами доплеровского картирования. Заподозрена цикличность средней широты пятен ( $\phi$ ) и их полной площади  $S$  с характерным временем 7-8 лет (рис.3). Отмечается тенденция понижения широты пятен с ростом их площади - аналог диаграмм бабочек Маундера, обнаруженный ранее для ряда активных карликов [60]. Скорость широтного дрейфа пятен составляет  $-1.0 + -1.3$  градусов/год, то есть в несколько раз меньше солнечной. Сравнение средних широт пятен с полученными для тех же эпох фотометрическими периодами IN Com [4,7,10,13,14] показывает, что экваториальные области вращаются быстрее околополюсных, значит на звезде присутствует дифференциальное вращение солнечного типа с коэффициентом  $D_p = +0.05$ .

У V711 Tau пятна занимают до 33% поверхности и холоднее спокойной фотосферы на 1300 К. Согласно нашим расчетам, пятна расположены на средних ( $30^{\circ}$ - $40^{\circ}$ ) широтах, что не согласуется с результатами доплеровского картирования. Однако предсказываемые им околополярные пятна не могут удовлетворительно обеспечить наблюдаемые изменения показателей цвета звезды. Приведенный на рис.3 ход средней

широты  $\langle \phi \rangle$  и площади пятен  $S$  со временем показывает цикличность этих величин с двумя характерными длительностями  $P_{\text{ср}}$ , равными 16.5 и 5.5 лет, ранее отмеченными по фотометрическим наблюдениям [42,61]. Обнаруженный по доплеровскому картированию [43] 3-летний цикл в

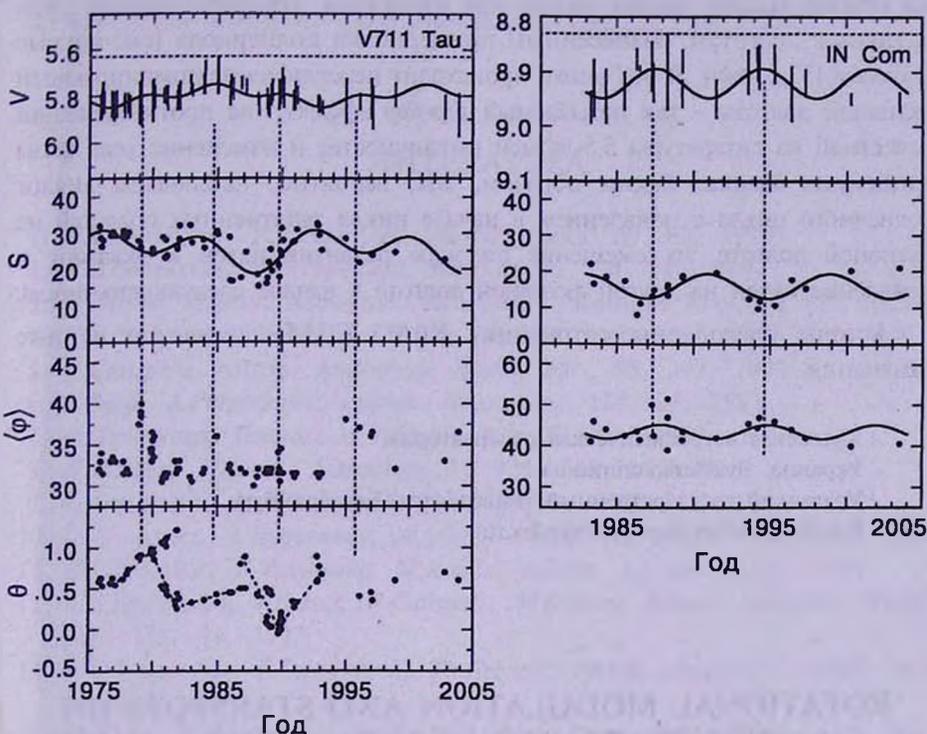


Рис.3. Циклические изменения пятенной активности IN Com и V711 Tau: долговременная кривая блеска, зависимость полной площади пятен  $S$  и их средней широты  $\langle \phi \rangle$  от времени, ход долготы максимальной запятненности  $\theta$ . Сплошными линиями обозначены аппроксимации синусоидой с известными длительностями цикла, вертикальные пунктирные линии соответствуют эпохам максимумов широты пятен.

наших результатах никак не отражается. V711 Tau также демонстрирует присутствие аналога бабочек Маундера. Скорость широтного дрейфа изменяется в зависимости от цикла от - 1.3 до - 2.6 градусов в год. Из рисунка следует, что понижение средней широты пятен сопровождается постепенным ростом фазы минимального блеска  $\theta$ , то есть запятненные области, смещаясь к экватору, попадают в зону более быстрого вращения, обгоняющую по фазе нулевой меридиан. Мы интерпретируем этот эффект как следствие дифференциального вращения солнечного типа. Сравнение полученных нами оценок средней широты пятен  $\langle \phi \rangle$  с долготой минимального блеска  $\theta$  дает значение коэффициента дифференциального вращения  $D_r = +0.03$ . Найденное нами значение  $D_r$  противоречит

результатам [43] (вращение антисолнечного типа,  $D_r = -0.0035$ ), зато хорошо согласуется с последними результатами доплеровского картирования [62], которое дает дифференциальное вращение солнечного типа с  $D_r = 0.05$ . Из рис.3 следует, что в эпохи 1980-82, 1987 и 1993 годов на кривых блеска звезды видны два минимума, соответствующие двум активным долготам, разнесенным примерно на полпериода (см. кривые блеска в [57,63,64]). В эти эпохи происходит переключение доминирующей активной долготы - так называемый *flip-flop* эффект, не противоречащий известной из литературы 5.5-летней цикличности, и изменение хода фазы минимума блеска. Таким образом, мы, вероятно, наблюдаем аналог солнечного цикла с появлением в начале цикла запятанных областей на активной долготе, их смещение по мере развития пятен к экватору и появление пятен на другой активной долготе в начале следующего цикла.

Авторы благодарны сотруднику КрАО С.И.Плачиде за ценные замечания.

<sup>1</sup> Крымская астрофизическая обсерватория,  
Украина, ilya@crao.crimea.ua

<sup>2</sup> Уральский государственный университет, Екатеринбург,  
Россия, kozhevnikova-a@yandex.ru

## ROTATIONAL MODULATION AND STARSPOTS ON RS CVn-TYPE STARS IN Com, IL Com, UX Ari, V711 Tau

I.Yu.ALEKSEEV<sup>1</sup>, A.V.KOZHEVNIKOVA<sup>2</sup>

We present results of photometric *UBVRI* observations and starspots modelling for four non-eclipsing RS CVn-type variables: IN Com (G5III/IV), IL Com (F8V + F8V), UX Ari (K0IV + G5V), and V711 Tau (K1IV + G5V). For insufficiently known star IL Com we confirmed that its small-amplitude photometric variability is caused by cool ( $\Delta T = 1700$  K) starspots which can occupy up to 19% of the total stellar surface. For IN Com, UX Ari, and V711 Tau we constructed long-term light curves and estimated absolute magnitudes and color indices of unspotted photospheres. It is shown that UX Ari become more blue with the brightness decrease, thus its variability can not be described by starspots. On the base of all published photometric observations of IN Com and V711 Tau we constructed their spottedness models. On the both variables starspots located in the middle latitudes and can occupy up to 22% (IN Com) and 33% (V711 Tau) of the

total stellar surface. For both stars we noted a tendency to the average starspots latitude decreasing with the spot area growth. It is a rough analogue of the solar butterfly diagram. Also these stars show the starspot activity cycles and the solar-type differential rotation.

Key words: *stars:spots - stars:individual: IN Com, IL Com, UX Ari, V711 Tau*

## ЛИТЕРАТУРА

1. И.Ю.Алексеев, Р.Е.Гершберг, *Астрофизика*, **39**, 67, 1996.
2. И.Ю.Алексеев, Р.Е.Гершберг, *Астрон. ж.*, **74**, 240, 1997.
3. V.Pirola, *Observ. Astrophys. Lab. Univ. Helsinki Rep.*, **6**, 151, 1984.
4. K.G.Strassmeier, B.Hubl, J.B.Rice, *Astron. Astrophys.*, **322**, 511, 1997.
5. G.Cutispoto, *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.*, **95**, 397, 1992.
6. A.Snell, A.Purgathofer, *Astron. Astrophys.*, **127**, L5, 1983.
7. Р.И.Носкова, *Письма в Астрон. ж.*, **15**, 346, 1989.
8. H.E.Bond, M.Livio, *Astrophys. J.*, **355**, 568, 1990.
9. E.Kuczawska, M.Mikolajewski, *Acta Astron.*, **43**, 445, 1993.
10. G.Jasniewicz, A.Duquennoy, A.Acker, *Astron. Astrophys.*, **180**, 145, 1987.
11. H.L.Malasan, A.Yamasaki, M.Kondo, *Astron. J.*, **101**, 2131, 1991.
12. K.G.Strassmeier, J.Bartus, G.Cutispoto, M.Rodony, *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.*, **125**, 11, 1997.
13. K.G.Strassmeier, E.Serkowitsch, Th.Granzer, *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.*, **140**, 29, 1999.
14. M.Afsar, C.Ibanoglu, *Inform. Bull. Var. Stars*, **4980**, 2000.
15. И.Ю.Алексеев, *Запятненные звезды малых масс*, АстроПринт, Одесса, 2001.
16. R.J.Trumpler, *Lick Observ. Bull.*, **18**, 167, 1938.
17. R.P.Kjafst, *Astrophys. J.*, **142**, 681, 1965.
18. M.Zeilik, D.Batuski, S.Burke et al., *Inform. Bull. Var. Stars*, **2257**, 1983.
19. D.C.Barry, *Astrophys. J.*, **230**, L87, 1979.
20. E.E.Mendoza, *Bol. Observ. Tonanz. Tacub.*, **3**, 167, 1963.
21. E.E.Mendoza, *Bol. Observ. Tonanz. Tacub.*, **4**, 149, 1967.
22. H.L.Johnson, C.Knuckles, *Astrophys. J.*, **122**, 209, 1955.
23. V.Andruk, N.Kharchenko, E.Schilboch, R.D.Scholz, *Astron. Nachr.*, **316**, 225, 1995.
24. F.S.Hogg, *Publ. David Dunlap Observ.*, **1**, 81, 1939.
25. R.C.Carlos, D.M.Popper, *Publ. Astron. Soc. Pacif.*, **83**, 504, 1971.
26. B.W.Bopp, J.C.Talcott, *Astron. J.*, **83**, 1517, 1978.
27. C.G.Rhomb, J.D.Fix, *Astrophys. J.*, **216**, 503, 1977.
28. F.Scaltiri, V.Pirola, G.V.Coyne et al., *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.*, **102**, 343, 1993.
29. R.L.Mutel, J.F.Lestrade, R.A.Preston, R.B.Phillips, *Astrophys. J.*, **289**, 262, 1985.

30. D.S.Hall, R.E.Montle, H.L.Atkins, *Acta Astron.*, **25**, 125, 1975.
31. A.V.Raveendran, S.Mohin, *Astron. Astrophys.*, **301**, 788, 1995.
32. V.Aarum Ulvas, G.W.Henry, *Astron. Astrophys.*, **402**, 1033, 2003.
33. M.Rodonò, G.Cutispoto, *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.*, **95**, 55, 1992.
34. S.S.Vogt, A.P.Hatzes, *The Sun and Cool Stars: Activity, Magnetism, Dynamos*, eds. I.Tuominen, D.Moss, G.Rüdiger, Springer-Verlag, 297, 1991.
35. N.M.Elias, A.Quirrenbach, A.Witzei et al., *Astrophys. J.*, **439**, 983, 1995.
36. B.W.Bopp, F.C.Fekel, *Astron. J.*, **81**, 771, 1976.
37. M.Rodonò, P.B.Byrne, J.E.Neff et al., *Astron. Astrophys.*, **176**, 267, 1987.
38. F.M.Walter, P.A.Charles, C.S.Bowyer, *Nature*, **274**, 569, 1978.
39. F.N.Owen, T.W.Jones, D.M.Gibson, *Astrophys. J.*, **210**, L27, 1976.
40. A.W.J.Cousins, *Mon. Notic. Astron. Soc.*, S. Africa, **22**, 58, 1963.
41. H.J.Landis, D.S.Hall, *Inform. Bull. Var. Stars*, **1113**, 1976.
42. K.Oláth, Z.Kolláth, K.G.Strassmeier, *Astron. Astrophys.*, **356**, 643, 2000.
43. S.S.Vogt, A.Hatzes, A.A.Mirsch, M.Kürster, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, **121**, 547, 1999.
44. J.D.Dorren, E.F.Guinan, *Astrophys. J.*, **252**, 296, 1982.
45. Y.W.Kang, R.E.Wilson, *Astron. J.*, **97**, 848, 1989.
46. J.D.Dorren, M.J.Siah, E.F.Guinan, G.P.McCook, *Astron. J.*, **86**, 572, 1981.
47. J.Lodenquai, J.McTavish, *Astron. J.*, **96**, 741, 1988.
48. M.Rodonò, G.Cutispoto, V.Pazzani et al., *Astron. Astrophys.*, **165**, 135, 1986.
49. A.D.Andrews, M.Rodonò, J.L.Linsky et al., *Astron. Astrophys.*, **204**, 177, 1988.
50. D.S.Zhai, B.H.Foing, G.Cutispoto et al., *Astron. Astrophys.*, **282**, 168, 1994.
51. Padmakar, S.K.Pandey, *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.*, **138**, 203, 1999.
52. S.S.Vogt, G.D.Penrod, *Publ. Astron. Soc. Pacif.*, **95**, 565, 1983.
53. J.-F.Donati, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, **302**, 457, 1999.
54. K.G.Strassmeier, J.Bartus, *Astron. Astrophys.*, **354**, 537, 2000.
55. D.Garcia-Alvarez, B.H.Foing, D.Montes et al., *Astron. Astrophys.*, **397**, 285, 2003.
56. D.Garcia-Alvarez, J.R.Barnes, A.Collier Cameron et al., *Astron. Astrophys.*, **402**, 1073, 2003.
57. S.Mohin, A.V.Raveendran, *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.*, **100**, 331, 1993.
58. K.G.Strassmeier, D.S.Hall, L.J.Boyd, R.M.Genet, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, **69**, 141, 1989.
59. C.H.Poe, J.A.Eaton, *Astrophys. J.*, **289**, 644, 1985.
60. М.А.Лившиц, И.Ю.Алексеев, М.М.Кацова, *Астрон. ж.*, **80**, 613, 2003.
61. G.W.Henry, J.A.Eaton, J.Hamer, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, **97**, 513, 1995.
62. P.Petit, J.-F.Donati, G.A.Wade et al., *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, **348**, 1175, 2004.
63. C.Bartolini, C.Blanco, S.Catalano et al., *Astron. Astrophys.*, **117**, 149, 1983.
64. R.X.Zhang, J.T.Zhang, X.B.Zhang, D.S.Zhai, *Inform. Bull. Var. Stars*, **3930**, 1993.

УДК: 524.31

СПЕКТРАЛЬНОЕ И ФОТОЭЛЕКТРИЧЕСКОЕ  
ИССЛЕДОВАНИЕ Ae/Be ЗВЕЗДЫ ХЕРБИГА HD 259431

Я.Н.ЧХИКВАДЗЕ

Поступила 27 февраля 2004

Принята к печати 7 июля 2004

Представлены результаты спектральных и фотоэлектрических ( $ubv$ ,  $H\alpha$ ,  $H\beta$ ) наблюдений Ae/Be звезды Хербига HD 259431. Установлено, что при падении блеска звезда становится голубее в пашеновском континууме, а интенсивность и эквивалентная ширина в водородных эмиссионных линиях увеличиваются. Спектральные наблюдения показали значительные изменения интенсивности фотосферной линии поглощения  $MgII$  4481 Å. Зафиксированы подъем и падение блеска на  $0^m.04$  в интервале времени 5-7 минут. Радикальные изменения профиля линии  $H\alpha$  ("двойная"  $\rightarrow$  "P Cyg") и вспышечная активность наблюдались не только у исследуемой звезды, но также у ряда Ae/Be звезд. Высказано предположение, что вспышечная активность может инициировать изменение градиента скорости у основания ветра и, как следствие, могут происходить преобразования типа: "двойная  $\rightarrow$  P Cyg" или "P Cyg  $\rightarrow$  одиночная". Обсуждается также проблема нерадиальных пульсаций исследуемой звезды.

1. *Введение.* Ассоциированная со светлой туманностью NGC 2247 эмиссионная звезда HD 259431 представляет собой классическую Ae/Be звезду Хербига [1]. Спектральный класс исследуемой звезды по данным разных авторов колеблется от B1e до A0e [1-7].

По данным [8], блеск HD 259431 варьирует в пределах  $8^m.55 + 8^m.85$ , а по характеру переменности она была отнесена классу LQ.

В 1989г. HD 259431 претерпела вспышки, и спектры, полученные во время этих эруптивных явлений, показали радикальное видоизменение профиля линии  $H\alpha$ : наблюдаемый во многих случаях профиль с двойным эмиссионным пиком преобразился в контур типа P Cyg [9].

Данная работа является продолжением цикла исследований Ae/Be звезд Хербига, осуществляемых в Абастуманской астрофизической обсерватории [10-18].

2. *Наблюдения.* Фотоэлектрические наблюдения исследуемой звезды в системе Стремгрена  $ubv$  и в фильтрах  $H\alpha$  и  $H\beta$  были произведены на 125-см телескопе Абастуманской астрофизической обсерватории [10]. Стандартом служила звезда  $\sim 10^m$  южнее исследуемой звезды, контрольная звезда находилась внутри отражательной туманности VdB 79 [17].

Точность измерения по контрольной звезде в ультрафиолете  $\sim 0^m.015 - 0^m.020$ , а в остальных фильтрах  $\sim 0^m.01$ .

В табл.1 представлены результаты наблюдений в относительных единицах "переменная" минус "стандарт".

Спектральные наблюдения осуществлялись дифракционным спектрографом UAGS с дисперсией 86 Å/мм в области 3800 Å - 5500 Å и с разрешением ~1 Å.

### 3. Обсуждение.

#### 3.1. Результаты фотоэлектрических и спектральных наблюдений.

В период наших наблюдений блеск HD 259431 изменялся от 10<sup>m</sup>.78 до 10<sup>m</sup>.68. Анализ данных табл.1 показал, что вариации показателей цвета  $u-b$ ,  $b-y$ , индекса бальмеровского скачка и индекса  $\beta$  статистически малозначимы. Между тем, изменения меры эквивалентной ширины линии H $\alpha$  реальны, так как с падением блеска в широком ( $w$ ) фильтре отсчеты в узком ( $n$ ) фильтре возрастали.

Таблица 1

РЕЗУЛЬТАТЫ ФОТОЭЛЕКТРИЧЕСКИХ НАБЛЮДЕНИЙ  
HD 259431 В ОТНОСИТЕЛЬНЫХ ВЕЛИЧИНАХ.  
ИНДЕКСАМИ  $n$  И  $w$  ОБОЗНАЧЕНЫ ДАННЫЕ В УЗКОМ И  
ШИРОКОМ ФИЛЬТРАХ H $\alpha$  И H $\beta$

JD 244000+	$\Delta m_y$	$\Delta m_b$	$\Delta m_v$	$\Delta m_u$	$\Delta \beta_n$	$\Delta \beta_w$	$\Delta \alpha_n$	$\Delta \alpha_w$
1	2	3	4	5	6	7	8	9
6750.475	-1.321	-1.462	-1.837	-2/518	-1/612	-1/473		
6750/479	-1/308	-1.483	-1.849	-2.551	-1.613	-1.491		
6840.583	-1.328	-1.470	-1.850	-2.551	-1.560	-1.450		
6840.588	-1.324	-1.459	-1.836	-2.524	-1.593	-1.443		
6849.605	-1.3	-1.5	-1.8		-1.6	-1.5		
6855.535	-1.3	-1.5	-1.9	-2.7	-1.7	-1.6		
6857.561	-1.352	-1.451	-1.860	-2.500	-1.560	-1.450		
6857.565	-1.350	-1.500	-1.860	-2.550	-1.590	-1.460		
6867.585	-1.350	-1.500	-1.850	-2.560	-1.600	-1.440		
6876.485	-1.310	-1.450	-1.820	-2.490	-1.511	-1.430		
6876.489	-1.290	-1.420	-1.790	-2.410	-1.450	-1.360		
7029.430	-1.297	-1.447	-1.815	-2.463	-1.570	-1.426		
7029.434	-1.316	-1.454	-1.831	-2.463	-1.532	-1.417		
7029.438	-1.306	-1.461	-1.870	-2.533	-1.566	-1.435		
7178.400	-1.329	-1.484	-1.873	-2.534	-1.607	-1.471	-2.344	-1.544
7178.404	-1.327	-1.475	-1.849	-2.548	-1.594	-1.481	-2.330	-1.533
7561.337	-1.328	-1.465	-1.855	-2.538	-1.626	-1.469	-2.331	-1.526
7561.341	-1.320	-1.516	-1.872	-2.510	-1.596	-1.454	-2352	-1.547
7564.315	-1.339	-1.483	-1.853	-2.566	-1.630	-1.463	-2.373	-1.533
7564.320	-1.322	-1.479	-1.852	-2.518	-1.584	-1.463	-2.340	-1.538
7565.400	-1.363	-1.497	-1.878	-2.544	-1.596	-1.480	-2.378	-1.527
7565.404	-1.321	-1.467	-1.876	-2.516	-1.577	-1.463	-2.328	-1.526
7879.420	-1.308	-1.469	-1.850	-2.529	-1.549	-1.452		
7879.424	-1.318	-1.459	-1.812	-2.454	-1.566	-1.446		
7879.429	-1.330	-1.473	-1.829	-2.488	-1.555	-1.441		

Таблица 1 (продолжение)

1	2	3	4	5	6	7	8	9
7880.463	-1.389	-1.565	-1.962	-2.623	-1.652	-1.544		
7880.467	-1.394	-1.565	-1.940	-2.588	-1.605	-1.505		
7880.472	-1.399	-1.557	-1.951	-2.615	-1.594	-1.572		
7917.319	-1.317	-1.492	-1.900	-2.498	-1.605	-1.479		
7917.323	-1.361	-1.516	-1.927	-2.579	-1.625	-1.531		
7917.327	-1.362	-1.524	-1.908	-2.562	-1.638	-1.533		
7918.332	-1.363	-1.521	-1.890	-2.566	-1.638	-1.493	-2.355	-1.555
7918.336	-1.371	-1.505	-1.910	-2.582	-1.636	-1.505	-2.321	-1.537
7918.340	-1.387	-1.516	-1.912	-2.546	-1.654	-1.513	-2.283	-1.575
7928.294	-1.339	-1.509	-1.875	-2.563	-1.598	-1.496	-2.251	-1.520
7928.298	-1.359	-1.505	-1.931	-2.579	-1.635	-1.516	-2.331	-1.554
7928.302	-1.334	-1.503	-1.877	-2.561	-1.656	-1.473	-2.311	-1.551
7949.248	-1.342	-1.515	-1.905	-2.570	-1.618	-1.494	-2.341	-1.541
7949.252	-1.338	-1.513	-1.887	-2.547	-1.599	-1.495	-2.302	-1.554
7949.256	-1.364	-1.494	-1.898	-2.536	-1.617	-1.478	-2.305	-1.551
7950.305	-1.354	-1.496	-1.881	-2.614	-1.667	-1.502	-2.289	-1.550
7950.309	-1.325	-1.471	-1.853	-2.490	-1.571	-1.470	-2.218	-1.518
7960.265	-1.329	-1.490	-1.875	-2.548	-1.642	-1.481	-2.299	-1.559
7960.269	-1.339	-1.506	-1.894	-2.539	-1.627	-1.485	-2.311	-1.545
7960.273	-1.344	-1.493	-1.881	-2.506	-1.592	-1.478	-2.333	-1.542
7961.219	-1.340	-1.483	-1.884	-2.554	-1.631	-1.481	-2.276	-1.566
7961.223	-1.342	-1.506	-1.898	-2.538	-1.610	-1.495	-2.281	-1.564
7961.227	-1.333	-1.495	-1.875	-2.525	-1.594	-1.469	-2.299	-1.540
7970.215	-1.362	-1.523	-1.900	-2.595	-1.615	-1.498	-2.294	-1.561
7970.219	-1.330	-1.492	-1.874	-2.547	-1.545	-1.542	-2.310	-1.531
7971.224	-1.344	-1.492	-1.896	-2.570	-1.629	-1.498	-2.329	-1.545
7971.228	-1.361	-1.507	-1.889	-2.511	-1.623	-1.508	-2.249	-1.556
7971.231	-1.357	-1.524	-1.880	-2.601	-1.647	-1.505	-2.291	-1.550
7972.211	-1.333	-1.492	-1.879	-2.539	-1.626	-1.488	-2.293	-1.552
7972.215	-1.346	-1.502	-1.872	-2.530	-1.664	-1.513	-2.336	-1.561
7972.219	-1.351	-1.502	-1.891	-2.548	-1.651	-1.498	-2.349	-1.581
7973.213	-1.340	-1.501	-1.884	-2.527	-1.660	-1.483	-2.276	-1.550
7973.217	-1.346	-1.507	-1.885	-2.581	-1.647	-1.475	-2.280	-1.556
7973.221	-1.350	-1.512	-1.896	-2.579	-1.629	-1.491	-2.304	-1.557

Таким образом, можно констатировать, что с падением блеска HD 259431 мера эквивалентной ширины  $N\alpha$  показывает уменьшение.

Наиболее примечательно, что зафиксированы подъем и падение блеска на  $0^m.04$  в интервале времени 5-7 минут (JD 2447319 и 2447565, табл.1).

Хронологически изменения в спектрах можно описать следующим образом. Интенсивность эмиссии в линиях водорода будем оценивать по 5 - балльной шкале, в зависимости от высоты эмиссионного пика в линии  $H\gamma$  относительно континуума. В среднем профиль водородных линий выглядит так: на сравнительно широкую линию поглощения звезды накладывается эмиссионный компонент, и при этом четко видны две абсорбционные седловины с фиолетовой ( $\phi$ ) и красной ( $\kappa$ ) сторон

от эмиссионного пика. Так как спектральное разрешение  $\sim 1 \text{ \AA}$ , то в эмиссионном компоненте различить какую-либо структуру невозможно.

Наиболее слабая интенсивность эмиссии водорода наблюдалась 5.11.1983г. и по данным [19]:  $V=8^m.67$ . Примечательно, что резкие линии поглощения shell прослеживались до  $H_{11}$ - $H_{12}$ . Линии HeI 4471  $\text{\AA}$ , 4026  $\text{\AA}$ , 3820  $\text{\AA}$  - абсорбционные.

Спектры, полученные 27 и 28 ноября 1983г. ( $V=8^m.70$  [19]), показали усиление эмиссии (интенсивность - 3): эмиссионные линии прослеживались до He -  $H_8$ . В линии H $\beta$   $I_\phi > I_\kappa$ , а в остальных линиях  $I_\phi < I_\kappa$ , где  $I_\phi$  и  $I_\kappa$  - остаточные интенсивности абсорбционных седловин. Линии HeI 4471  $\text{\AA}$ , 4026  $\text{\AA}$ , 3820  $\text{\AA}$  - абсорбционные, а линия FeII 4584  $\text{\AA}$  в эмиссии.

Аналогичный вид имеет спектр HD 259431, полученный 6.12.1983г.:  $V=8^m.67$  [19] и по нашим оценкам, интенсивность водородной эмиссии  $\sim 3$ .

Наиболее мощная эмиссия наблюдалась 3 и 6 января 1984г.: интенсивность по принятой шкале  $\sim 5$ , а по данным [19] -  $V=8^m.75$ . В эти дни эмиссия прослеживалась до  $H_8$ - $H_9$ . В линиях H $\beta$  и H $\gamma$   $I_\phi < I_\kappa$ , а в остальных линиях  $I_\phi > I_\kappa$ . Линии HeI 4026  $\text{\AA}$  и, возможно, 4471  $\text{\AA}$  - абсорбционные, а линия FeII 4584  $\text{\AA}$  - эмиссионная.

Спектры, полученные 17.02.1986г., практически не отличаются от спектров, полученных 27-28.11.1983г.

Необходимо подчеркнуть, что наиболее слабая интенсивность в линиях водорода наблюдалась 5.11.1983г., когда  $V=8^m.67$ , а 3 и 6 января 1984г. интенсивность водородной эмиссии была максимальной и  $V=8^m.75$ .

Вышесказанное говорит в пользу заключения, которое было сделано на основе фотометрии в H $\alpha$ : с падением блеска эквивалентная ширина эмиссии возрастает.

Следует особо отметить, что на наших спектрограммах отсутствует линия поглощения MgII 4481  $\text{\AA}$ . Не фиксируется эта линия и на спектрограммах, полученных Девис и др. [20] с дисперсиями 55  $\text{\AA}/\text{мм}$  и 9  $\text{\AA}/\text{мм}$ . Между тем, в 1994-97гг. на 15 спектрограммах указанная линия видна, так как по ней производились точные ( $\sim 5 \text{ км/с}$ ) измерения лучевых скоростей [21].

На всех наших спектрограммах, за исключением спектрограммы от 5.11.1983г., хорошо видна эмиссия между He и  $H_8$ . Эмиссия широкая, крутая с фиолетовой и более плавная с красной стороны. По нашему мнению, указанная линия - HeI 3926  $\text{\AA}$ .

Для сравнения приведем результаты спектральных наблюдений других авторов.

В 1920-28гг. эмиссионные линии H $\beta$  и H $\gamma$  были двойные и переменные по интенсивности [22]. Согласно [23], эмиссия прослеживалась до  $H_{15}$ . В 1944-46гг. и 1954г. линии поглощения звезды были диффузными, и в

центре наблюдались эмиссионные компоненты с нечеткой структурой [1]. В 1981г. эмиссионные линии водорода двойные, с более интенсивным фиолетовым компонентом ( $V > R$ ) и  $W(H\alpha) = -52\text{\AA}$  [3]. В 1982-83гг.  $W(H\alpha)$  была равна  $-72\text{\AA}$  [24]. В 1989г., как мы отметили выше, произошли вспышки, и обычно наблюдаемый двойной профиль  $H\alpha$  преобразился в профиль типа P Cyg. В 1991г.  $H\alpha$  была двойной ( $V > R$ ) и  $W(H\alpha) = -61\text{\AA}$  [25]. В 1992-93гг. линия  $H\alpha$  была двойной ( $V > R$ ) [26]. Из рис.1 указанной работы видно, что абсорбционное ядро линии  $H\alpha$  смещается в фиолетовую сторону, и при достижении максимального смещения интенсивность эмиссионных компонентов в целом уменьшилась и  $V = R$ . Далее абсорбционное ядро возвратилось в прежнее состояние и  $V > R$ . В период 1994-97гг., на основе исследования 15 спектрограмм в линиях  $H\alpha$ , HeI и MgII сколь-нибудь заметные ( $\sim 5$  км/с) изменения в лучевых скоростях не были замечены [21].

Особо следует отметить, что резонансный дублет MgII h и k имеет контур типа P Cyg [27].

3.2. *Фотометрические особенности HD 259431.* Ниже будут представлены результаты анализа данных *UBVRI*, полученных по программе "Ротор" в 1983-97гг. [19]. Гистограмма, построенная по этим данным, имеет следующие характеристики. Преимущественно (78% от 253 оценок блеска) блеск звезды варьирует в пределах  $10^m.70 + 10^m.78$ . Вторичный максимум прослеживается около  $10^m.62 + 10^m.68$  (14%). Гистограмма имеет четкую асимметрию в сторону повышенного блеска, т.е. она круто опускается в сторону низких значений блеска и более плавно простирается в противоположную сторону.

Преимущественно исследуемая звезда претерпевает квазициклические колебания блеска в указанных выше пределах, и при этом можно наблюдать следующие процессы:

1. Временами блеск и цвета в течение 4-8 дней практически постоянны.
2. От ночи к ночи наблюдаются подъемы и падения блеска до  $0^m.2$ .
3. В отдельные дни наблюдаются вспышечные явления, данные о которых представлены в табл.2.
4. Звезда временами находится в состоянии повышенного блеска (JD 2445649-5687, 6354-6374 и 10732-10764). Ниже мы покажем, что аналогичная ситуация более четко видна в HD 163296.

Из данных табл.2 следует, что амплитуда вспышек растет в сторону красной части спектра. Наиболее активной исследуемая звезда была в сезоне 1989г., когда, по всей вероятности, в течение 10 дней произошло 5 вспышек.

Оценки показали, что вспышка JD 2447815.43 была наиболее мощной: полная энергия  $\sim 6 \cdot 10^{39}$  эрг, а средняя мощность  $\sim 10^{35}$  эрг/с. Для получения

указанных оценок было принято, что расстояние до звезды 750 пк, спектральный класс - B1 [3,4,24].

Таблица

ВСПЫШКИ В HD 259431

JD 244000+	Продолжительность вспышки в часах	$\Delta U$	$\Delta B$	$\Delta V$	$\Delta R$	$\Delta I$
6801.210	0.72	-0.08	-0.07	-0.05	-0.02	-0.04
7166.220	5.28	+0.02	+0.05	-0.06	-0.14	
7778.492	0.15		+0.08	-0.02	0.0	
7815.430	1.6	+0.03	-0.13	-0.20	-0.30	
7885.424	1.87	-0.11	+0.01	-0.03	-0.05	
8553.400	2.88	-0.05	-0.04	-0.04	-0.13	

Что показывают вариации показателей цвета? Судя по разбросу точек на диаграммах "показатель цвета-величина", в отдельные сезоны (1992-93, 95-97гг.) фотометрическая активность звезды довольно низка: показатели цвета сосредоточены в полосах, шириной  $\leq 0^m.05$ . В 1986-89гг. HD 259431 была наиболее активной: разброс точек на диаграммах "показатель цвета-величина" достигает  $0^m.4$  и, в среднем, в отличие от сезонов фотометрически слабой активности, значения  $U - B$  меньше.

Как варьируют показатели цвета при изменении блеска преимущественном состоянии ( $10^m.70 - 10^m.78$ )? Однозначно можно сказать, что при падении блеска показатель цвета  $B - V$  всегда уменьшается, а изменения  $U - B$  и  $V - R$  носят неоднозначный характер.

4. **Заключение.** Перечислим основные наблюдаемые характеристики HD 259431.

1. Звезда претерпевает квазициклические колебания блеска в интервале  $10^m.70 - 10^m.78$ . При падении блеска значения  $B - V$  уменьшаются, а изменения  $U - B$  и  $V - R$  нет однозначного характера.

2. Звезда характеризуется эруптивными явлениями, которые протекают в интервале времени порядка нескольких часов. Обнаружены более быстрые изменения блеска, протекающие в интервале порядка 5-7 минут.

3. Установлено, что интенсивность фотосферной линии поглощения MgII 4481 Å претерпевает изменения.

4. Обнаружены заметные изменения интенсивности и структуры водородных линий во время фотометрической стабильности исследуемой звезды.

5. С увеличением блеска звезды интенсивность и эквивалентная ширина водородных эмиссионных линий уменьшаются.

Вероятно, что возможным источником вспышек является спутник типа Т Тау, однако по данным [21] присутствие вторичного компаньона типа Т Тау в HD 259431 не было обнаружено.

По данным [26] исследуемая звезда, возможно, является спектроскопической двойной, однако это заключение было отвергнуто в работе [21].

Установлена вспышечная активность некоторых НАЕВЕ звезд: MWC 1080 [15], LkH $\alpha$  215 [16], T Ori [19], LkH $\alpha$  198 [28], HR 5999 [29]. По данным [21], у перечисленных объектов, как и у HD 259431, наличие вторичного компаньона типа T Tau также не было установлено.

Исходя из сказанного следует, что как для HD 259431, так и для остальных вышеперечисленных объектов вспышечная активность является их пекулярной особенностью.

Мы хотим еще раз обратить внимание на вспышечные явления 1989г., когда линия H $\alpha$  в HD 259431 претерпела изменение: "двойная  $\rightarrow$  P Cyg" [9].

Радикальные изменения контура линии H $\alpha$  наблюдались у ряда НАЕВЕ звезд: HD 163296 [30], HD 97048 [3], BD + 46 $^{\circ}$ 3471 [31], AB Aur, HD 200775 и BD + 61 $^{\circ}$ 154 [24]. Все эти объекты по профилю линии H $\alpha$  классифицируются как НАЕВЕ звезды типа P Cyg [3] и, что особенно важно, амплитуда изменения блеска не превышает 0 $^m$ .4.

Следующая общая характеристика вышеперечисленных звезд — наличие спектральных признаков, являющихся индикаторами хромосферы и звездного ветра [25].

Особо следует выделить HD 163296, у которой, как и у исследуемой звезды, установлено изменение фотосферных линий поглощения при отсутствии фотометрической переменности [32]. По фотометрической активности HD 163296 и HD 259431 очень похожи. На основе анализа данных *UBVRI* [19], полученных в 1987–93гг., следует, что в течение 80% времени блеск HD 163296 варьирует в интервале 6 $^m$ .85 + 6 $^m$ .92, и на гистограмме прослеживается асимметрия в сторону повышенного блеска.

Как мы отметили выше, для исследуемой звезды был зафиксирован переход из преимущественного состояния в состояние повышенной яркости. Аналогичная картина более четко наблюдается в HD 163296: в период JD 2447317–7401 блеск варьировал в интервале 6 $^m$ .78 + 6 $^m$ .91. Вспышечную активность оценить трудно: возрастание блеска на 0 $^m$ .24 отмечается только один раз около JD 2446956.

Фактическая связь радикального изменения профиля H $\alpha$  со вспышкой наблюдалась только для исследуемой звезды. Не исключено, что вспышечная активность инициирует радикальное изменение профиля линии H $\alpha$  в НАЕВЕ звездах, которые были перечислены выше.

Такое предположение подкрепляет заключение статьи [33]. В ней показано, что основную роль в формировании профиля линии H $\alpha$  играет значение градиента скорости у основания звездного ветра: при малых значениях градиента скорости ( $d v / dr$ ) профиль H $\alpha$  приобретает форму

с двойным пиком. при больших значениях  $d\psi/dr$  он будет типа P Cyg а при очень больших значениях  $d\psi/dr$  - одиночным.

Возможно, что при вспышках, которые генерируются близко к фотосфере, заметно может увеличиться градиент скорости у основания ветра вследствие чего возможны преобразования типа "двойная  $\rightarrow$  P Cyg" (HD 259431, HD 163296) или "P Cyg  $\rightarrow$  одиночная" (BD + 46°3471).

Можно ли считать, что HD 259431 является пульсирующей звездой и, если да, то какие наблюдательные особенности можно считать доказательством этого?

Во-первых заметим сразу же, что причиной квазициклической переменности исследуемой звезды не может быть радиальная пульсация. Как в случае классических пульсирующих звезд типа  $\beta$  Сер (спектральный класс B0-B2 III, IV), так и в случае HD 259431 (спектральный класс B1-B2) использовать зону ионизации, например гелия и (или) водорода, в качестве возбуждающего механизма невозможно, так как температура достаточно высока. Из-за высокой температуры вышеуказанная зона будет находиться близко к поверхности звезды и не может быть достаточно эффективной для поддержания радиальных пульсаций.

При нерадиальных пульсациях кроме основного периода должен детектироваться, по крайней мере, первый обертоном. При наличии двух периодов из-за модуляций должны наблюдаться биение и затухание (ослабление) пульсаций.

По нашему мнению, наблюдаемое пребывание HD 259431 в отдельные сезоны в состоянии повышенного блеска и постоянство блеска можно принять за эффекты модуляций. С другой стороны, против дееспособности нерадиальных пульсаций можно привести следующие аргументы. Многие авторы считают, что причиной нерадиальных пульсаций являются приливные явления, обусловленные существованием звезды-спутника. Наличие спутника у исследуемой звезды, как мы уже отметили выше, не подтверждается [21,26]. Из данных [21] следует, что среди НАЕВЕ звезд с  $V\sin i > 80 - 100$  км/с спектроскопические двойные не наблюдаются, а скорость вращения HD 259431 равна 80 км/с. С другой стороны, большие скорости вращения не способствуют генерации нерадиальных колебаний. Заметим также, что для исследуемой звезды значимой величины периода квазициклических вариаций блеска не было обнаружено [8].

Абастуманская астрофизическая обсерватория,  
Грузия, e-mail: gelashvili@esabi.ge

SPECTRAL AND PHOTOELECTRIC INVESTIGATION OF  
THE HERBIG Ae/Be STAR HD 259431

J.N.CHKHIKVADZE

The results of spectral and photoelectric (*ubvy*, H $\alpha$ , H $\beta$ ) observations of the Herbig Ae/Be star HD 259431 are presented. It is shown that as the star fades, it becomes bluer in the Paschen continuum and the intensity and the equivalent width of hydrogen emission lines increase. Spectral observations show that the intensity of the photosphere absorption line MgII 4481 Å undergoes serious changes. It is found that fast (5-7 min.) changes of brightness ( $\Delta V = 0.04$ ) take place. A radical transformation of the H $\alpha$  profile ("double"  $\rightarrow$  "P Cyg") and flare events are common not only for HD 259431, but also for a few HAEBE stars. It is supposed that flares can cause changes in the velocity gradient at the base of the wind and, as a result, transformation of type "double  $\rightarrow$  P Cyg" or "P Cyg  $\rightarrow$  single" may be occurred. The problem of the non-radial pulsations of HD 259431 is also discussed.

Key words: *stars: photometry: spectrophotometry - stars: individual: HD 259431*

## ЛИТЕРАТУРА

1. *G.H.Herbig*, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, **4**, 337, 1960.
2. *G.H.Herbig*, *K.N.Rao*, *Astrophys. J.*, **174**, 401, 1970.
3. *U.Finkenzeller*, *R.Mundt*, *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.*, **55**, 109, 1984.
4. *U.Finkenzeller*, *Astron. Astrophys.*, **151**, 340, 1085.
5. *M.Cohen*, *A.A.Kuhi*, *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.*, **41**, 743, 1979.
6. *S.L.Strom*, *K.M.Strom*, *I.L.Yost*, *L.Carracco*, *G.Grasdalen*, *Astrophys. J.*, **173**, 197, 1972.
7. *R.Rasine*, *Astron. J.*, **73**, 233, 1968.
8. *V.S.Shevchenko*, *M.A.Grankin*, *M.A.Ibragimov*, *S.Yo.Melnikov*, *S.R.Yakubov*, *Astrophys. Space Sci.*, **202**, 121, 1993.
9. *V.S.Shevchenko*, *The Nature and Evolutionary Status Herbig Ae/Be Stars*, *ASP Conf.* **62**, 98, 1004.
10. *I.N.Chkhikvadze*, *Astron. Nachr.*, **315**, 253, 1994.
11. *I.N.Chkhikvadze*, *Bull. Georgian Academy Sci.*, **164**, 280, 2001.
12. *Я.Н.Чхиквадзе*, *Бюлл. Абастум. астрофиз. обсерв.*, **63**, 23, 1988.
13. *Я.Н.Чхиквадзе*, *Бюлл. Абастум. астрофиз. обсерв.*, **68**, 43, 1989.
14. *Я.Н.Чхиквадзе*, *Астрофизика*, **45**, 15, 2002.
15. *Я.Н.Чхиквадзе*, *Астрофизика*, **45**, 183, 2002.

16. Я.Н.Чхиквадзе, *Астрофизика*, **45**, 489, 2002.
17. Я.Н.Чхиквадзе, *Астрофизика*, **46**, 591, 2003.
18. Я.Н.Чхиквадзе, *Астрофизика*, **47**, 5, 2004.
19. *W.Herbst, V.S.Shevchenko*, *Astron. J.*, **118**, 1043, 1999.
20. *R.Davis, S.E.Strom, K.M.Strom*, *Astron. J.*, **88**, 1644, 1981.
21. *P.Corporan, A.A.Lagrange*, *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.*, **136**, 429, 1999.
22. *R.F.Sunford*, *Astrophys. J.*, **78**, 104, 1933.
23. *O.Swings, P.Struve*, *Astrophys. J.*, **98**, 91, 1043.
24. *В.С.Шевченко*, *Ае/Ве Звезды Хербига*, ФАН, Ташкент, 1989.
25. *T.Bohm, C.Catala*, *Astron. Astrophys.*, **301**, 155, 1995.
26. *S.L.A.Viera, N.C.S.Cunha*, *IBVS*, **4090**, 1, 1994.
27. *C.L.Imhoff*, *The Nature and Evolutionary Status of Herbig Ae/Be Stars*, *ASP Conf. Ser.*, **62**, 10, 1994.
28. *K.C.Cavarria*, *Astron. Astrophys.*, **148**, 317, 1985.
29. *M.R.Perez, C.A.Grady, P.S.Thé*, *Astron. Astrophys.*, **257**, 209, 1992.
30. *P.S.Thé, H.R.E.Tjin A Djie, C.Catala, F.Praderie, P.Felenbok*, "The Messenger", **41**, 8, 1985.
31. *C.Catala*, *Low Mass Star Formation and PMS Objects*. *ESO Conf. Workshop*, **33**, 471, 1990.
32. *T.Baade, J.Stahl*, *Astron. Astrophys.*, 209, 268, 1989.
33. *L.S.Cidale, A.E.Ringuelet*, *Astrophys. J.*, **411**, 874, 1993.

УДК: 524.31.082

СПЕКТРАЛЬНЫЕ НАБЛЮДЕНИЯ НОВОПОДОБНОЙ  
ЗВЕЗДЫ TT ARI

Н.Д.МЕЛИКЯН, А.А.КАРАПЕТЯН

Поступила 17 марта 2004

Принята к печати 7 июля 2004

В настоящей работе приводятся результаты спектральных наблюдений новоподобной звезды TT Ari, выполненных в Бюраканской обсерватории в сентябре 2001г. Полученные результаты в большинстве случаев хорошо согласуются с уже известными наблюдательными данными. Зарегистрированы некоторые интересные отличия от уже известных результатов, среди которых следует особенно отметить отсутствие эмиссионной линии H $\alpha$  и наличие очень слабого поглощения в этой же линии. Другое интересное зарегистрированное отличие - это отсутствие анти - P Cygni профиля линии H $\alpha$  и быстрые изменения P Cygni профиля в период наших наблюдений.

1. *Введение.* Звезда TT Ari принадлежит к широкому классу переменных типа U Gem (UG), часто называемых карликовыми новыми. Звезда показывает изменения блеска в пределах  $10^m.2-14^m.5$  в V лучах [1]. По характеру эти звезды разделяются на три подтипа: SS Cyg, SU UMa и Z Cam. В ОКПЗ звезда TT Ari отнесена к подтипу Z Cam(UGZ)[1]. Звезды этого подтипа, как и все звезды, принадлежащие к типу U Gem, показывают циклические вспышки, но иногда, в отличие от переменных подтипа UGSU(SU UMa), не возвращаются к первоначальному блеску. Амплитуды изменения блеска во время вспышек достигают до 5 звездных величин в V лучах. У звезд типа UGSU, помимо нормальных максимумов, наблюдаются также сверхмаксимумы, встречающиеся втрое реже. Следует отметить, что во время сверхмаксимумов на кривую блеска накладываются квазипериодические колебания (superhumps) с периодом, близким к орбитальному, и с амплитудами порядка  $0^m.2-0^m.3$ . Интересно, что такие квазипериодические колебания блеска наблюдались также и у звезды TT Ari.

Звезда TT Ari является одной из ярчайших новоподобных, катаклизмических звезд, изучение которой с точки зрения ее фотометрических и спектральных изменений остается очень интересным. Как и все звезды этого типа, она является, по крайней мере, двойной, со вторичным компонентом, являющимся белым карликом. Этим и объясняются зарегистрированные у звезды очень сложные кривые изменения блеска и изменения спектральных характеристик. Изменения звезды зарегистрированы в очень широком диапазоне - от нескольких секунд до нескольких лет [2]. Главный фотометрический период изменения блеска звезды TT Ari был определен

еще в шестидесятых годах -  $P = 0^d.1329 = 3.2$  часа [3], что немного короче спектрального периода -  $P_{orb} = 0^d.13755114 = 3.3$  часа [4]. В 1997г. главный фотометрический период изменения блеска был равным  $P = 0^d.14926$  [5]. Авторы [3] нашли квазипериодические изменения блеска с длиной цикла 14-20 минут. Позже было показано, что с 1961г. по 1985г. продолжительность цикла уменьшилась соответственно от 27 до 17 минут [6]. Период, равный 29 минутам, для квазипериодических осцилляций у звезды TT Aг1 был определен недавно [7].

Спектроскопические наблюдения звезды также приводят к интересным результатам. Хорошо прослеживаются спектральные линии H $\alpha$ , H $\beta$ , H $\gamma$ , H $\delta$ , He + Ca II, H $\xi$ , HeII 4686 Å, He I (4471 Å, 4922 Å, 5016 Å), а также эмиссионные линии C II, C III и N III, с высокими потенциалами возбуждения, наличие которых характерно для звезд типов O и B. Все эмиссионные линии серии Бальмера узкие, с крыльями  $V = 300$  км/с (ошибки измерения порядка 30 км/с), и, начиная с H $\beta$ , накладываются на очень широкие поглощения, с крыльями, простирающимися до  $\pm 2000$  км/с. В некоторых случаях смешиваются с линиями других элементов [8]. Предполагается, что такое поглощение происходит в оптически толстых слоях аккреционного диска и, по-видимому, получает дополнительное расширение под действием эффекта давления [8]. Одним из важных результатов, полученных при спектральных наблюдениях, является обнаружение корреляции интенсивностей линий водорода с излучением непрерывного спектра, что объясняется происхождением эмиссионных линий во внешних слоях атмосферы [7].

В настоящей работе приводятся результаты спектральных наблюдений звезды TT Aг1, выполненных в Бюраканской обсерватории.

**2. Наблюдения.** Спектральные наблюдения звезды TT Aг1 выполнены на 2.6-м телескопе Бюраканской обсерватории в сентябре 2001г. Получены 30 спектров с помощью приемной аппаратуры VуuFOSC. При наблюдениях была использована CCD-камера, со светопринимающим элементом фирмы "Thomson" размерами 1060 x 1028 pix и зеленая гризма, охватывающая спектральную область  $\lambda\lambda 4250 - 6650 \text{ Å}$ . Следует отметить, что нормальной обработке поддается спектральная область  $\lambda\lambda 4280 - 6600 \text{ Å}$ . Светопринимающая система аппаратуры установлена в первичном фокусе телескопа. Спектры получены с пятиминутными экспозициями. Интервал времени между отдельными экспозициями составляет 1-2 минуты. Качество изображения во время наших наблюдений не превышает 2 угловых секунд. Общая продолжительность наблюдений составляет 3 часа, в течение которых получены 17 спектров звезды 24 сентября и 13 спектров 26-го, соответственно. При обработке спектров в качестве стандартной звезды была использована звезда Gl 191 B2B ( $V = 11^m.8$  и  $B - V = -0^m.32$ ).

О методике наблюдений и использованной аппаратуре более подробно описано в [9,10].

3. *Результаты наблюдений.* При спектральных исследованиях звезды TT Aгі всегда уделялось особое внимание спектральным линиям H $\alpha$ , H $\beta$ , H $\gamma$ , NIII/СIII 4645 Å, HeI 6678 Å и HeII 4686 [7,8]. Линия HeI 6678 Å находится вне изучаемой нами спектральной области. Все остальные линии хорошо прослеживаются.

В табл.1 приводится список уверенно отождествленных спектральных линий. В соответствующих столбцах приводятся элемент спектральной линии, длина волны и потенциал возбуждения для образования данной линии. Эмиссионные линии в таблице отмечены звездочкой (\*). Следует заметить, что некоторые спектральные линии отождествлены только после суммирования достаточно большого количества спектров. Как видно из данных таблицы, для образования почти всех линий требуется очень высокая степень возбуждения, следовательно, линия поглощения NaI, по всей вероятности, имеет или межзвездный характер, или же образуется в очень высоких, холодных слоях атмосферы звезды.

В табл.2 приводятся: амплитуда изменения блеска звезды ( $\Delta m$ ) со среднеквадратическим отклонением, равным 0<sup>m</sup>.17, и результаты изме-

Таблица 1

СПИСОК ОТОЖДЕСТВЛЕННЫХ ЛИНИЙ

Элемент	Длина волны (Å)	Потенциал возбуждения, (эВ)
H $\gamma$	4340.47	13.05
NIII	4379.09	42.53
He I	4471.48	23.73
NIII*	4634.16	33.11
NIII*	4640.64	33.11
C III*	4647.42	32.18
C III*	4650.25	32.18
C III*	4651.47	32.18
HeII*	4685.38	51.0
HeII*	4685.71	51.0
HeII*	4685.92	51.0
H $\beta$	4861.33	12.74
H $\beta$ *	4861.33	12.74
HeI*	4921.93	23.72
He I*	5015.68	23.08
He I*	5875.62	23.07
He I*	5875.97	23.07
Na I	5889.95	2.11
Na I	5895.92	2.10
N II	6284.32	23.57
H $\alpha$ *	6562.85	12.09

Примечание: Звездочкой отмечены эмиссионные линии.

рения эквивалентных ширин эмиссионных линий  $H\alpha$ ,  $H\beta$ ,  $HeII$  4686 и  $NIII/СIII$  4645 Å, с соответственными среднеквадратическими отклонениями 0.54 Å, 0.30 Å, 0.13 Å и  $0^m.08$  Å. Отметим, что оценка амплитуд изменения блеска выполнена посредством интегрирования непрерывного спектра звезды в вышеуказанном диапазоне длин волн. Как хорошо видно из данных табл.1, во всех случаях, кроме  $NIII/СIII$  4645 Å, зарегистрированы изменения, превышающие значения  $3\sigma$ . Значение эквивалентной ширины  $NIII/СIII$  4645 Å за весь наблюдательный период остается практически постоянным.

На рис.1 приводятся два из полученных спектров звезды TT Agi. Разность во времени получения этих двух спектров составляет около 30 минут. Отметим, что разность в амплитудах интегрального блеска по

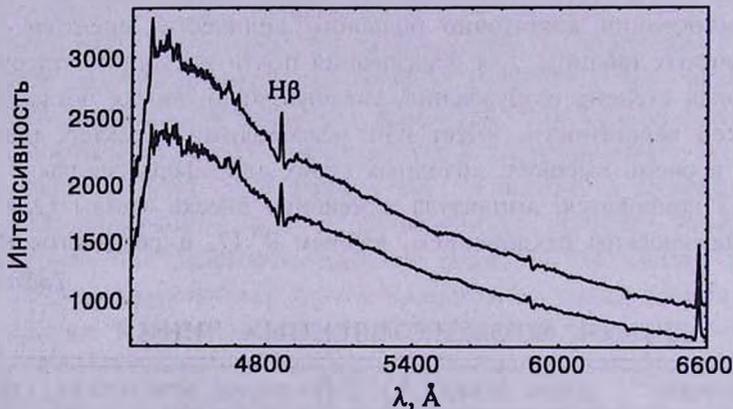


Рис.1. Два спектра звезды TT Agi. На спектрах выделяются эмиссионные линии  $H\alpha$ ,  $H\beta$ , серия линий  $NIII/СIII$ ,  $HeII$  4686 Å и  $HeI$  5876 Å. Как видно на рисунке, эмиссия в линии  $H\gamma$  отсутствует, а поглощение на этой длине волны узкое и слабое. Следует отметить, что при ранее полученных наблюдениях [7,8] эмиссия и поглощение в  $H\gamma$  имеют такой же вид, что и  $H\beta$  на рисунке.

этим двум спектрам, полученным практически в одинаковых условиях, составляет  $0^m.3$ . На спектре хорошо видно, что узкая эмиссионная линия  $H\beta$  накладывается на широкое поглощение. Крылья линии поглощения  $H\beta$  простираются до величины, равной  $\pm 2400$  км/с. Такая же картина со слабыми изменениями повторяется на всех полученных спектрах. На спектрах наблюдаются также слабые изменения глубины абсорбции с обеих сторон эмиссии. Интересно отметить, что следы эмиссионной линии  $H\gamma$  ни на одном из полученных спектров не замечаются, тогда как подробные спектральные исследования ранее показали почти одинаковые эквивалентные ширины эмиссии в  $H\beta$  и  $H\gamma$  [8]. Во время наших наблюдений зарегистрировано только слабое поглощение в линии  $H\gamma$ , что также противоречит ранее полученным результатам [7,8].

Детальный осмотр полученных спектров позволил обнаружить слабые

колебания поглощения в коротковолновой части эмиссионной линии H $\alpha$ . Изменение интенсивности этого слабого абсорбционного компонента происходит иногда в течение 10-15 минут. На 22 спектрах из 30 был виден слабый абсорбционный компонент с коротковолновой стороны эмиссионной линии H $\alpha$ . Суммирование данных всех 22 спектров позволило обнаружить 2 отдельных компонента поглощения, с соответствующими скоростями - 550 км/с и -1900 км/с (см. рис.2). Следы второго компонента ( $V = -1900$  км/с) на отдельных спектрах почти не замечаются, и только суммирование

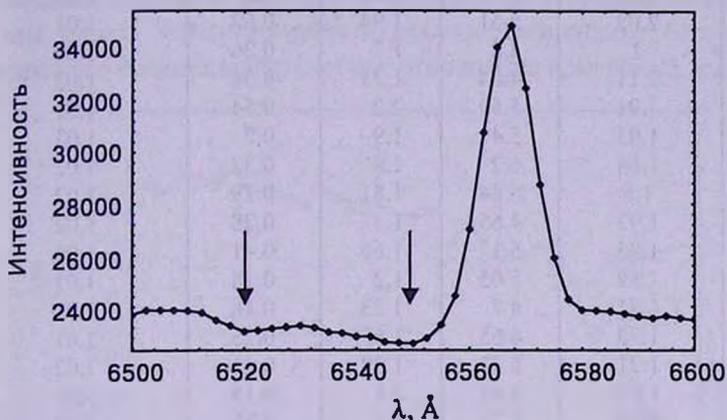


Рис.2. Линия H $\alpha$ , полученная в результате суммирования 22 спектров звезды TT Ari. Стрелками отмечены отдельные компоненты линии поглощения, указывающие на отдельные выбросы вещества. Следует отметить, что как на рис.2, так и на отдельных спектрах не замечаются следы анти-Р Cугнi профиля линии H $\alpha$ .

всех 22 спектров позволяет уверенно зафиксировать этот компонент. Следует отметить, что ни на одном спектре не видны следы абсорбции с красной стороны эмиссионной линии H $\alpha$ , как было отмечено Станишевым и др.

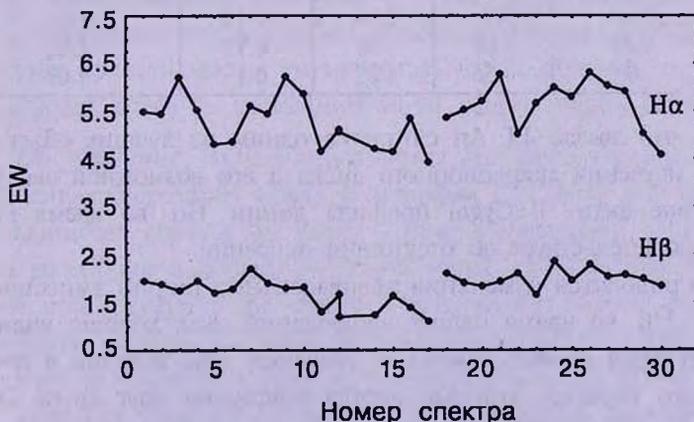


Рис.3. На рисунке показаны изменения эквивалентных ширин линий H $\alpha$  и H $\beta$ . По оси абсцисс отложены номера полученных спектров (см. табл.2), а по оси ординат - значения эквивалентных ширин этих линий.

ЭКВИВАЛЕНТНЫЕ ШИРИНЫ ЭМИССИОННЫХ ЛИНИЙ  
ЗВЕЗДЫ TT Aг1

JD2452+	Амплитуда ( $\Delta m$ )	$EW\ H\alpha$ ( $\text{\AA}$ )	$EW\ H\beta$ ( $\text{\AA}$ )	$EW\ 4686$ ( $\text{\AA}$ )	$EW\ \text{NIII}/\text{CIII}4645$ ( $\text{\AA}$ )
177.0131	1.99	5.48	1.95	0.31	1.02
177.0181	1.91	5.43	1.87	0.35	1.02
177.0229	2.08	6.19	1.75	0.2	1.02
177.0271	2.02	5.51	1.94	0.62	1.01
177.0312	2	4.8	1.7	0.26	1.02
177.0354	2.11	4.84	1.78	0.51	1.02
177.0396	1.91	5.59	2.2	0.54	1.01
177.0438	1.93	5.42	1.9	0.2	1.02
177.0479	1.84	6.2	1.8	0.32	1.02
177.0521	1.8	5.84	1.81	0.29	1.02
177.0562	1.93	4.65	1.3	0.28	1.02
177.0604	1.85	5.1	1.66	0.41	1.03
177.0646	1.82	5.05	1.2	0.18	1.02
177.0688	1.81	4.7	1.23	0.18	1.01
177.0729	1.73	4.63	1.63	0.25	1.01
177.0771	1.71	5.33	1.38	0.41	1.02
177.0819	1.75	4.41	1.1	0.15	1.01
179.9542	1.49	5.35	2.1	0.32	1.03
179.9563	1.63	5.51	1.9	0.1	1.01
179.9625	1.48	5.69	1.83	0.39	1.01
179.9666	1.34	6.25	1.93	0.5	1.02
179.9715	1.35	5	2.1	0.4	1.03
179.9757	1.46	5.65	1.64	0.27	1.02
179.9798	1.49	5.97	2.34	0.25	1.02
179.984	1.16	5.78	1.94	0.1	1.02
179.9882	0.66	6.29	2.27	0.23	1.01
179.9923	0.96	6.01	2.03	0.23	1.02
179.9965	0.66	5.9	2.06	0.15	1.01
180	0.02	5.01	1.97	0.13	1.03
180.0049	0	4.56	1.82	0.1	1.02

[8]. Отметим, что звезда TT Aг1 считается одним из лучших объектов с точки зрения изучения аккреционного диска и его возможной эволюции [7,8]. Отсутствие анти-Р Cугн1 профиля линии  $H\alpha$  во время наших наблюдений свидетельствует об отсутствии аккреции.

На рис.3 приводятся изменения эквивалентных ширин эмиссионных линий  $H\alpha$  и  $H\beta$  во время наших наблюдений. Как хорошо видно из рисунка, существуют слабые колебания значений этих величин в течение наблюдательного периода, которые иногда повторяют друг друга. Это и следовало ожидать, так как существует определенная корреляция между величинами  $EW\ H\alpha$  и  $EW\ H\beta$ . Отметим, что коэффициенты корреляции между величинами  $EW\ H\alpha$  -  $EW\ \text{HeII} 4686$  и  $EW\ H\beta$  -  $EW\ \text{HeII} 4686$

соответственно равны 0.017 и 0.031. Наши наблюдения недостаточны для исследования периодических изменений эквивалентных ширин линий  $H\alpha$  и  $H\beta$ , но, тем не менее, полученные данные дают основание подозревать, что, по-видимому, значения эквивалентных ширин показывают квазипериодические изменения с периодом порядка 30 минут. Отметим, что подробный анализ фотометрических наблюдений звезды позволил обнаружить нерегулярные и квазипериодические колебания блеска с периодами 14-20 минут [3], 27 минут [6], 29 минут [7] и 23.7 минуты [11].

На рис.4 показано изменение интегрального блеска звезды согласно данным табл.1. Зарегистрировано реальное изменение блеска. Следует отметить, что среднеквадратическое отклонение измерений интегрального

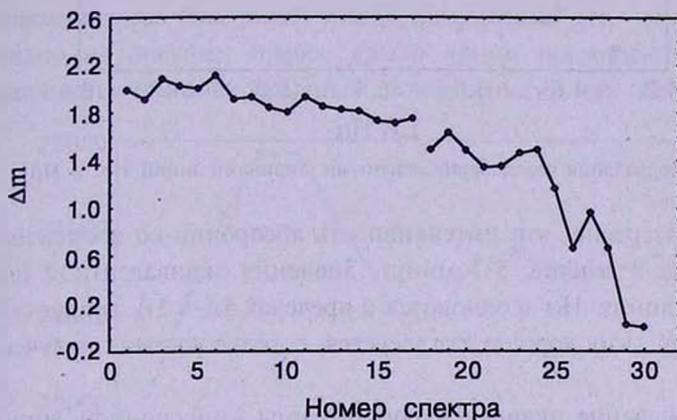


Рис.4. Изменения интегрального блеска звезды, оцененного по полученным спектрам в период наших наблюдений. По оси абсцисс отложены номера полученных спектров, а по оси ординат - амплитуды изменения блеска в звездных величинах.

блеска равно  $0^m.17$ , тогда как зарегистрировано изменение интегрального блеска, превышающее величину  $2^m$ . На фоне уменьшения яркости звезды замечаются также слабые колебания блеска. Приблизительно за трое суток яркость звезды уменьшилась на  $2^m$ . Причем, на  $1^m.5$  яркость звезды упала всего за последние 30-40 минут наших наблюдений.

**4. Обсуждение.** Эмиссионная линия  $H\alpha$  очень сильная, и существует определенная корреляция между величинами  $EW H\alpha$  и  $EW H\beta$  (см. рис.5). В большинстве случаев во время наших наблюдений зарегистрирована слабая абсорбция с коротковолновой части эмиссионной линии. Выявленные при обработке 22 спектров широкие и слабые абсорбционные компоненты указаны на рис.2. Второй компонент ( $V = -1900$  км/с) можно было отчетливо выявить только на суммарном спектре. Эти два компонента из-за широких крыльев сливаются, и мы смогли уверенно вычислить только их суммарную эквивалентную ширину ( $EW H\alpha_{(1+2)} = 0.41 \text{ \AA}$ ). Ширина компонентов почти одинакова и оценивается приблизительно

$\pm 450 - 500$  км/с. Образование в спектрах звезд Р Суг профиля объясняется истечением вещества и, следовательно, существование двух абсорбционных компонентов, вероятно, можно объяснить выбросами материи отдельными

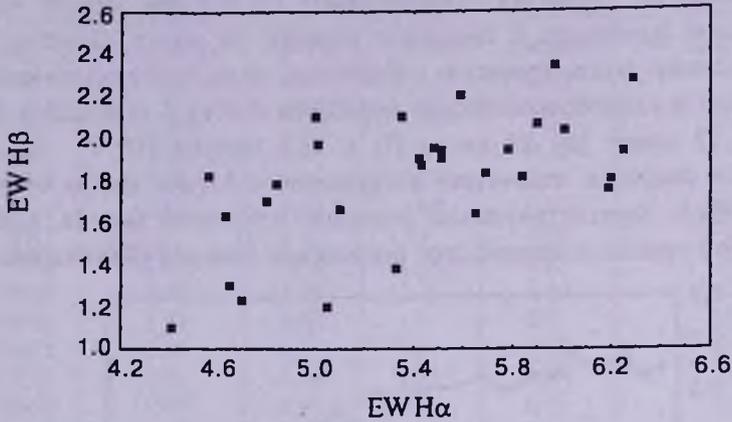


Рис.5. Корреляция между эквивалентными ширинами линий  $H\alpha$  и  $H\beta$ .

порциями. Интересно, что интенсивность абсорбции со временем изменяется, иногда в течение 5-7 минут. Значения эквивалентной ширины эмиссионной линии  $H\alpha$  изменяются в пределах  $4.5-6.3 \text{ \AA}$  вокруг среднего значения  $5.4 \text{ \AA}$ , что хорошо согласуется с результатами, полученными ранее [8].

Среднее значение эквивалентной ширины эмиссионной линии  $H\beta$  ( $EW H\beta = 1.8 \text{ \AA}$ ) также хорошо согласуется с ранее полученными значениями [8]. Значения эквивалентной ширины линии показывают реальные изменения в период наших наблюдений в пределах  $1.1-2.3 \text{ \AA}$  ( $\sigma = 0.3 \text{ \AA}$ ).

В табл.3 для сравнения приводятся средние значения эквивалентных ширин некоторых эмиссионных линий. Как видно из данных таблицы, средние значения эмиссионных линий, измеренных в разные эпохи, не сильно отличаются друг от друга.

Таблица 3

### СРЕДНИЕ ЗНАЧЕНИЯ ЭКВИВАЛЕНТНЫХ ШИРИН ЭМИССИОННЫХ ЛИНИЙ В РАЗНЫЕ ЭПОХИ

Спектральная линия	Среднее значение $EW$ ( $\text{\AA}$ )	Среднее значение $EW$ ( $\text{\AA}$ )	Среднее значение $EW$ ( $\text{\AA}$ )
$H\alpha$	08-09. 2000 [8] 5.46	11.2000-01.2001 [8] 5.90	09.2001 наст. работа 5.4
$H\beta$	2.05	1.85	1.8
$H\gamma$	1.51		0
He 4686		0.52	0.29
NIII/СIII4645		0.83	1.02

Ранее полученные наблюдения показывают, что эмиссионная линия  $H\gamma$ , а также все линии Бальмеровской серии, начиная с  $H\beta$ , узкие и накладываются на широкие абсорбции, крылья которых часто простираются до величины  $\pm 2000$  км/с [7,8]. Среднее значение эквивалентной ширины эмиссионной линии  $EW H\gamma = 0.51 \text{ \AA}$  [7,8]. Результаты наших спектральных наблюдений, в основном, хорошо согласуются с ранее полученными. Отличие заключается в том, что на полученных нами спектрах эмиссия в  $H\gamma$  отсутствует, а поглощение на всех спектрах слабое и узкое и его можно увидеть только после детальной обработки спектров. Эквивалентные ширины этой линии поглощения на одном полученном спектре трудно определить, так как их значения сравнимы с ошибками измерения. На суммарном спектре (см. рис.6) линия поглощения  $H\gamma$  четко выделяется. Как видно на рисунке, правое крыло линии поглощения  $H\gamma$  сильно деформировано или непрерывным поглощением, или же поглощением

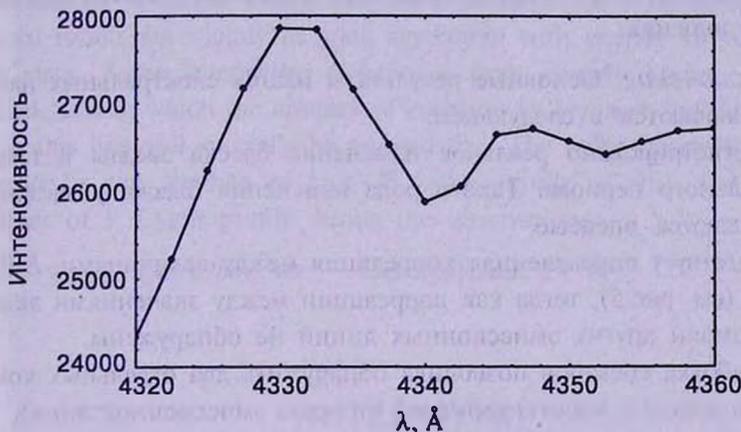


Рис.6. Линия поглощения  $H\gamma$ , полученная на основе суммирования 10 спектров звезды TT Ari.

отдельных элементов. Согласно ранее полученным данным, значения эквивалентных ширин линий поглощения  $H\beta$  и  $H\gamma$  одинаковы и равны  $2.75 \text{ \AA}$  [8]. Зарегистрированные значения эквивалентных ширин эмиссионных линий  $H\beta$  и  $H\gamma$  также близки [7,8]. Отсутствие во время наших наблюдений эмиссионной линии  $H\gamma$  и наличие очень слабой абсорбции в этой же линии трудно объяснить. По всей вероятности, в течение времени происходят сильные изменения физических условий в атмосфере звезды, что и приводит к наблюдаемому явлению.

Отметим, что суммирование спектров позволяет обнаружить достаточно слабые линии гелия в поглощении ( $\text{He I } 4471 \text{ \AA}$ ) и в эмиссии ( $\text{He I } 4922 \text{ \AA}$  и  $\text{He I } 5016 \text{ \AA}$ ). Эмиссия в линиях  $\text{He II } 4686 \text{ \AA}$  и  $\text{He I } 5876 \text{ \AA}$  достаточно сильная и поддается измерению на каждом отдельном спектре звезды. В

спектрах звезд типа О линия He II 4686 Å часто достаточно яркая и, как правило, сопровождается яркими линиями N III 4634 Å и N III 4640 Å с потенциалом возбуждения 33.11 эВ. Как во время наших наблюдений, так и в ранее полученных спектрах [7,8], линии N III появляются совместно с триплетом C III (см. табл.1) у длины волны  $\lambda 4650 \text{ Å}$ . Известно, что триплет C III в излучении появляется в спектрах газовых туманностей, в спектрах звезд Вольфа-Райе и в спектрах некоторых аномальных объектов. Появление триплета C III в спектрах звезд свидетельствует о чрезвычайно высоком возбуждении в атмосфере. На суммарном спектре звезды TT A $\gamma$  зарегистрировано также слабое поглощение в линии N III 4379.09 Å, с потенциалом возбуждения 42.53 эВ. Наличие этой линии характерно для спектров горячих звезд типов О и В и достигает наибольшей интенсивности у звезд O9.

Интересны также зарегистрированные быстрые изменения блеска звезды, эквивалентных ширин эмиссионных линий и интенсивностей линий поглощения.

5. *Заключение.* Основные результаты наших спектральных наблюдений заключаются в следующем:

а. Зарегистрировано реальное изменение блеска звезды в течение наблюдательного периода. Такого рода изменения блеска у звезды TT A $\gamma$  наблюдаются впервые.

б. Существует определенная корреляция между величинами  $EW \text{ H}\alpha$  и  $EW \text{ H}\beta$  (см. рис.5), тогда как корреляции между значениями эквивалентных ширин других эмиссионных линий не обнаружены.

в. Обработка спектров позволила обнаружить два отдельных компонента поглощения с коротковолновой стороны эмиссионной линии  $\text{H}\alpha$ . Одновременно наши наблюдения свидетельствуют об отсутствии анти-Р Cugni профиля.

г. Ранние спектральные наблюдения показывают почти одинаковые интенсивности эмиссии и поглощения в линиях  $\text{H}\beta$  и  $\text{H}\gamma$  [7,8]. Отсутствие эмиссионной линии  $\text{H}\gamma$  и наличие слабого и узкого поглощения в этой линии во время наших наблюдений свидетельствуют о сильных изменениях физических условий в атмосфере звезды.

Несмотря на многосторонние и интенсивные исследования звезды TT A $\gamma$ , особенно за последние годы, многие из полученных результатов остаются непонятными. По-видимому, необходимо вместе со спектральными наблюдениями проводить одновременно и многоцветную фотометрию с высоким временным разрешением, а также поляриметрические наблюдения синхронно с фотометрическими. С точки зрения разности результатов в появлении и исчезновении анти-Р Cugni профиля в наших и других наблюдениях [7,8], считаем весьма важным проведение в дальнейшем

спектральных наблюдений с очень высоким спектральным и временным разрешением.

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

## SPECTRAL OBSERVATIONS OF NOVALIKE STAR TT ARI

N.D.MELIKIAN, A.A.KARAPETIAN

In this paper the results of spectral observations of novalike star TT Ari, carried out in Byurakan Observatory in September 2001, are presented. The obtained results are mainly in good agreement with already known observational data. Some interesting differences from already known results are detected, among which the absence of emission in H $\gamma$  and very faint absorption in this line will specially be pointed out. The other interesting detected difference is the absence of anti-P Cygni profile of H $\alpha$  and the rapid variations of P Cygni profile during the observations.

Key words: (*stars:*)novalike - *stars: individual: TT Ari*

## ЛИТЕРАТУРА

1. П.Н.Холопов, Н.Н.Самусь, В.П.Горанский и др., Общий каталог переменных звезд, ред. П.Н.Холопов, Наука, М., 1987.
2. I.L.Andronov, K.Arai, L.L.Chinarova et al., Astron. J., **117**, 574, 1999.
3. J.Smak, K.Stepien, in: "Non-periodic Phenomena in Variable Stars", ed. L.Detre, Academy Press, Budapest, 1969, p.35.
4. J.R.Thorstensen, J.Smak, F.V.Hessman, Publ. Astron. Soc. Pacif., **97**, 437, 1985.
5. D.R.Skillman, D.Harvey, J.Patterson et al., Astrophys. J., **503**, L67, 1998.
6. L.Semeniuk, A.Schwarzenberg-Czerny et al., Astrophys. J. Suppl. Ser., **130**, 167, 1987.
7. Xiaoran Wu, Zongyum Li, Yuerong Ding, Astrophys. J., **569**, 418, 2002.
8. V.Stanishev, Z.Kraichewa, V.Genkov, Astron. Astrophys., **379**, 185, 2001.
9. T.A.Movsessian, J.-L.Gach, F.Zhamkochian, J.Boulesteix, "JENAM-2000" May 29-June 3, Abstracts, Moscow, 2000, p.179.
10. Н.Д.Меликян, А.А.Карапетян, Астрофизика, **44**, 265, 2001.
11. J.Tremko, I.L.Andronov et. al., Astron. Astrophys., **312**, 121, 1996.

УДК: 524.358

## О ФОРМИРОВАНИИ ПРОТЯЖЕННЫХ ОБОЛОЧЕК ЗВЕЗД ТИПА ВОЛЬФА-РАЙЕ

В.Г.ГОРБАЦКИЙ

Поступила 10 мая 2004

Некоторые особенности оболочек звезд типа WR до настоящего времени не получили объяснения на основе стандартной теории звездного ветра. Одной из таких особенностей является присутствие в оболочках газовых конденсаций ("клямпов"). В статье рассмотрены возможные причины образования клямпов и их роль в структуре оболочек. Клямпы могут образовываться в переходной от звезды к оболочке зоне вследствие неустойчивости газа в ней. Эта зона располагается гораздо глубже, чем "оптический радиус" звезды, и поэтому недоступна для наблюдений. Клямп, движущийся под действием давления излучения звезды, расширяется, а плотность его в то же время уменьшается. Если масса клямпа мала, он смешивается с окружающим газом. Большие клямпы достигают видимой области оболочки.

1. *Введение.* Звезды большой светимости, относящиеся к типу Вольфа-Райе (WR) - сейчас их известно более 200 - благодаря необычности своих спектров являются предметом многих исследований, как наблюдательных, так и теоретических. В эмиссионных спектрах этих звезд доминируют очень широкие - в десятки Å - линии He, C, N, O и других элементов, тогда как линии водорода крайне слабые. Спектр образуется в протяженных оболочках звезд и, как следует из большой ширины линий, эти оболочки расширяются с огромной скоростью, достигающей  $(2 + 3) \cdot 10^3$  км/с. Таким образом, звезда теряет вещество и темп потери массы  $\dot{M}_* \approx 10^{-5} \dot{M}_\odot / \text{год}$ . Очевидно, что звезды могут находиться в стадии WR лишь очень малое время - несколько миллионов лет. Поскольку звезды типа WR находятся на стадии быстрых изменений, их изучение представляет значительный интерес для теории звездной эволюции. Совершенствование методов наблюдений в последние десятилетия, в частности, расширение доступного для наблюдений диапазона длин волн, позволило получить много новых данных о свойствах звезд типа WR и их оболочках. Это стимулировало разработку моделей протяженных оболочек, причем за основу обычно принималась стандартная теория звездного ветра.

Детальное исследование оболочек встречается со значительными сложностями, так как они являются неоднородными, а их спектры - переменными. Наблюдаются быстрые изменения эмиссионных линий, выражающиеся в появлении на них "пиков" различной интенсивности,

перемещающихся по длине волны ("Line Profiles Variations", LPV). Попытки определить причины изменений спектра и наличия неоднородностей в оболочках ("конденсаций") путем моделирования структуры оболочек при различных предположениях не привели к успеху. Расчеты относились главным образом к особенностям свечения и кинематики оболочек, а динамика явлений, связанных с движением газовых масс, почти не исследовалась.

В данной статье предлагается динамическая модель формирования структуры оболочек для звезд подтипа WRN, в оболочках которых преобладает гелий.

2. *Некоторые физические характеристики звезд WRN и их оболочек.* Определение параметров звезд типа WRN производилось рядом авторов не только на основе изучения спектров одиночных звезд, но и по наблюдениям звезд этого типа, входящих в тесные двойные системы. Основные характеристики звезд ниже будут использованы для предлагаемой модели структуры их оболочек:

Массы	$\mathcal{M}_* \approx (3 + 10)\mathcal{M}_\odot$
Светимости	$L_{bol} \approx 10^{38} + 10^{39}$ эрг/с
Температуры	$T_{eff} \approx (0.5 + 1) \cdot 10^5$ К.

За величину радиуса звезды WR обычно принимается расстояние  $R_*$  от центра до уровня, определяемого условием  $\bar{\tau} = 1$ , где  $\bar{\tau}$  - оптическая глубина в оболочке, обусловленная рассеянием излучения на свободных электронах. Более или менее уверенно значения  $R_*$  оценены лишь для тех звезд, у которых наблюдаются затмения [1]: для четырех звезд

$$R_* \approx (3 + 10)R_\odot.$$

Предполагается - без достаточных оснований - что  $R_*$  ("радиус ядра звезды") определяет и нижнюю границу протяженной оболочки.

Полная концентрация атомов He на уровне  $R_*$  для звезды, входящей в систему V444 Cyg,

$$n_{He}(R_*) \approx 10^{13} \text{ см}^{-3}$$

и, по-видимому, для других звезд  $n_{He}(R_*)$  того же порядка.

Получаемое на основе приведенных данных значение  $\mathcal{M}_* \approx 10^{-5} \mathcal{M}_\odot/\text{год}$  подтверждается определениями изменения периода системы, содержащей звезду.

По измерениям ширины эмиссионных линий в спектрах звезд было установлено, что составляющий оболочку газ движется с ускорением. Радиальную скорость движения  $u(r)$  при  $R_* < r < \infty$  часто аппроксимируют выражением:

$$u(r) = u_\infty + (u_* - u_\infty) \left(1 - \frac{R_*}{r}\right)^\beta, \quad (1)$$

где  $r$  - расстояние от центра звезды,  $v_* = v(R_*)$  и  $\beta$  - параметр. Многие наблюдения показывают, что  $1/2 \leq \beta \leq 1$ , но в некоторых случаях  $\beta > 1$ . В дальнейшем будем принимать  $\beta = 1$ .

В "стандартной" модели расширяющаяся оболочка считается сферически-симметричной, плотность  $\rho(r)$  - зависящей только от радиуса, а движение газа - стационарным [2]. Однако последующие наблюдения показали, что эти условия не выполняются (см., например, [3]). Еще ранее появились данные о том, что в потоке должны быть сгущения газа ("облака") [4,5]. Наиболее убедительные свидетельства существования неоднородностей в оболочках были получены из наблюдений быстрой переменности структуры спектральных линий (LPV) [6]. Появление на вершинах многих эмиссионных линий "пичков" интерпретируется как наложение излучения имеющихся в оболочке газовых клампов ("clumps") на усредненное излучение газа, исходящее от оболочки, предполагаемой однородной. Смещение "пичков" по профилю линии к ее центру указывает на перемещение клампов в движущейся среде.

Ни размеры клампов  $R_{cl}$ , ни их количество прямыми наблюдениями пока определить не удастся, но по косвенным оценкам для некоторых из них  $R_{cl} = (10^{-3} + 10^{-2})R_*$ . По своей ширине "пички" иногда достигают  $8\text{\AA}$ . Столь большая величина указывает на возможное наличие в клампах субструктур, движущихся с различными скоростями, поскольку тепловыми движениями обеспечить наблюдаемую большую дисперсию скоростей в отдельном облаке невозможно [7].

В проводившихся в последнее время различными авторами расчетах свечения оболочек в линиях и их кинематики учитывалось наличие клампов и покровный эффект. В некоторых работах вводился фактор заполнения пространства, заполняемого оболочкой, "облаками". Наилучшее согласие с наблюдениями получается при  $f \approx 0.1$ .

3. *"Переход" от "ядра" звезды к расширяющейся оболочке.*  
 Величиной  $R_*$  определяют нижнюю границу всей оболочки, но по существу это может относиться лишь к наблюдаемой области. Значение  $R_*$  зависит от возможности наблюдений в определенных диапазонах и не связано с динамикой оболочки как целого. Поскольку при  $r \geq R_*$  газ движется с ускорением и  $v(R_*) > 0$ , то должна существовать ненаблюдаемая часть оболочки. В невидимой области, при  $r < R_*$  (по крайней мере, достаточно близко к  $r = R_*$ ), динамика, определяющая характер движения газа и не зависящая от значения  $\tau$ , не должна меняться. Поэтому, предполагая, что при  $r < R_*$  зависимость  $v(r)$  имеет форму, выражаемую соотношением (1), можно оценить протяженность невидимой области оболочки - и, тем самым, положение ее нижней границы - а также изменение плотности газа в ней. Для простоты в (1)

принимается, что  $\beta = 1$ . Предварительно рассмотрим, какие динамические факторы должны определять движение газа в оболочке.

Согласно давно предложенной модели (например, [8]), расширение оболочек звезд типа WR обусловлено действием давления излучения. Вместе с тем, на движение газа влияют и другие факторы - силы гравитации и градиент газового давления (включая, возможно, и турбулентное давление). Если эти факторы взаимно не уравниваются, то есть имеет место неравенство

$$F_{\text{грав}} < F_{\text{газ.д}} + F_{\text{луч.д}}, \quad (2)$$

и газ должен двигаться в радиальном направлении от центра звезды, образуя расширяющуюся оболочку. Радиус звезды  $\bar{R}$  - или, что то же самое, нижней границы оболочки - определяется условием:

$$F_{\text{грав}} = F_{\text{газ.д}} + F_{\text{луч.д}}. \quad (3)$$

Для расчетов структуры звезды при  $r < \bar{R}$  должны использоваться обычные уравнения теории внутреннего строения звезд.

Близкая к  $\bar{R}$  область, в которой формируется поток движущегося газа, требует особого рассмотрения - конкретизации механизма, определяющего причины перехода среды от предполагаемой неподвижности к движению. Этот вопрос обсуждается в следующем разделе.

Изучавший одним из первых динамику оболочек звезд типа WR И.Н.Минин (см. монографию [9]) нашел, что в звезде, состоящей только из гелия, при  $M_* = 10 M_{\odot}$ ,  $T_{\text{эф}} = 10^5$  К действие давления излучения на ионы  $\text{He}^+$  за пределами основной серии достаточно эффективно для того, чтобы газ в расширяющейся оболочке звезды двигался с ускорением, достигая скорости порядка  $10^8$  см/с. При этих расчетах предполагалось, что в передаче импульса газу действуют только фотоны прямого излучения при своем однократном взаимодействии с ионами  $\text{He}^+$ . Действие на газ диффузного излучения, как и градиента газового давления, не учитывалось. В современных расчетах свечения оболочек звезд типа WR и их кинематики используются гораздо более полные наблюдательные данные об их структуре и спектрах, принимаются во внимание покровный эффект и неоднородность оболочек. Тем не менее, оказывается, что в результате таких расчетов получаемая общая картина расширения оболочки и оценки скорости потери массы звездой не сильно отличаются от приводимых в [9].

При использовании соотношений (1) и (2) примем, что во всей оболочке  $F_{\text{газ.д}} \ll F_{\text{луч.д}}$ , то есть движение газа в ней происходит главным образом за счет передачи ему импульса от фотонов. Так как по предположению скорость газа в ней при  $r < R_*$  уменьшается, то на некотором расстоянии от центра звезды  $\bar{R} + \epsilon$  величина  $v(\bar{R} + \epsilon)$  становится

близкой к тепловой скорости газа  $\bar{c}$ . При  $r \leq \bar{R} + \epsilon$  уже нельзя пренебрегать газовым давлением, относительная роль которого должна возрастать с уменьшением  $r$ . Поэтому естественно оценивать положение нижней границы оболочки как соответствующее уровню  $\bar{R} + \epsilon$ . Понятие "границы" в данном случае условно, на самом деле нужно говорить о граничащем с "ядром" звезды слое. При  $\bar{R} < r < \bar{R} + \epsilon$  должно выполняться условие (3).

Из (1) получается соотношение:

$$\frac{\bar{R}}{\bar{R} + \epsilon} = 1 - b + \frac{1}{a-1}, \quad (4)$$

где величины  $a = v(\infty)/v(R_*)$ ,  $b = \bar{c}/v(R_*)$  оцениваются по данным наблюдений.

В предположении о постоянстве величины  $\mathfrak{M}_*$

$$\mathfrak{M}_* = 4\pi n_{\text{He}} r^2 v(r) = \text{const}$$

полная концентрация атомов гелия при  $r = \bar{R} + \epsilon$  равна

$$n(\bar{R} + \epsilon) = n(R_*) \left( \frac{1}{b} + \frac{1}{b(a-1)} - 1 \right). \quad (5)$$

Значение  $b$  зависит от температуры газа. На уровне  $\bar{R} + \epsilon$  при учете покровного эффекта  $T(\bar{R} + \epsilon) \approx (2 + 3) \cdot 10^5 \text{ K}$  и, соответственно,  $b \approx 0.05$ . Из наблюдений звезд типа WR [1] следует

$$a = 3 + 5; \quad v(R_*) \approx 4 \cdot 10^7 \text{ см/с.}$$

Таким образом, для граничащей с "ядром" звезды области

$$\begin{aligned} \bar{R} + \epsilon &\approx (0.7 + 0.8) R_*, \\ n(\bar{R} + \epsilon) &\approx (10 + 20) n(R_*). \end{aligned} \quad (6)$$

Из этих оценок следует, что толщина "невидимого" слоя оболочки может составлять 20% + 30% "оптического радиуса" звезды  $R_*$ , что превышает  $R_\odot$ . Градиенты  $dT/dr$  и  $dp/dr$  в интервале  $\bar{R} + \epsilon < r < R_*$  малы относительно значений, которых можно ожидать при  $r \leq \bar{R}$  - в звезде "обычной" структуры. Поэтому в сравнительно тонком слое  $\bar{R} \leq r \leq \bar{R} + \epsilon$  ("переходном") газ подвержен неустойчивостям различного вида, которые могут привести к неоднородности среды.

#### 4. Образование неоднородности структуры оболочки звезды.

Особенности свечения оболочек звезд WR и, в частности, вызванная их неоднородностью - присутствием конденсаций ("облаков") - переменность профилей линий, исследовались в ряде работ. Однако относительно механизма образования "облаков" и их свойств в недавней (2002г.) работе [10] отмечено: "Фундаментальные физические и динамические свойства тех структур ветра, которые приводят к LPV, остаются невыясненными".

Неоднократно делавшиеся предположения о том, какие факторы приводят к неоднородности оболочки и образованию клампов, имеют декларативный характер. Например, таковы ссылки на сверхзвуковую турбулентность, как на причину неоднородности, поскольку теории сверхзвуковой турбулентности в газе до сих пор нет. Отсутствуют также расчеты, которые могли бы показать, что формирование крупномасштабных клампов происходит под действием ударных волн.

Для образования крупномасштабных неоднородностей в оболочке требуется длительное и одновременное повышение в ней внешнего давления на большой поверхности. Вряд ли это возможно в квазистационарном газовом потоке без привлечения каких-то дополнительных "экзотических" механизмов. Кроме того, поскольку волна уплотнения в газе должна распространяться со звуковой скоростью, то для формирования таким путем клампов размерами  $10^9 + 10^{10}$  см потребовалось бы большое время, сравнимое с продолжительностью движения газа до периферийных слоев оболочки. Таким образом, предположение об образовании клампов в результате каких-то процессов в наблюдаемой области оболочки - при  $r > R_*$  - представляются неправдоподобными и не соответствующими данным наблюдений.

Существование неоднородностей в газовом потоке является следствием неустойчивости течения. Поскольку вблизи поверхности звезды состояние газовой среды неустойчивое, то именно там - в ненаблюдаемой непосредственно области - возможно образование клампов. В качестве одного из возможных механизмов образования клампов укажем на действие исследованной в работе [11] неустойчивости движения "пакета" газа в гравитационном поле. На движение пакета влияют, помимо силы плавучести, и возможные отклонения среды от теплового равновесия. Найденное в [11] достаточное условие неустойчивости движения записывается в следующем виде:

$$4c_p^2 \left[ \left( \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial T} \right)_p \right]^2 > \frac{g}{T} \Delta \nabla T. \quad (7)$$

Здесь  $\mathcal{L} = \mathcal{L}^- - \mathcal{L}^+$  - разность между количеством тепловой энергии, теряемой единичным объемом газа за единицу времени и поступающей в него,  $\Delta \nabla T$  - сверхадиабатический градиент,  $c_p$  - удельная теплоемкость среды. Если в результате возмущения пакет начинает двигаться в поле тяготения  $g \neq 0$  со скоростью  $v_z$  под действием силы плавучести и при отсутствии теплового равновесия -  $\mathcal{L} \neq 0$ , то при условии (7) скорость  $v_z$  должна монотонно возрастать. Таким образом, действия конвективной неустойчивости и тепловой неустойчивости связаны между собой. Возникновение неустойчивости одного из этих видов может вызвать и

действие неустойчивости другого вида - "конвективно-тепловой" неустойчивости. Заметим, что тепловая неустойчивость сама по себе может приводить к неоднородности среды - образованию в ней конденсаций.

Без достаточно полных расчетов динамики газа в "переходной" области нельзя утверждать, что в результате неустойчивости именно такого вида образуются клампы. Но представляет интерес, приняв эту модель, рассмотреть ее возможные следствия.

Образовавшийся вследствие возмущения кламп, двигаясь ускоренно в радиальном направлении, попадает в ту область, где давление излучения превосходит силу гравитации. Тогда его следует относить к расширяющейся оболочке. Обычно принимается, что внешняя область оболочки - при  $R_c < r$  - состоит из более или менее однородного газа с вкраплениями в него конденсаций. Можно полагать, что и при  $r < R_c$  структура оболочки такая же. Однако характер конденсаций (клампов) и доля вещества, содержащегося в них, могут быть иными, чем в видимой области оболочки. Это связано с эволюцией клампов при их движении. Поскольку давление внутри клампа выше, чем в окружающей среде, он расширяется (при этом охлаждаясь), и некоторая доля содержащегося в нем газа должна переходить в окружающую среду, смешиваясь с ней. Эффективность процесса расширения клампов оценивается в следующем разделе.

5. *Эволюция конденсаций в расширяющейся оболочке.* "Судьба" клампа, попавшего в оболочку звезды, зависит от его начальных размеров, плотности и скорости расширения, определяемой внутренней температурой. Начальная плотность вещества  $\rho_0$  в клампах, как и давление в нем, неизвестны. В качестве простейшей модели рассмотрим газовый шар, характеризующийся в начальный момент параметрами  $\rho_0$ ,  $T_0$  и  $R_{cl}^{(0)}$ . Предполагаем также, что давление в нем  $p_2$  значительно превышает давление в окружающей среде  $p_1$ , и поэтому расширение газа, по крайней мере в первое время, рассматривается как происходящее в вакууме. Теория этого процесса достаточно хорошо разработана (см., например, [12]).

Рассмотрим движение клампа, образовавшегося на уровне  $\bar{R} + \epsilon$ . Начальные условия: при  $t=0$  радиус клампа  $R_{cl} = R_{cl}^{(0)}$ , средняя плотность  $\bar{\rho} = \alpha_0 \cdot \rho(\bar{R} + \epsilon)$ ,  $\alpha_0 \gg 1$ , звуковая скорость в клампе  $c = c_0$ . Условие "выживания" клампа:  $r = R_*$ ,  $\bar{\rho} = \alpha_1 \cdot \rho(R_*)$ ,  $\alpha_1 > 1$ , скорость движения при  $r < R_*$  соответствует (1).

Если  $t \gg R_{cl}^{(0)}/c_0$ , то для определения изменения радиуса можно использовать асимптотическое приближение

$$R_{cl}(t) = 3c_0t. \quad (8)$$

Время, за которое кламп проходит путь от уровня  $r = \bar{R} + \epsilon$  до  $r = R_*$ ,

равно:

$$\Delta t = \frac{R_* - (\bar{R} + \varepsilon)}{\bar{v}}, \quad (9)$$

где  $\bar{v}$  - среднее значения его скорости.

Поскольку по условию  $\rho \propto n_{\text{He}}$ , то имеет место соотношение:

$$\frac{\bar{\rho}(\Delta t)}{\rho_0} = \frac{n(R_*)}{n(\bar{R} + \varepsilon)} \frac{\alpha_1}{\alpha_0} \equiv q \frac{\alpha_1}{\alpha_0} \quad (10)$$

и, вместе с тем, в предположении постоянства массы клампа  $\mathfrak{M}_0$  и при учете (8) и (9)

$$\frac{\bar{\rho}(\Delta t)}{\rho_0} = \left[ \frac{R_{cl}^{(0)}}{3c_0(R_* - (\bar{R} + \varepsilon))} \right]^3. \quad (11)$$

Из (10) и (11) получается выражение

$$\alpha_1 = \alpha_0 q \left[ \frac{\bar{v}}{3c_0(R_* - (\bar{R} + \varepsilon))} \right]^3 [R_{cl}^{(0)}]^3, \quad (12)$$

содержащее два неизвестных параметра  $R_{cl}^{(0)}$  и  $\alpha_0$ . Оценочные значения для остальных параметров известны из наблюдений и по соотношениям (4) и (6).

При  $q = 10^{-1}$ ,  $\bar{v} = 2 \cdot 10^7$  см/с,  $c_0 = (2 + 3) \cdot 10^6$  см/с,  $R_* - (\bar{R} + \varepsilon) = (0.5 + 1) \cdot 10^{11}$  см. Из (12) находится "условие выживания" клампа:

$$R_{cl}^{(0)} \alpha_0^{1/3} \geq (0.3 + 1) \cdot 10^{10} \text{ см}.$$

Таким образом, только большие ( $R_{cl}^{(0)} \geq 10^9$  см) и плотные ( $\alpha_0 \geq 100$ ) клампы могут попасть в наблюдаемую часть оболочки. Небольшие же конденсации "рассасываются" в оболочке и из них должна состоять, по крайней мере, частично, рассматриваемая как однородная газовая среда. Нельзя исключить, что в виде клампов из звезды, на уровне, пограничном с ядром, выбрасывается преобладающая доля теряемого ею вещества. Установить, происходит ли выброс таким образом или нет, можно лишь на основе детальных наблюдений оболочек.

НИАИ ин. В.В.Соболева Санкт-Петербургского государственного университета, Россия, e-mail: vigor@astro.spbu.ru

ON FORMATION OF THE WR TYPE STARS  
EXPANDING ENVELOPES

V.G.GORBATSKY

Some features of the WR stars envelopes for the present time could not be explained by means of standard stellar wind theory. One of such peculiarities is the presence in the envelope of gaseous condensations ("clumps"). The possible causes of clumps formation and their role in the envelope structure are considered in the paper. The clumps may be formed in transitional zone from star to envelope due to instabilities of gas. This zone is located more deeply than so-called "optical radius" of a star and therefore can not be observed. The clump moving in the envelope due to the star radiation pressure at the same time expands and its density diminishes. The clump having small mass may be mixed with surrounding gas. More big clumps reach the visible part of envelope.

Key words: *stars : Wolf-Rayet : envelopes*

## ЛИТЕРАТУРА

1. *А.В.Гончарский, А.М.Черепашук, А.Г.Ягола*, Некорректные задачи астрофизики, Наука, М., 1985.
2. *D.J.Hillier*, IAU Symposium №163, Eds. K.A. van der Hucht, P.M.Williams, Dordrecht, Kluwer, 1995, p.116.
3. *W.Schmutz*, Astron. Astrophys., **321**, 218, 1997.
4. *И.И.Антохин, А.Ф.Холтыгин, А.М.Черепашук*, Астрон. ж., **65**, 558, 1988.
5. *А.М.Черепашук*, Астрон. ж., **67**, 955, 1990.
6. *T.Eversberg, S.Lepine, A.F.I.Moffat*, Astrophys. J., **494**, 799, 1998.
7. *Н.А.Кудряшова, А.Ф.Холтыгин*, Астрон. ж., **78**, 287, 2001.
8. *С.Б.Пикельнер*, Изв. Крым. астрофиз. обсерв., **3**, 51, 1948.
9. *В.Г.Горбацкий, И.Н.Минин*, Нестационарные звезды, Наука, М., 1963.
10. *L.Dessart, S.P.Owocki*, Astron. Astrophys., **383**, 1113, 2002.
11. *R.J.Defouw*, Astrophys. J., **160**, 659, 1970.
12. *Я.Б.Зельдович, Ю.П.Райзер*, Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений, Наука, М., 1966.

УДК: 520.85

## МОДЕЛИРОВАНИЕ ЗАТМЕННОЙ ДВОЙНОЙ СИСТЕМЫ VW ЛЕБЕДЯ

К.А.АНТОНЮК<sup>1</sup>, Э.А.АНТОХИНА<sup>2</sup>

Поступила 24 марта 2004

Принята к печати 7 июля 2004

В работе приводятся результаты пятицветной *UBVRI*-фотометрии и поляриметрии затменной двойной системы VW Суг. Показано, что в главном минимуме продолжается ослабление блеска (в коротковолновой области) и после прохождения второго контакта. Этот факт интерпретирован как одно из свидетельств наличия в системе газовых структур. Факт обмена веществом между компонентами системы подтверждается также и зависимостью *O-C*, для построения которой были использованы данные, охватывающие почти сто лет. Анализ поляриметрии позволил разделить собственную ( $P=0.30 \pm 0.02$ ) и межзвездную компоненты поляризации. Было проведено решение *UBVRI*-кривых блеска VW Суг. Оно проводилось с использованием алгоритма синтеза теоретических кривых блеска в модели Роша. Получено хорошее согласие теоретических кривых с наблюдениями в фильтрах *V, R, I*; наблюдаемые глубины минимумов в фильтрах *U, B* больше теоретических. Видимо, это связано с влиянием имеющихся в системе газовых потоков.

1. *Введение.* Затменная двойная VW Суг (HD 228545, MWC 1008,  $\alpha_{2000} = 20^{\text{h}}15^{\text{m}}12^{\text{s}}.3$ ,  $\delta_{2000} = +34^{\circ}30'48''$ ) была открыта Вильямсом в 1906г. [1]. Затем ее исследовал Нейланд [2] с целью получения фотометрических элементов. Спектроскопические наблюдения были выполнены Струве [3]. Он показал, что яркий компонент является звездой Главной последовательности спектрального класса A3. Позже проводились фотоэлектрические наблюдения за объектом. Кривая блеска была решена методом Рассела. Предполагалось, что второй компонент системы - звезда G5. Однако по различным причинам результаты, полученные разными авторами, сильно отличаются [4,5]. Кривая блеска переменной имеет главный и вторичный минимумы, которые обусловлены взаимными затмениями компонентов. Кроме того, вид кривой блеска осложняется присутствием в системе газовых структур.

2. *Наблюдения.* Фотоэлектрические и поляриметрические *UBVRI*-наблюдения VW Суг проводились на 1.25-м зеркальном телескопе АЗТ-11 Крымской астрофизической обсерватории с помощью финского двухлучевого модулирующего фотометра-поляриметра конструкции В.Пииролы [6]. Всего было получено 12 тысяч оценок блеска и 1500 оценок поляризации в течение 37 ночей. Наблюдения проводились в период с 2001г. по 2003г. Ошибка оценки блеска была в пределах  $\pm 0^{\text{m}}.02$ . В качестве звезды сравнения использовалась звезда с координатами

$\alpha_{2000} = 20^{\text{h}}15^{\text{m}}19^{\text{s}}$ ,  $\delta_{2000} = +34^{\circ}35'12''$ , для которой нами были получены величины  $UBVRI$ , равные соответственно  $10^{\text{m}}.72$ ,  $10^{\text{m}}.87$ ,  $10^{\text{m}}.66$ ,  $10^{\text{m}}.40$ ,  $10^{\text{m}}.25$ , определенные привязкой к фотометрическим стандартам в системе Джонсона. Для учета инструментальной составляющей поляризации проводились регулярные измерения стандартов с большой и малой поляризацией.

В главном минимуме происходит полное затмение. Из рис.1 видно, что после начала фазы полного затмения продолжает наблюдаться дальнейшее ослабление блеска. Этот эффект заметен только в синих полосах. Анализ внезатменной части кривой блеска показывает отсутствие

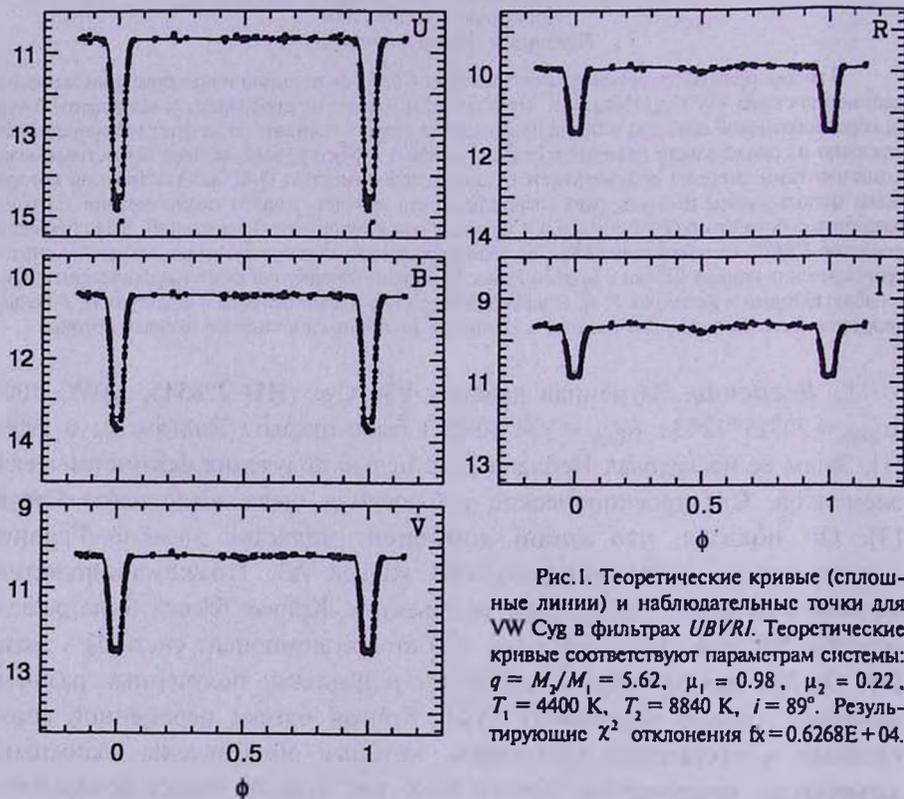


Рис.1. Теоретические кривые (сплошные линии) и наблюдательные точки для VW Cyg в фильтрах  $UBVRI$ . Теоретические кривые соответствуют параметрам системы:  $q = M_2/M_1 = 5.62$ ,  $\mu_1 = 0.98$ ,  $\mu_2 = 0.22$ ,  $T_1 = 4400$  К,  $T_2 = 8840$  К,  $i = 89^\circ$ . Результирующие  $\chi^2$  отклонения  $f\chi = 0.6268E+04$ .

вторичного минимума в полосах  $U$  и  $B$ . Его глубина в  $V$  не превышает  $0^{\text{m}}.08$ . В полосах  $R$  и  $I$  его глубина становится значительной. Кроме того, если в синих полосах внезатменная часть кривой блеска плоская, то в полосах  $R$  и  $I$  заметна эллипсоидальность звезды. Это обусловлено заметным вкладом в общий блеск системы блеска субгиганта, заполняющего свою полость Роша.

Зависимость показателей цвета показана на рис.2. Видно, что вторичный компонент имеет более поздний спектральный класс, чем

предполагалось ранее (G5) и относится, скорее всего, к К-субгигантам.

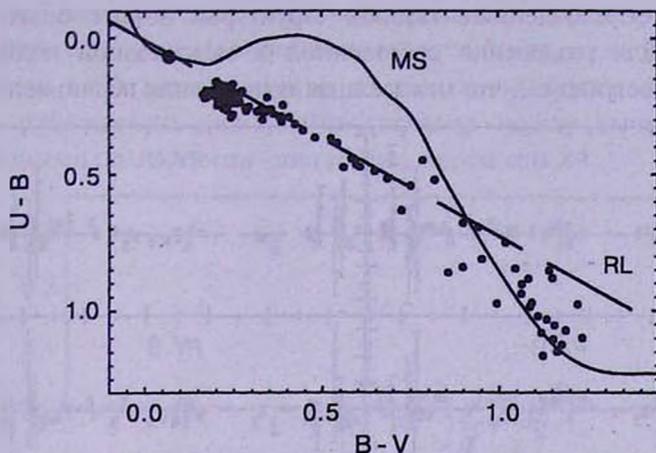


Рис.2. Зависимость показателей цвета  $(B - V) - (U - B)$  в различных состояниях блеска. Сплошная линия соответствует Главной последовательности, а пунктирная - линии покраснения.

Для построения диаграммы O-C (рис.3) были использованы все доступные из литературы данные. Видно, что наши наблюдения (закрашенный кружок) хорошо дополняют результаты других авторов. Кривая O-C показывает сложную переменность во времени, что может быть обусловлено интенсивными газовыми потоками в системе.

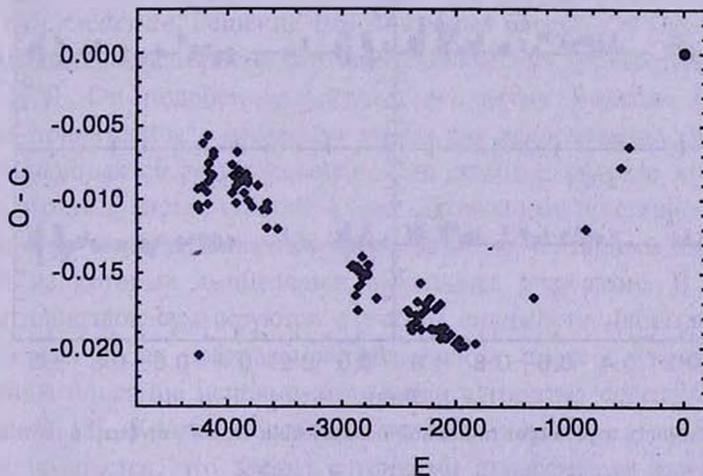


Рис.3. Зависимость O - C.

3. *Результаты.* Усредненный результат поляриметрических наблюдений показан на рис.4. Из графика видно различие поляризации в фазах, соответствующих затмению и внезатменной части. Рост поляризации в момент минимума обусловлен эффектом контраста - возрастанием вклада рассеянного на оптически тонком газе поляризованного излучения. На

кривой прослеживаются отдельные детали, возникающие в области главного минимума и обусловленные газовой структурой вокруг более яркого компонента. Для разделения собственной и межзвездной поляризации прежде всего постулируем, что межзвездная поляризация подчиняется закону

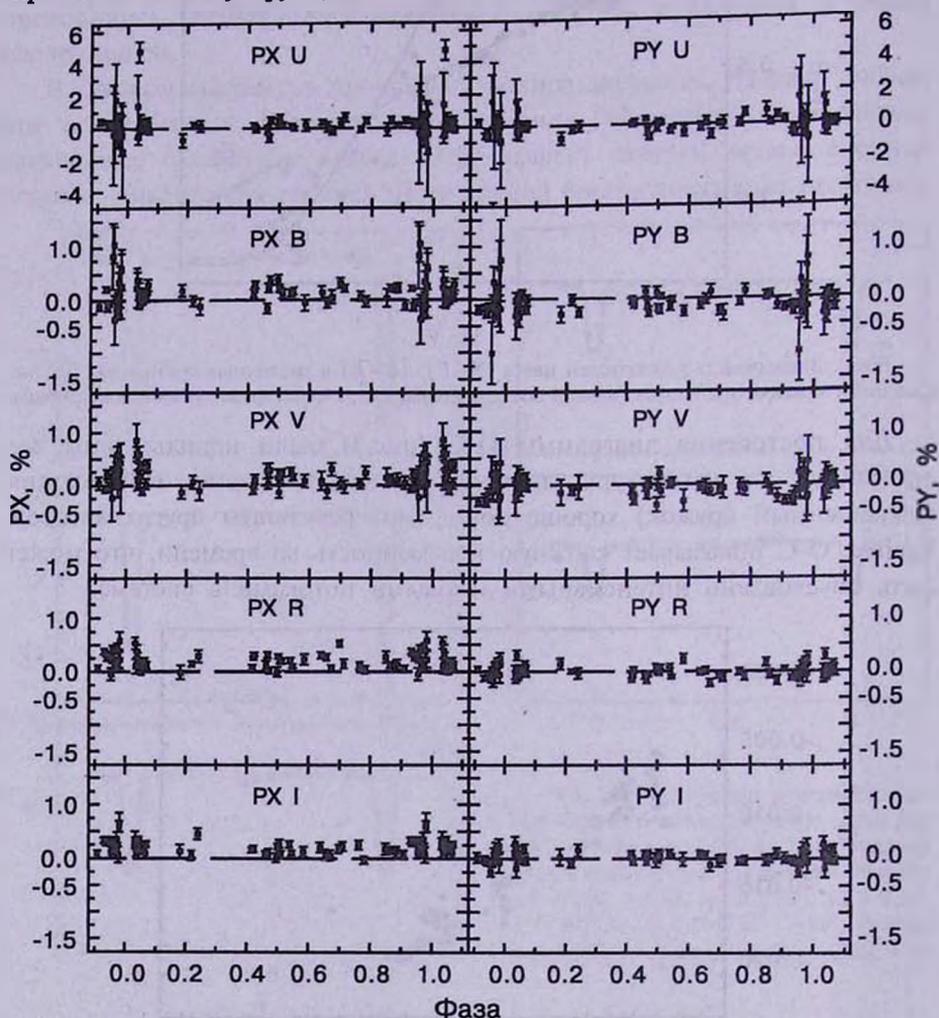


Рис.4. Зависимость параметров линейной поляризации  $P_x$  и  $P_y$  от фазы в пяти цветах.

Серковского. Также будем считать, что собственная поляризация возникает в оптически тонкой водородной плазме в результате электронного рассеяния и, следовательно, она не зависит от длины волны. При этом подбираем такие параметры межзвездной поляризации (положение максимума, степень поляризации и позиционный угол), чтобы векторная сумма собственной и межзвездной поляризации наилучшим образом удовлетворяла наблюдениям во всех пяти полосах. В результате были получены следующие значения

для собственной поляризации системы:  $P = 0.30 \pm 0.02$  и  $PA = 26^\circ \pm 2^\circ$ .

На рис.5 показана диаграмма нормированных параметров Стокса  $q$  и  $u$  для наблюдаемой (закрашенные кружки), межзвездной ( $P'$ ), собственной ( $P^*$ ) поляризации и их векторной суммы ( $P_c$ ). Учитывая ошибки наблюдений видно, что согласие между вычисленными и наблюдаемыми значениями достаточно хорошее.

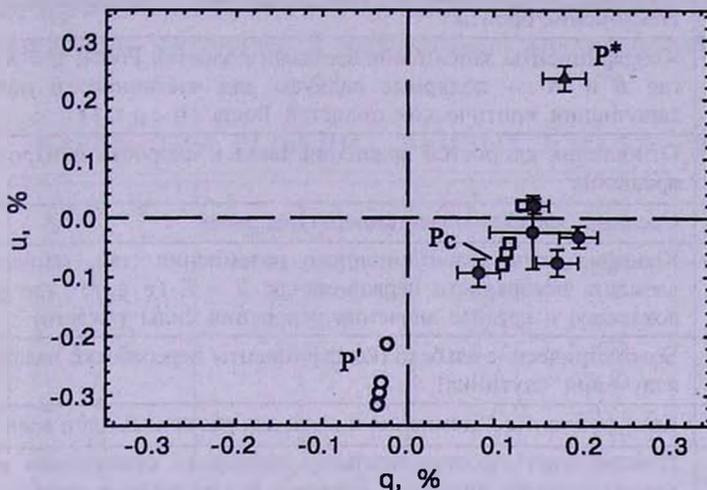


Рис.5. Диаграмма нормированных параметров стокса  $q$  и  $u$ .

4. *Обсуждение.* Решение *UBVRI*-кривых блеска VW Cyg проводилось с использованием алгоритма синтеза теоретических кривых блеска в модели Роша [7,8]. Он подобен известному алгоритму Вилсона [9], который широко применяется в настоящее время для исследования кривых блеска тесных двойных систем. Основная идея методов синтеза кривых блеска тесных двойных систем состоит в том, что сложные приливно-искаженные поверхности звезд разбиваются на тысячи элементарных площадок, для каждой из которых вычисляется выходящее излучение. В дальнейшем вклады площадок суммируются с учетом видимости площадок на звезде в различных фазах орбитального периода, а также с учетом затмений. Подробное описание используемого нами алгоритма содержится в работе Антохиной [8]. Кратко напомним основы модели.

Предполагается, что звезды с тонкими атмосферами движутся вокруг общего центра масс системы по эллиптическим орбитам (в случае VW Cyg рассматривается частный случай круговой орбиты). Форма каждой звезды описывается эквипотенциальной поверхностью в модели Роша. Учитываются эффекты гравитационного потемнения, потемнения к краю, а также эффект прогрева атмосферы звезды падающим излучением спутника (эффект "отражения"). Входные параметры задачи синтеза теоретических кривых блеска тесной двойной системы в модели Роша перечислены в табл.1.

**ВХОДНЫЕ ПАРАМЕТРЫ ПРОГРАММЫ СИНТЕЗА  
ТЕОРЕТИЧЕСКИХ КРИВЫХ БЛЕСКА ДЛЯ ДВОЙНОЙ  
СИСТЕМЫ С КРУГОВОЙ ОРБИТОЙ**

$q = M_2/M_1$	Отношение масс звезд
$i$	Наклонение орбиты
$\mu_1, \mu_2$	Коэффициенты заполнения звездами полостей Роша, $\mu = R/R^*$ , где $R$ и $R^*$ - полярные радиусы для частичного и полного заполнения критических полостей Роша ( $0 < \mu \leq 1$ )
$F_1, F_2$	Отношения скоростей вращения звезд к скорости синхронного вращения
$T_1, T_2$	Средние эффективные температуры звезд
$\beta_1, \beta_2$	Коэффициенты гравитационного потемнения (так, температура элемента поверхности первой звезды $T = T_1 \cdot (g/g_0)^{\beta_1}$ , где $g, g_0$ - локальное и среднее значения ускорения силы тяжести)
$A_1, A_2$	Болометрические альбедо (коэффициенты переработки падающего излучения спутника)
$u_1(n), u_2(n)$	Коэффициенты потемнения к краю для различных длин волн $\lambda(n)$
$l_3(n)$	"Третий свет" в относительных единицах суммарного монохроматического потока от системы для различных длин волн
$\lambda(n)$	Эффективные длины волн теоретических кривых блеска

Часть параметров может быть зафиксирована с учетом имеющейся информации о системе. В соответствии с данными Милано и др. [4], выполнившими анализ кривых блеска VW Cyg в двух фильтрах  $B, V$  мы зафиксировали температуру горячей АЗ-звезды ( $T_2 = 8840$  К) и значение отношения масс в системе  $q = M_2/M_1 = 5.62$ . Для коэффициентов гравитационного потемнения взяты стандартные значения для звезд с конвективными оболочками и с лучистым переносом энергии - для холодной звезды  $\beta_1 = 0.08$ , для горячей звезды  $\beta_2 = 0.25$ . Коэффициенты "отражения"  $A_1 = 0.5$  и  $A_2 = 1.0$  для холодной и горячей звезд соответственно. Коэффициенты потемнения к краю выбирались в зависимости от длины волны фильтра [10]. Считалось, что звезды вращаются синхронно со своим орбитальным обращением ( $F_1 = F_2 = 1$ ), и в системе отсутствует "третий свет".

Параметрами поиска являлись: угол наклона орбиты  $i$ , коэффициенты заполнения звездами полостей Роша  $\mu_1, \mu_2$ , температура холодной звезды  $T_1$ . Наилучшее положение теоретических кривых блеска относительно наблюдаемых точек по оси звездных величин определялось отдельно для каждого из пяти фильтров. Теоретические кривые блеска сравнивались с наблюдениями с использованием критерия  $\chi^2$ . Поиск

решения проводился одновременно для 5 фильтров. Для нахождения решения обратной задачи использовался известный алгоритм "Simplex" - метод Нелдера-Мида поиска минимума функции по деформируемому многограннику [11,12].

В табл.2 приводятся параметры решения *UBVRI*-кривых блеска VW Cyg и доверительные интервалы параметров поиска по критерию  $\chi^2$  на уровне значимости 1%. На рис.1 приведены теоретические кривые блеска для наилучших параметров и наблюдаемые кривые блеска.

Таблица 2

## ПАРАМЕТРЫ РЕШЕНИЯ КРИВЫХ БЛЕСКА VW Cyg

$q = M_2/M_1$	5.62	$L_1/(L_1 + L_2)(U)$	0.040
$i$	$89^\circ \pm 0.3^\circ$	$L_2/(L_1 + L_2)(U)$	0.960
$\mu_1$	$0.98 \pm 0.01$	$L_1/(L_1 + L_2)(B)$	0.090
$\mu_2$	$0.22 \pm 0.01$	$L_2/(L_1 + L_2)(B)$	0.910
$T_1, K$	$4400 \pm 50$	$L_1/(L_1 + L_2)(V)$	0.171
$T_2, K$	8840	$L_2/(L_1 + L_2)(V)$	0.829
$F_1$	1	$L_1/(L_1 + L_2)(R)$	0.287
$F_2$	1	$L_2/(L_1 + L_2)(R)$	0.713
$\beta_1$	0.08	$L_1/(L_1 + L_2)(I)$	0.386
$\beta_2$	0.25	$L_2/(L_1 + L_2)(I)$	0.614
$A_1$	0.5	$u_1(U)$	1.00
$A_2$	1	$u_2(U)$	0.41
$r_1(\text{pole})$	0.2206	$u_1(B)$	1.00
$r_1(\text{point})$	0.2883	$u_2(B)$	0.56
$r_1(\text{side})$	0.2289	$u_1(V)$	0.86
$r_1(\text{back})$	0.2574	$u_2(V)$	0.47
$r_2(\text{pole})$	0.1091	$u_1(R)$	0.67
$r_2(\text{point})$	0.1092	$u_2(R)$	0.38
$r_2(\text{side})$	0.1091	$u_1(I)$	0.55
$r_2(\text{back})$	0.1092	$u_2(I)$	0.30

Полученные параметры системы свидетельствуют, что более горячая и массивная звезда A3 имеет малый радиус и находится глубоко внутри своей полости Роша, в то время как проэволюционировавшая холодная и в настоящее время менее массивная звезда близка к заполнению своей полости Роша. Наклонение орбиты  $i$  близко к  $90^\circ$ . В главном минимуме происходит полное затмение горячей звезды. Из анализа кривых блеска можно сделать заключение, что не удастся для одних и тех же параметров модели описать наблюдательные кривые для всех пяти цветов одновременно. При хорошем согласии теоретических кривых с наблюдениями в фильтрах  $V, R, I$  наблюдаемые глубины минимумов в фильтрах  $U, B$  больше теоретических. Видимо, это связано с влиянием имеющихся в системе газовых потоков.

5. *Заключение.* Для затменной двойной VW Cyg был получен обширный наблюдательный материал, который позволил сделать ряд выводов. Получены надежные фотоэлектрические кривые блеска в пяти цветах, которые показали, что амплитуда переменности максимальна в полосе  $U$  и убывает при продвижении в длинноволновую область. Показано, что в главном минимуме продолжается ослабление блеска (в коротковолновой области) и после прохождения второго контакта. Этот факт интерпретирован как одно из свидетельств наличия в системе газовых структур. Факт обмена веществом между компонентами системы подтверждается также и зависимостью  $O-C$ , для построения которой были использованы данные, охватывающие почти сто лет.

Анализ поляриметрии позволил сделать вывод, что значения поляризации на фазах, соответствующих главному минимуму, и внезатменных частях различаются. Изменения поляризации на фазах главного минимума обусловлены эффектом контраста - возрастанием вклада рассеянного на оптически тонком газе поляризованного излучения. Удалось разделить собственную ( $P=0.30 \pm 0.02$ ) и межзвездную компоненты поляризации.

Выполнено решение *UBFRI*-кривых блеска VW Cyg. Оно проводилось с использованием алгоритма синтеза теоретических кривых блеска в модели Роша. Получено хорошее согласие теоретических кривых с наблюдениями в фильтрах  $V$ ,  $R$ ,  $I$ ; наблюдаемые глубины минимумов в фильтрах  $U$ ,  $B$  больше теоретических. Видимо, это связано с влиянием имеющихся в системе газовых потоков.

Э.А.Антохина благодарит за финансовую поддержку Российский Фонд Фундаментальных Исследований (грант N 02-02-17524)

<sup>1</sup> Крымская астрофизическая обсерватория,  
Украина, e-mail: antoniuk@crao.crimea.ua

<sup>2</sup> Государственный астрономический институт им. П.К.Штернберга,  
Россия, e-mail: elant@sai.msu.ru

## MODELING OF THE ECLIPSING BINARY SYSTEM VW CYGNI

K.A.ANTONYUK<sup>1</sup>, E.A.ANTOKHINA<sup>2</sup>

*UBVRI* photometry and polarimetry of the eclipsing binary system VW Cygni are presented. It is shown that in the main minimum a weakening of brightness (in short-wave area) is been lasting and after the passing of

second contact. This fact is interpreted as one of the evidences of a gas structure presence in the system. The fact of matter exchange between the system components is confirmed by O-C dependence as well, for the building which were used data covering nearly one hundred years. The polarimetric analysis offered to separate the intrinsic ( $P = 0.30 \pm 0.02$ ) and interstellar polarization components. *UBVRI* light curves were solved. For the solution an algorithm of theoretical light curves syntheses in Roche model is used. It was received a good agreement of the theoretical light curves with the observations in *V*, *R*, *I* band. The observable minimum depths in *U*, *B* band are more than theoretical. Evidently this is connected with the influence of existing of a gas flow in the system.

Key words: (*stars*): *eclipsing* - *stars: individual: VW Cygni*

## ЛИТЕРАТУРА

1. *A.S.Williams*, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., 66, 118, 1906.
2. *A.A.Nijland*, Bull. Astron. Inst. Netherl., 2, 128, 1924.
3. *O.Struve*, Astrophys. J., 103, 76, 1946.
4. *L.Milano, G.Russo, S.Marcozzi, A.Dorsi*, Astrophys. Space Sci., 82, 189, 1982.
5. *H.M.Al-Naimiy, O.Al-Sikab Assem*, Astrophys. Space Sci., 82, 189, 1982.
6. *T.Korhonen, V.Piirola*, ESO Messenger, 1984.
7. *Э.А.Антохина*, Астрон. ж., 65, 1164, 1988.
8. *Э.А.Антохина*, Астрон. ж., 73, 532, 1996.
9. *R.E.Wilson*, Astrophys. J., 234, 1034, 1979.
10. *H.M.Al-Naimiy*, Astrophys. Space. Sci., 53, 181, 1978.
11. *Д.Химмельблау*, Прикладное нелинейное программирование, Мир, М., 1975, с.163.
12. *J.Kallrath, A.P.Linnell*, Astrophys. J., 313, 346, 1987.

УДК: 524.3

## МОДЕЛЬ МАГНИТНОГО ПОЛЯ HD 2453

Ю.В. ГЛАГОЛЕВСКИЙ

Поступила 3 февраля 2004

Принята к печати 19 мая 2004

Построена модель магнитного поля звезды HD 2453 с очень большим периодом вращения ( $P=521^d$ ). Найдено, что структура поля соответствует модели диполя, смещенного от центра на  $\Delta r = 0.09 R$ . Угол наклона оси диполя к оси вращения  $\beta = 5^\circ$ , т.е. ось диполя почти совпадает с осью вращения. Угол наклона оси вращения к лучу зрения  $i = 79^\circ$ , т.е. звезда видна почти с экватора вращения и экватора магнитного поля. Этим объясняется малая амплитуда фазовой зависимости эффективного магнитного поля  $B_e(P)$  и малая амплитуда фотометрической переменности. Величина поля на магнитных полюсах  $B_p = +4400$  и  $-7660$  Гс. Параметры магнитного поля оказались близкими тем, которые получены Ландстритом и Матиссом из предположения дипольно-квадрупольно-октупольной модели. Получена меркаторская карта распределения магнитного поля HD 2453.

1. *Введение.* В данной работе мы исследуем структуру магнитного поля химически пекулярной звезды HD 2453. Это звезда SrCrEu типа, она относится к медленным (период вращения  $P > 25^d$ ) ротаторам, так как период вращения ее  $P = 521^d \pm 2^d$  [1]. Задача данной работы состоит в исследовании различий конфигураций магнитного поля у CP-звезд с большими и малыми периодами вращения, поскольку такие различия подозреваются [2].

Разные методы моделирования в отдельных случаях приводят к существенно разным результатам, поэтому второй задачей является выяснение причин таких различий. Можно подозревать, что некоторые методы не чувствительны к особенностям строения магнитного поля.

Раньше (начиная с Бэбкока) считалось, что магнитные поля химически пекулярных звезд имеют дипольную структуру. Для определения параметров магнитного поля использовался простой метод Стиббса-Престона [3], использующий фазовые зависимости изменения эффективного магнитного поля  $B_e(P)$ . Позднее стало ясно, что у многих магнитных звезд структура магнитного поля отличается от дипольной, поэтому разные авторы предприняли попытки усложнять методику моделирования.

Наши модели магнитного поля химически пекулярных звезд строятся методом, так называемого, "распределения магнитных зарядов" (PM3). Магнитное поле на поверхности звезды определяется векторным суммированием магнитных полей виртуальных магнитных зарядов (монополей), которые в зависимости от сложности конфигурации поля могут составлять

диполи, квадруполь и другие мультиполи, расположенные внутри звезды таким образом, чтобы вычисленные фазовые зависимости магнитного поля совпадали с наблюдаемыми зависимостями. На примере звезды HD 2453 хорошо видно, как это делается. Существуют другие методы описания структуры поля, например, метод сферических гармоник [4] и др. Разработаны также методы, использующие детальный анализ распределения параметров Стокса внутри спектральных линий. Эти методы крайне трудоемки и требуют громадного количества наблюдательных данных, полученных с экстремально высокой точностью, и по этой причине применимы лишь к ограниченному количеству ярких звезд.

К настоящему времени накопилось достаточно много наблюдательного материала по фазовым зависимостям магнитного поля. Наш метод позволяет использовать такие данные при учете минимума параметров. После сравнения с другими методами есть основания предполагать, что в первом приближении метод "распределения магнитных зарядов" дает правильную картину распределения магнитного поля по поверхности и достаточно точные параметры. Метод впервые описан в работе [5], теоретические основы метода приведены в [6-8]. Примеры использования метода РМЗ можно видеть в работах [9-11].

Основные физические параметры звезды следующие. Эффективная температура  $T_e = 8450$  К [12], абсолютная болометрическая величина, оцененная по гиппарховским параллаксам [13],  $M_b(G) = 0.7$ , оцененная по параметру  $\beta$  [12]  $M_b' = 1.0$ . Средняя величина  $\log g = 3.8$  соответствует положению звезды на Главной последовательности вблизи звезд IV класса светимости. Угол наклона оси вращения к лучу зрения из  $v \sin i = 0$  км/с, вследствие большого периода вращения, определить невозможно. Но он легко выводится из моделирования по фазовым зависимостям  $Ve(P)$  и  $Vs(P)$  (см. далее).

2. *Магнитное поле.* Среднее эффективное магнитное поле  $Ve$  в разные годы измерялось несколькими авторами [14-16].

Фазовая зависимость  $Ve(P)$ , построенная по их данным, приведена на рис. 1а кружками. Фазовая зависимость среднего поверхностного магнитного поля  $Vs(P)$ , построенная по данным [17], представлена на рис. 1б также кружками. Эти авторы отмечают, что профиль FeII  $\lambda 6149.2\text{Å}$ , по которому делались оценки  $Vs$ , не имеет влияния бленд, поэтому  $Vs$  определяется уверенно. Отмечается также, что кривые изменения  $Ve$  и  $Vs$  с фазой периода близки по форме к синусоиде.

Фазовая кривая  $Ve(P)$  всегда имеет отрицательный знак, это означает, что звезда направлена к наблюдателю преимущественно отрицательным магнитным полюсом. Среднее поверхностное поле значительное - 3.75 кГс, а среднее эффективное всего 0.7 кГс. Это является признаком того, что

звезда видна почти с магнитного экватора. Эти оба свойства выполняются при условии, что магнитные полюса находятся вблизи полюсов вращения. Таково общее впечатление.

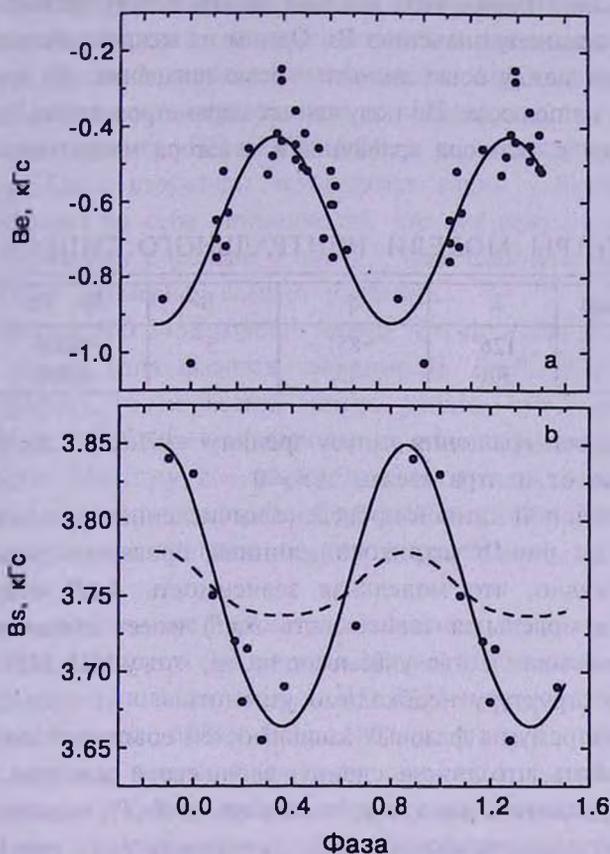


Рис.1. Фазовые зависимости HD 2453. а - изменение измеренного среднего эффективного магнитного поля  $B_e$  (точки) и вычисленного (сплошная линия); б - изменение измеренного среднего поверхностного магнитного поля  $B_s$  (точки) и вычисленного на основе модели центрального диполя (штриховая линия) и смещенного на 0.09 радиуса звезды диполя (сплошная линия).

3. *Модель центрального диполя.* При предположении модели центрального диполя получены параметры, представленные в табл.1, которые подтверждают предварительное заключение. Используемые параметры - это  $\lambda$  - долгота магнитного заряда,  $\delta$  - широта заряда,  $i$  - наклон оси вращения к лучу зрения и  $M = Ql$  магнитный момент (здесь  $Q$  - величина заряда, а  $l$  - расстояние между зарядами). Методом последовательных приближений можно добиться наилучшего совпадения вычисленных и наблюдаемых зависимостей  $B_e(P)$  и  $B_s(P)$ . Долгота  $\lambda$  легко определяется положением экстремумов фазовых зависимостей, поэтому решение задачи зависит только от трех параметров -  $\delta$ ,  $i$  и  $M$ .

Наилучшее совпадение наблюдаемых и вычисленных фазовых зависи-

мостей получается в случае расположения оси диполя вблизи оси вращения: широта магнитных полюсов  $\delta = \pm 85^\circ$ , наклон оси вращения звезды к лучу зрения  $i = 97^\circ.5$  ( $82^\circ.5$ , если отсчитывать от оси вращения в полусфере отрицательного поля). Угол наклона звезды к лучу зрения надежно определяется по среднему значению  $B_s$ . Одним из важнейших параметров является  $\beta$  - угол между осью диполя и осью вращения,  $B_p$  - величина магнитного поля на полюсах. Из полученных параметров видно, что звезда видна практически с экватора вращения и экватора магнитного поля.

Таблица 1

## ПАРАМЕТРЫ МОДЕЛИ ЦЕНТРАЛЬНОГО ДИПОЛЯ

Знак заряда	$\lambda$	$\delta$	$\beta$	$B_p$ , Гс
+	126°	+85°	5°	+6000
-	306	-85		-6000

Угол наклона оси вращения к лучу зрения  $i = 97^\circ.5$  ( $82^\circ.5$ ), величина смещения диполя от центра звезды  $\Delta r = 0$ .

На рис. 1а сплошной линией проведена вычисленная фазовая зависимость  $B_e(P)$ , а на рис. 1б штриховой линией проведена зависимость  $B_s(P)$ . Хорошо видно, что модельная зависимость  $B_e(P)$  совпадает с наблюдениями, а модельная зависимость  $B_s(P)$  имеет слишком малую амплитуду. Это обстоятельство указывает на то, что у HD 2453 поле не дипольное и его структуру необходимо уточнить.

Поскольку экстремумы фазовых зависимостей совпадают по фазе, то можно предположить, что диполь сдвинут вдоль своей оси, а не поперек. Для того, чтобы увеличить амплитуду зависимости  $B_s(P)$ , надо напряженность вблизи положительного полюса уменьшить (см. рис. 1а, б), а вблизи отрицательного полюса увеличить. Следовательно, диполь сдвинут в сторону отрицательного магнитного заряда.

4. *Модель смещенного диполя.* Методом последовательных приближений мы получили модель смещенного диполя со следующими параметрами (табл.2):

Таблица 2

## ПАРАМЕТРЫ МОДЕЛИ СМЕЩЕННОГО ДИПОЛЯ

Знак заряда	$\lambda$	$\delta$	$\beta$	$B_p$ , Гс
+	126°	85°	5°	4400
-	306	-85		-7660

Угол наклона оси вращения звезды к лучу зрения  $i = 101^\circ$  ( $79^\circ$ ).

Как мы и предполагали в предыдущем обсуждении, в самом деле

диполь смещен в сторону отрицательного заряда на величину  $\Delta r = 0.09$ , угол наклона оси вращения к лучу зрения изменился мало, координаты магнитных зарядов остались прежними, но изменились величины  $B_p$  на магнитных полюсах, они стали разными. Как видно из рис. 1ab, зависимость  $Be(P)$  осталась прежней, но наблюдаемая и вычисленная зависимости  $Bs(P)$  теперь хорошо совпадают (модельная зависимость проведена сплошной линией). В отличие от многих звезд, у которых диполь смещен поперек оси диполя (например, HD 126515 [18]), в данном случае диполь смещен вдоль оси. Такие структуры встречаются также у быстровращающихся звезд. Обращает на себя внимание то, что экстремумы магнитного поля не точно совпадают с фазами 0 или 0.5. Они сдвинуты на  $-0.15$  периода, следовательно эфемериду следует изменить.

На примере HD 2453 хорошо видно, что если для какой-либо звезды имеется только одна фазовая зависимость  $Be(P)$ , а  $Bs(P)$  отсутствует (или наоборот), то не всегда можно узнать, что диполь смещен. В этом состоит опасность моделирования поля только по одной фазовой зависимости. Поэтому все параметры магнитных полей, полученные ранее разными авторами методом Стиббса-Престона [3], предполагающим модель центрального диполя, следует рассматривать только как первое приближение.

Сравним полученные параметры магнитного поля изучаемой звезды с данными других авторов. Ландстрит и Матисс [19] использовали дипольно-квадрольно-октупольную модель HD 2453 и нашли, что вклад каждой составляющей равен  $-5000$ ,  $-600$ ,  $+1800$  Гс, углы  $\beta = 11^\circ$ ,  $i = 62^\circ$ . Таким образом, порядок величины поля тот же, угол  $\beta$  тоже мал, но угол наклона звезды  $i$  к лучу зрения отличается значительно - на  $17^\circ$ . Мы предполагаем, что учет гармоник более высокого порядка, чем октуполь, привел бы к лучшему согласию с нашими данными.

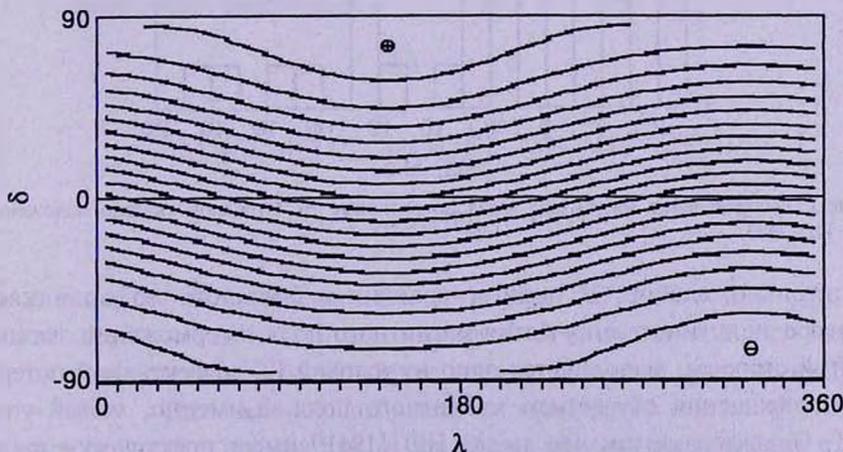


Рис.2. Меркаторская карта распределения напряженности магнитного поля звезды HD 2453.

### 5. Меркаторская карта распределения магнитного поля HD 2453.

Вычислительная программа дает возможность получения меркаторской карты распределения магнитного поля по поверхности звезды. Она приведена на рис.2. По оси абсцисс указана долгота  $\lambda$ , а по оси ординат широта  $\delta$ . Кружками обозначено положение магнитных полюсов, линиями обозначены области с одинаковой напряженностью магнитного поля. Хорошо заметно, что магнитные полюса почти совпадают с осью вращения и мы наблюдаем звезду почти точно с экватора магнитного поля. Этим объясняется малая амплитуда фазовой зависимости  $Be(P)$ .

6. *Выводы.* Наша модель показала, что диполь у HD 2453 смещен вдоль своей оси, такое смещение диполя - обычное явление. Параметры магнитного поля оказались близкими тем, которые получены в работе [19] из модели коллинеарно расположенных диполя, квадруполя и октуполя.

Среднее поверхностное поле HD 2453 по сравнению с другими магнитными звездами невелико:  $B_s = 3.75$  кГс. На рис.3 приведена гистограмма распределения числа магнитных звезд в зависимости от величины  $B_s$  и на ней стрелкой отмечено положение изучаемой звезды (данные для построения гистограммы взяты из каталога [20]). Поскольку поле HD 2453

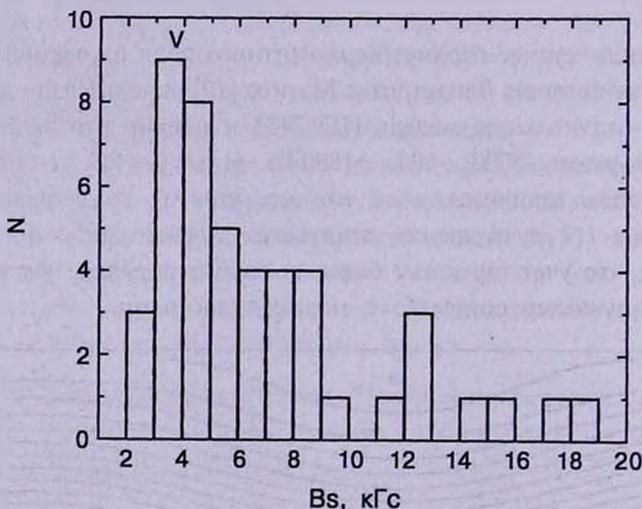


Рис.3. Распределение магнитных звезд по величине  $B_s$ . Стрелкой указано положение звезды HD 2453.

относительно слабое, а период вращения большой, то возникает противоречие с гипотезой участия магнитного поля в торможении звезды. С другой стороны, выполняется одно из условий [2] эффективной потери момента вращения с участием магнитного поля, а именно, малый угол  $\beta = 5^\circ$ . Однако заметим, что звезда HD 119419 имеет практически такие же параметры магнитного поля [9], как у HD 2453, но она относится

к быстрым ротаторам с периодом вращения  $P = 2^d.6$  ( $\beta = 5^\circ$ ), что тоже противоречит предположению о потере момента вращения с участием магнитного поля. Таким образом, проблема потери момента вращения с участием магнитного поля пока еще не закрыта.

В отличие от некоторых других звезд (например,  $\beta$ CrB [21]) наши параметры магнитного поля HD 2453 близки к тем, которые получены с помощью модели с коллинеарными диполем, квадруполем и октуполем [19]. Различия в параметрах моделей структуры магнитного поля некоторых звезд, изученных разными методами, приводят к выводу о необходимости дальнейших шагов по моделированию нашей методикой.

Пример звезды HD 2453 показывает, что по единственной зависимости  $Be(P)$ , без привлечения  $Bs(P)$  практически невозможно выявить модель смещенного диполя и оценить точный угол наклона оси вращения к лучу зрения. Поэтому все оценки параметров магнитного поля звезд с применением методики Стиббса-Престона для модели центрального диполя, сделанные ранее, следует отнести как к первому приближению.

К сожалению, у быстрых ротаторов с  $P < 25^d$  практически невозможно определить среднее поверхностное магнитное поле обычным методом - по расщеплению спектральных линий, поэтому необходимо делать оценки косвенными методами.

Из полученных параметров магнитного поля видно, что звезда видна почти с экватора вращения и экватора магнитного поля. Как правило, химические элементы концентрируются на магнитных полюсах и магнитном экваторе. Этим объясняется малая амплитуда фазовой зависимости эффективного магнитного поля  $Be(P)$  и малая амплитуда фотометрической переменности [1].

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

## MAGNETIC MODEL OF HD 2453

Yu.V.GLAGOLEVSKIJ

A model of the magnetic field of the star HD 2453 with a very large period of rotation ( $P = 521^d$ ) is constructed. It is found, that the structure of the field corresponds to the dipole model, displaced from the center by  $\Delta r = 0.09 R$ . The angle of inclination of the dipole axis to the axis of rotation is  $\beta = 5^\circ$ , i.e. the axis of the dipole almost coincides with the axis of rotation. The angle of inclination of the axis of rotation to the line of

sight is  $i=79^\circ$ , i.e. the star is visible almost from the equator of rotation and equator of the magnetic field. This circumstance explains the small amplitude of phase dependence of the effective magnetic field  $Be(P)$  and the small amplitude of photometric variability. The value of the field strength at magnetic poles  $B_p = +4400$  and  $-7660$  G. The magnetic field parameters appeared to be close to those obtained by Landstreet and Mathys from the assumption of the dipole-quadrupole-octupole model. The mercator map of the distribution of magnetic field for HD 2453 has been obtained.

Key words: *stars: magnetic fields - stars: individual: HD 2453*

## ЛИТЕРАТУРА

1. *F.A.Catalano, P.Renson*, *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.*, **127**, 421, 1998.
2. *K.Stepien*, *Astron. Astrophys.*, **353**, 227, 2000.
3. *G.Preston*, *Publ. Astron. Soc. Pacif.*, **83**, 571, 1971.
4. *A.J.Deutsch*, *Astrophys. J.*, **159**, 895, 1970.
5. *E.Gerth, Yu.V.Glagolevskij, G.Scholz*, in: "Stellar Magnetic Fields", eds. *Yu.V.Glagolevskij, I.I.Romanyuk, M.*, 1997, p.67.
6. *E.Gerth, Yu.V.Glagolevskij*, in: "Magnetic Fields of CP and Related Stars", eds. *Yu.V.Glagolevskij, I.I.Romanyuk, M.*, 2000, p.151.
7. *E.Gerth, Yu.V.Glagolevskij*, *Bull. Spec. Astrophys. Observ.*, **55**, 2004 (in press).
8. *V.R.Khalack, Yu.N.Khalack, A.V.Schavrina, N.S.Polosukhina*, *Astron. Z.*, **78**, 655, 2001.
9. *Yu.V.Glagolevskij*, *Astrophysics*, **44**, 121, 2001.
10. *Yu.V.Glagolevskij*, *Astron.Astrophys.*, **382**, 935, 2002.
11. *Yu.V.Glagolevskij*, *Bull. Spec. Astrophys. Observ.*, **55**, 2004 (in press).
12. *Yu.V.Glagolevskij*, *Bull. Spec. Astrophys. Observ.*, **53**, 33, 2002.
13. *A.E.Gomez, X.Luri, S.Grenier et al.*, *Astron. Astrophys.*, **336**, 953, 1998.
14. *H.W.Babcock*, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, **3**, 141, 1958.
15. *S.C.Wolff*, *Astrophys. J.*, **202**, 127, 1975.
16. *G.Mathys, S.Hubrig, J.D.Landstreet, T.Lanz, J.Manfroid*, *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.*, **123**, 353, 1997.
17. *G.Mathys, S.Hubrig*, *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.*, **124**, 475, 1997.
18. *Yu.V.Glagolevskij, E.Gerth*, in: "Magnetic Fields of Chemically Peculiar and Related Stars", eds. *Yu.V.Glagolevskij, I.I.Romanyuk, M.*, 2000, p.161.
19. *J.D.Landstreet, G.Mathys*, *Astron. Astrophys.*, **359**, 213, 2000.
20. *I.I.Romanyuk*, in "Magnetic Fields of Chemically Peculiar and Related Stars", eds: *Yu.V.Glagolevskij, I.I.Romanyuk, M.*, 2000, p.18.
21. *Yu.V.Glagolevskij, E.Gerth*, in "Magnetic Stars", eds. *Yu.V.Glagolevskij, I.I.Romanyuk, D.O.Kudryavtsev*, 2004 (in press).

УДК: 524.387

## СИСТЕМА ВМ Ori. II. СОДЕРЖАНИЕ ГЕЛИЯ И ЖЕЛЕЗА В АТМОСФЕРЕ ГЛАВНОЙ ЗВЕЗДЫ

 Э.А.ВИТРИЧЕНКО<sup>1</sup>, В.Г.КЛОЧКОВА<sup>2</sup>, В.В.ЦЫМБАЛ<sup>3</sup>

Поступила 25 февраля 2004

Принята к печати 7 июля 2004

Оценено содержание гелия и железа в атмосфере главной звезды системы ВМ Ori. Используются спектры, полученные на БТА и взятые из архивов спутников IUE и HST. Оказалось, что содержание гелия близко к солнечному, а содержание железа меньше, чем у Солнца. Содержание гелия и железа у других звезд Трапеции Ориона в общих чертах похоже на содержание этих элементов у ВМ Ori, но есть и различия. Например, содержание гелия у одной из двух звезд  $\theta^1$  Ori C и  $\theta^1$  Ori D больше, а у другой меньше, чем у Солнце. В то же время спутник ВМ Ori обладает нормальным содержанием железа.

1. *Введение.* Определение химического состава атмосферы ВМ Ori является важным, поскольку звезда имеет крайне малый возраст ( $\sim 10^5$  лет), а наши сведения о ранних этапах эволюции звезд довольно скудны. Но до сих пор сделана лишь одна попытка оценить содержание гелия [1]. В работе отмечается, что содержание гелия близко к солнечному, но при этом использованы неточные параметры атмосферы и не учтено излучение спутника.

Отсутствие сведений о химическом составе связано с тем, что задача является крайне сложной. У звезды скорость осевого вращения  $V_{\text{ini}} = 240$  км/с [2] велика, что приводит к тому, что в видимой области спектра видны в основном только линии водорода и гелия. Можно было бы использовать спектры, полученные со спутником IUE, но эти спектры, обработанные программой IUESIPS, имели слишком большие шумы. И только спектры, обработанные недавно программой NEWSIPS, оказались пригодными для определения эквивалентных ширин линий. На спутнике HST получено пять спектров, но пока что доступен только один, и его интервал длин волн составляет всего  $200 \text{ \AA}$ .

Еще одна трудность заключается в том, что главная звезда и спутник в видимой области имеют сравнимую светимость, и возникает необходимость исправить измеренные эквивалентные ширины главной звезды с учетом светимости спутника. Недавно [3,4] была получена зависимость относительной светимости спутника от длины волны, что дает возможность корректно решить задачу определения химического состава.

Целью настоящей работы является попытка оценить содержание гелия

и железа в атмосфере главной звезды системы ВМ Ог1 и сравнить его с содержанием этих элементов у других звезд Тrapeции Ориона и в Туманности Ориона.

2. *Наблюдательный материал.* В табл.1 приведены сведения о наблюдательном материале. В первом столбце приведен номер спектра. Первый спектр получен на телескопе HST. Следующие пять спектров взяты из архива спутника IUE с камерой SWP, затем еще пять спектров - с камерой LWR. В конце таблицы указаны три спектра, полученные

Таблица 1

## НАБЛЮДАТЕЛЬНЫЙ МАТЕРИАЛ

№	JD 2400000+
02010	51567.025
14539	44808.153
14548	44810.113
14561	44812.070
14576	44813.841
14875	44849.097
11115	44808.190
11133	44810.079
11148	44812.107
11164	44813.698
11167	44813.885
6	51246.239
7	51242.239
8	52547.530

на БТА со спектрографом НЭС [5]. Их номера условные. Во втором столбце приведена юлианская дата для середины экспозиции. Спектры со спутника IUE обработаны программой NEWSIPS. На каждом из спектров измерено 50-150 линий.

3. *Параметры атмосферы.* Как известно, для определения химического состава необходимо знать три параметра атмосферы: эффективную температуру  $T_{\text{eff}}$ , ускорение силы тяжести в области атмосферы  $\log g$  и микротурбулентную скорость  $\xi_t$ . Четвертый параметр, металличность, необходимо учитывать в том случае, если содержание металлов существенно отличается от солнечного.

Первые два параметра определим с помощью уточненных элементов спектроскопической орбиты [6]. Уточненное значение полуамплитуды лучевой скорости главной звезды согласно [6] равно  $K_1 = 65.3(14)$  км/с. Здесь и далее в скобках указана ошибка в единицах последнего знака. Радиус относительной орбиты  $a$  определим по формуле

$$a = 8.64 \cdot 10^4 \cdot (K_1 + K_2) \cdot P / (2\pi \cdot \sin i) = 2.11(2) \cdot 10^7 \text{ км} = 0.141(1) \text{ а.е.}$$

Здесь  $K_2 = 170(3)$  км/с - полуамплитуда лучевой скорости спутника,  $P = 6^d.47$  - период,  $i = 83^\circ.8(2)$  - наклон нормали к плоскости орбиты по отношению к лучу зрения.

Радиус главной звезды  $R_1$  оценим из соотношения

$$R_1 = a \cdot r_1 = 1.69(4) \cdot 10^6 \text{ км} = 2.43(5) R_\odot.$$

Величина  $r_1 = 0.080(2)$  - радиус главной звезды, выраженный в долях радиуса относительной орбиты. Он определен из решения кривой блеска.  $R_\odot = 6.96 \cdot 10^5$  км - радиус Солнца.

Определим массу главной звезды в единицах массы Солнца по формуле

$$M_1 = 1.038 \cdot 10^{-7} \cdot (K_1 + K_2)^2 \cdot K_2 \cdot P / \sin^3 i = 6.4(3) M_\odot.$$

Зная массу и радиус, можно определить ускорение силы тяжести

$$\log g = \log(g_\odot M_1 / R_1^2) = 4.47(2).$$

Величина  $g_\odot = 2.74 \cdot 10^4$  см/с<sup>2</sup> - ускорение силы тяжести на поверхности Солнца, масса и радиус главной звезды выражены в солнечных единицах.

Абсолютная болометрическая звездная величина главной звезды равна  $M_b = -2^m.8$ . По формуле

$$M_b = 42.31 - 5 \cdot \log R_1 - 10 \cdot \log T_{\text{eff}}$$

оцениваем эффективную температуру:  $T_{\text{eff}} = 20800(200)$  К. Основной источник ошибок - ошибка в полуамплитуде лучевой скорости спутника.

По таблицам [7], используя величины  $T_{\text{eff}}$ ,  $M_b$  и  $M_1$ , получаем точное значение спектрального типа  $\text{Sp} = \text{B}2.7(1)$  НГП (начальная главная последовательность). Из этих же таблиц следует, что радиус главной звезды на 20% меньше нормального и, соответственно, ускорение силы тяжести на 0.17 dex больше нормального.

Попытаемся определить микротурбулентную скорость по классической методике, используя наиболее многочисленные линии иона Fe III. Методика заключается в том, что за величину  $\xi_r$  принимается такое значение, при котором угол наклона прямой, описывающей зависимость  $[\text{Fe}/\text{H}]$  от эквивалентной ширины линий, равен нулю. Попытка определить таким образом  $\xi_r$  привела к неудаче: наклон остается положительным при любых значениях  $\xi_r$ . В дальнейшем примем  $\xi_r = 15$  км/с, исходя из следующих аргументов. Величина  $\xi_r$  не может быть больше звуковой скорости, которую определим по приближенной формуле  $\xi_s = 15 T_4^{1/2} = 21$  км/с [8]. Здесь  $T_4 = 2.07$  - эффективная температура, выраженная в 10000 К. При увеличении  $\xi_r$  наклон прямой сначала резко уменьшается, но после  $\xi_r = 10$  км/с зависимость становится пологой, а содержание элементов перестает зависеть от  $\xi_r$ . Поэтому довольно произвольно примем  $\xi_r = 15$  км/с, поскольку при изменении этой величины на 5 км/с в большую

или меньшую сторону химический состав изменяется в пределах ошибок.

В [1] приведено значение  $\xi_1 = 10$  км/с, определенное по линиям гелия, но, как уже отмечалось, автором не было учтено излучение спутника и были приняты другие параметры атмосферы.

Еще одним параметром атмосферы является доля излучения главной звезды по отношению к излучению двойной системы. В [5] было получено аналитическое выражение для относительной светимости спутника  $L_2$ :

$$L_2 = -0.576 + 2.932\lambda - 2.99\lambda^2 + 1.13\lambda^3.$$

Здесь  $\lambda$  выражено в мкм. Формула пригодна для области от 0.36 до 0.97 мкм. Относительная светимость главной звезды по определению равна:  $L_1 = 1 - L_2$ . Для указанной области спектра эквивалентные ширины линий были разделены на  $L_1$ , что позволило учесть излучение спутника. Для меньших длин волн ( $\lambda < 0.36$  мкм) излучением спутника можно пренебречь.

4. *Химический состав.* В табл.2 приведено содержание гелия и железа по отношению к содержанию этих элементов в атмосфере Солнца. Для сравнения приведено содержание этих элементов у других звезд Трапеции Ориона, у спутника ВМ Оп1 (строка В1) [5] и у Туманности Ориона [9,10] (строка Орион). После запятой указано число использованных линий.

Таблица 2

#### СОДЕРЖАНИЕ ГЕЛИЯ И ЖЕЛЕЗА В АТМОСФЕРАХ ЗВЕЗД ТРАПЕЦИИ ОРИОНА И В ТУМАННОСТИ ОРИОНА

Звезда	[He/H]	[Fe/H]
A	0.1(1), 16	-0.2(1), 124
B	0.1(1), 16	-0.6(1), 90
B1		0.04(3), 145
C	-0.11(4), 18	-0.91(3), 122
D	0.35(6), 10	-0.27(8), 116
Орион	-0.01(4)	-1.2

Всего на всех 14 спектрах было измерено ~1000 линий. Но анализ этих измерений показал, что подавляющая часть линий непригодна для определения химического состава. Причины следующие: 1) блендирование линий, приводящее к ошибкам в отождествлении линий и в эквивалентной ширине; 2) фотометрические ошибки, имеющие наибольшую величину для спектров, полученных спутником IUE; 3) ошибки в силах осцилляторов; 4) многочисленные межзвездные линии, возникающие в основном в Туманности Ориона; 5) в видимой области - многочисленные линии двух спутников [6]; 6) необычно большая скорость

вращения уменьшает глубину линий и увеличивает вероятность их переналожения. Известно, что для успешного отождествления линий необходимо знать химический состав, а для определения химического состава необходимо успешно отождествить линии. Этот круг легко разорвать, если химический состав близок к солнечному. Но у ВМ Ori химический состав в большой степени аномален. Именно по этой причине пришлось отказаться от определения химического состава по большому числу ионов, а остановиться только на ионах He I и Fe III, поскольку по линиям этих ионов можно надежно определить содержание.

Рассмотрение табл.2 позволяет сделать следующие выводы. У главной звезды системы ВМ Ori содержание гелия близко к солнечному, а содержание железа имеет недостаток. Содержание гелия и железа у других звезд Трапеции Ориона в общих чертах похоже на содержание этих элементов у ВМ Ori, но есть и отличия. Например, для звезд  $\theta^1$  Ori C и  $\theta^1$  Ori D содержание гелия по отношению к солнечному содержанию отличаются знаком. Спутник ВМ Ori имеет нормальное содержание железа. У Туманности Ориона наблюдается нормальное содержание гелия, как и у звезд Трапеции Ориона.

Нормальное содержание гелия является удивительным, поскольку согласно многим работам у молодой звезды должен быть дефицит гелия [11]. Дефицит железа является признаком молодости звезд и Туманности Ориона, что и соответствует распространенному мнению о крайней молодости звезд Трапеции Ориона. Нормальное содержание железа у спутника является загадкой.

**5. Заключение.** Большой наблюдательный спектральный материал использован для оценки обилия гелия и железа в атмосфере главной звезды в системе ВМ Ori. Содержание гелия оказалось нормальным, а железо - в дефиците. Нормальное содержание гелия противоречит современным понятиям о звездной эволюции, а дефицит железа согласуется с этими представлениями.

Авторы искренне благодарны сотрудникам архивов IUE и HST за предоставление спектров, а также сотрудникам служб SIMBAD и VALD за предоставление необходимой информации.

<sup>1</sup> Институт космических исследований РАН,  
Москва, e-mail vitrich@nserv.iki.rssi.ru

<sup>2</sup> Специальная астрофизическая обсерватория РАН, Н.Архыз, Россия

<sup>3</sup> Таврический Национальный Университет, Симферополь, Крым,  
Украина

## THE BM Ori SYSTEM. II. THE ABUNDANCE OF HELIUM AND IRON OF MAIN STAR ATMOSPHERE

E.A.VITRICHENKO<sup>1</sup>, V.G.KLOCHKOVA<sup>2</sup>, V.V.TSYMBAL<sup>3</sup>

The abundance of helium and iron in the atmosphere of the BM Ori primary is estimated. The spectra obtained with BTA telescope and taken from archives of IUE and HST satellites have been used. It appeared, that helium has the abundance close to that of the Sun, while the abundance of iron has lack. The abundance of helium and iron of other stars of the Orion Trapezium is in general similar to that of BM Ori primary, but there are some differences. For example, the stars  $\theta^1$  Ori C and  $\theta^1$  Ori D have different signs of helium abundance with respect to the Sun, while BM Ori secondary has the normal abundance of iron.

Key words: *stars: chemical composition: Orion Trapezium*

### ЛИТЕРАТУРА

1. Н.З.Исмаилов, Письма в Астрон. ж., 14, 327, 1988.
2. H.A.Abt, H.Levato, M.Grosso, Astrophys. J., 573, 359, 2002.
3. В.Е.Панчук, В.Г.Клочкова, И.Д.Найденев, Препринт САО, №135, 1999.
4. В.Е.Панчук, Н.Е.Пискунов, В.Г.Клочкова, М.В.Юшкин, С.В.Ермаков, Препринт САО, №169, 2002.
5. Э.А.Витриченко, В.Г.Клочкова, Письма в Астрон. ж., 27, 381, 2001.
6. Э.А.Витриченко, В.Г.Клочкова, Астрофизика, 47, 199, 2004.
7. V.Straizis, G.Kuriliene, Astrophys. Space. Sci., 89, 353, 1981.
8. Взаимодействующие двойные звезды, Дж.Е.Прингл, Р.А.Уэйд (ред), Наука, М., 1993.
9. J.A.Baldwin, G.J.Ferland, P.G.Martin et al., Astrophys. J., 374, 580, 1991.
10. J.A.Baldwin, A.Crotts, R.J.Dufour et al., Astrophys. J., 468, L115, 1996.
11. Л.С.Любимков, Химический состав звезд: метод и результаты анализа, Одесса: Астропринт, 1995.

УДК: 524.5

## КЛАССИФИКАЦИЯ ЗВЕЗД ПО СВОБОДНЫМ ОТ ПОКРАСНЕНИЯ ПАРАМЕТРАМ $Q$ И $D$

Р.Х.ОГАНЕСЯН

Поступила 3 марта 2004

Принята к печати 7 июля 2004

Получены соотношения между независимыми от межзвездного покраснения величинами - фотометрического параметра  $Q$  и величины бальмеровского скачка  $D$  для O9-G0 звезд Главной последовательности. Полученные нами средние значения бальмеровских скачков для звезд Главной последовательности мы сравнили с теоретической моделью, представляющей собой зависимость бальмеровского скачка от эффективной температуры, также полученной для звезд Главной последовательности. Показано, что теоретические и наблюдательные, а также полученные нами данные хорошо коррелируют.

1. *Введение.* В настоящее время в качестве основной цветовой системы используется система  $UBV$  Джонсона и Моргана [1]. В монографии Страйжиса [2] приводится подробное описание различных фотометрических систем, общий  $UBV$ -каталог [3] содержит данные для 98960 звезд.

Джонсон и Морган [4] предложили провести спектральную классификацию звезд по фотометрическим данным  $UBV$ . Для того, чтобы обойти влияние межзвездного покраснения на показатели цвета  $(B - V)$  и  $(U - B)$ , они ввели независимый от межзвездного покраснения (поглощения) параметр:

$$Q = (U - B) - (E_{U-B}/E_{B-V})(B - V) = (U - B)_0 - (E_{U-B}/E_{B-V})(B - V)_0, \quad (1)$$

величина которого для O-B звезд коррелирует со спектральным классом. Из (1) было определено среднее отношение  $E_{U-B}/E_{B-V}$  для O-B-A2 звезд, равное  $0^m.72 \pm 0^m.03$  по всему небу, кроме области Лебеда, где значение равно  $0^m.81$ .

В эти же годы Шалонж и др. [5-7] развили систему классификации звезд, основанную на измерении величины скачка  $D$  - границы бальмеровской серии и длины волны  $\lambda_1$ , определяющей практическую границу этой серии в спектре.

Позже Бекер [8], используя данные работ [1,4], получил линейную зависимость между параметрами  $D$  и  $Q$  ( $D = 0.525 + 0.525Q$ ) для звезд типов O-B-A2.

Отметим, что т.к. фотоэлектрические спектрометры более чувствительны и имеют большую точность, чем фотографические, величина  $D$ , полученная

фотоэлектрическим методом [8-13], несколько отличается от данных фотографического метода [5-7].

2. *Зависимость  $Q$  и  $D$  от  $(B-V)$  и  $(U-B)$ .* В настоящей работе определены спектральные классы и значения межзвездного поглощения фотометрически слабых звезд с использованием полученных непосредственно из наблюдений значений показателей цвета  $(U-B)$  и  $(B-V)$ . Мы воспользовались спектрофотометрическими значениями бальмеровских скачков из работ [9-14] и получили усредненные их значения для каждого спектрального подкласса (табл.1). Имея средние значения  $D_{срн}$  для каждого спектрального подкласса, можно получить линейную зависимость между  $D_{ср}$  и  $Q_{ср}$  в виде  $D = a + bQ$ , где  $a$  и  $b$  - постоянные величины для звезд спектральных классов O9-A2 и A3-G0, как это сделано в [8].

Для определения численных значений постоянных  $a$  и  $b$ , средние величины  $Q$  для нормальных звезд Главной последовательности типа O9-G0 взяты нами из [1] (табл.13). Для звезд этих же спектральных классов,  $D_{срн}$  взяты из табл.1 настоящей работы, с помощью которых

Таблица 1

СРЕДНИЕ ЗНАЧЕНИЯ ВЕЛИЧИН  $D_{срн}$  ДЛЯ ЗВЕЗД ГЛАВНОЙ ПОСЛЕДОВАТЕЛЬНОСТИ

Спектр	$D_{срн}$	Спектр	$D_{срн}$	Спектр	$D_{срн}$	Спектр	$D_{срн}$
O9	0.064	B6	0.346	A1	0.556	F0	0.335
B0	0.102	B7	0.397	A2	0.560	F2	0.283
B1	0.126	B8	0.422	A3	0.541	F5	0.224
B2	0.179	B9	0.485	A4	0.519	F7	0.208
B3	0.231	B9.5	0.518	A5	0.497	F8	0.193
B5	0.294	A0	0.551	A7	0.466	G0	0.160

найлены численные значения  $a$  и  $b$  как для классов O9-A2, так и A3-G0.

Решение уравнения  $D = a + bQ$  методом наименьших квадратов для звезд спектральных классов от O9 до A2 принимает следующий вид:

$$D = 0.561 + 0.561Q, \quad \text{где } \sigma_Q = \pm 0^m.1, \quad \sigma_D = \pm 0.03, \quad (2)$$

а для звезд классов от A3 до G0:

$$D = 0.526 + 0.956Q, \quad \text{где } \sigma_Q = \pm 0^m.02, \quad \sigma_D = \pm 0.03. \quad (3)$$

При этом, в (2)  $Q$  определяется по формуле (1) с помощью  $(B-V)_0$  и  $(U-B)_0$ , согласно табл.11 и 12 из [2], где отношение  $E_{U-B}/E_{B-V}$  согласно [1,2], равно 0.72, а в (3) значения  $E_{U-B}/E_{B-V}$  для каждого используемого подкласса взяты из [2] (табл.8).

Хотя соотношения (2) и (3) получены лишь по средним значениям  $D$  и  $Q$  для звезд Главной последовательности (V класс светимости), формулы (2) и (3) можно использовать и для звезд других светимостей

НОРМАЛЬНЫЕ КОЛОР-ИНДЕКСЫ  $(B - V)_0$ , ПАРАМЕТРЫ  $Q$  И ЗНАЧЕНИЯ БАЛЬМЕРОВСКИХ СКАЧКОВ  $D$  ДЛЯ ЗВЕЗД РАЗНЫХ СПЕКТРАЛЬНЫХ КЛАССОВ И СВЕТИМОСТЕЙ

Св.	V		IV		III		II		I			
	$(B - V)_0$	$Q$	$(B - V)_0$	$Q$	$D$							
O8	-0.31	-0.917	0.047	-0.917	0.047	-0.907	0.053	-0.31	-0.907	0.053	-0.914	0.048
O9	-0.31	-0.907	0.052	-0.907	0.052	-0.897	0.058	-0.29	-0.911	0.050	-0.926	0.042
B0	-0.30	-0.864	0.076	-0.864	0.076	-0.874	0.071	-0.28	-0.889	0.063	-0.924	0.042
B1	-0.27	-0.756	0.137	-0.766	0.137	-0.776	0.126	-0.26	-0.793	0.116	-0.858	0.080
B2	-0.25	-0.670	0.185	-0.680	0.180	-0.707	0.164	-0.23	-0.754	0.133	-0.825	0.098
B3	-0.21	-0.559	0.248	-0.579	0.236	-0.606	0.207	-0.20	-0.696	0.171	-0.791	0.117
B4	-0.19	-0.503	0.279	-0.518	0.270	-0.540	0.254	-0.18	-0.640	0.202	-0.746	0.143
B5	-0.17	-0.448	0.310	-0.458	0.304	-0.475	0.294	-0.16	-0.585	0.233	-0.701	0.168
B6	-0.15	-0.392	0.341	-0.402	0.335	-0.419	0.326	-0.14	-0.529	0.264	-0.660	0.191
B7	-0.13	-0.336	0.373	-0.346	0.367	-0.354	0.363	-0.12	-0.474	0.295	-0.614	0.217
B8	-0.10	-0.258	0.416	-0.268	0.411	-0.268	0.411	-0.10	-0.378	0.349	-0.558	0.248
B9	-0.07	-0.140	0.483	-0.150	0.477	-0.07	0.471	-0.07	-0.250	0.421	-0.493	0.285
B9.5	-0.04	-0.079	0.520	-0.088	0.512	-0.04	0.503	-0.045	-0.196	0.450	-0.417	0.327
A0	-0.02	-0.006	0.558	-0.026	0.547	-0.02	0.535	-0.02	-0.198	0.485	-0.342	0.369
A1	0.02	0.016	0.570	0.016	0.570	0.016	0.570	0.02	-0.104	0.502	-0.272	0.408
A2	0.05	0.024	0.574	0.024	0.574	0.041	0.584	0.04	0.031	0.552	-0.226	0.434
A3	0.09	0.015	0.539	-0.023	0.546	0.08	0.561	0.07	0.030	0.552	-0.203	0.447
A4	0.12	-0.002	0.524	0.013	0.538	0.115	0.556	0.10	0.018	0.541	-0.170	0.466
A5	0.15	-0.018	0.489	-0.000	0.526	0.15	0.523	0.15	-0.014	0.539	-0.145	0.480
A6	0.17	-0.040	0.470	-0.028	0.502	0.175	0.502	0.18	0.001	0.527	-0.10	0.505
A7	0.20	-0.058	0.470	-0.05	0.483	0.20	0.502	0.18	-0.023	0.506	-0.07	0.522
A8	0.24	-0.165	0.368	-0.129	0.403	0.23	0.469	0.20	-0.034	0.493	-0.033	0.543
A9	0.27	-0.212	0.323	-0.164	0.369	0.28	0.416	0.25	-0.072	0.457	-0.003	0.559
F0	0.30	-0.212	0.323	-0.20	0.336	0.31	0.387	0.275	-0.089	0.441	0.04	0.583
F1	0.33	-0.246	0.290	-0.233	0.303	0.34	0.356	0.33	-0.111	0.420	0.054	0.591
F2	0.36	-0.281	0.257	-0.26	0.277	0.37	0.320	0.33	-0.133	0.399	0.04	0.583
F3	0.38	-0.298	0.241	-0.26	0.277	0.37	0.320	0.33	-0.133	0.399	0.04	0.583
F4	0.41	-0.328	0.212	-0.291	0.248	0.40	0.304	0.36	-0.150	0.384	0.03	0.577
F5	0.44	-0.358	0.183	-0.321	0.220	0.43	0.281	0.38	-0.160	0.373	0.039	0.551
F6	0.47	-0.377	0.166	-0.347	0.194	0.46	0.249	0.45	-0.191	0.343	0.045	0.530
F7	0.49	-0.388	0.155	-0.371	0.171	0.50	0.223	0.52	-0.224	0.312	0.052	0.500
F8	0.52	-0.407	0.136	-0.396	0.148	0.54	0.185	0.58	-0.240	0.297	-0.053	0.475
F9	0.55	-0.395	0.149	-0.386	0.197	0.59	0.169	0.65	-0.264	0.273	-0.111	0.419
G0	0.58	-0.427	0.118	-0.386	0.197	0.65	0.133	0.72	-0.301	0.238	-0.178	0.356
G1	0.60	-0.426	0.119	-0.390	0.193	0.70	-0.330	0.75	-0.284	-	-0.119	0.338
G2	0.62	-0.426	0.119	-0.394	0.149	0.75	-0.23	0.78	-0.299	-	-0.22	0.316

(IV, III, II и I), т.к. величина  $D$  и показатель цвета  $(U - B)_0$  очень чувствительны ко всем светимостям спектральных классов O-G2.

Величины бальмеровских скачков, вычисленные из соотношений (2) и (3) для спектральных классов O9-G2 и всех классов светимости, приведены в табл.2.

На основании наблюдательных данных непрерывных спектров в [15] приведены сравнения некоторых параметров распределения энергии для B1-G0 звезд Главной последовательности с теоретическими моделями. График зависимости средних значений бальмеровского скачка от эффективных температур, взятый из работы [15], приведен на рис.1. Для проверки точности средних значений бальмеровских скачков, полученных из наблюдений -  $D_{спH}$  (табл.1) и вычисленных нами по формулам (2) и (3) -  $D_{спB}$  (4-й столбец табл.2), по примеру [15], были сопоставлены с теоретическими моделями [16,17].

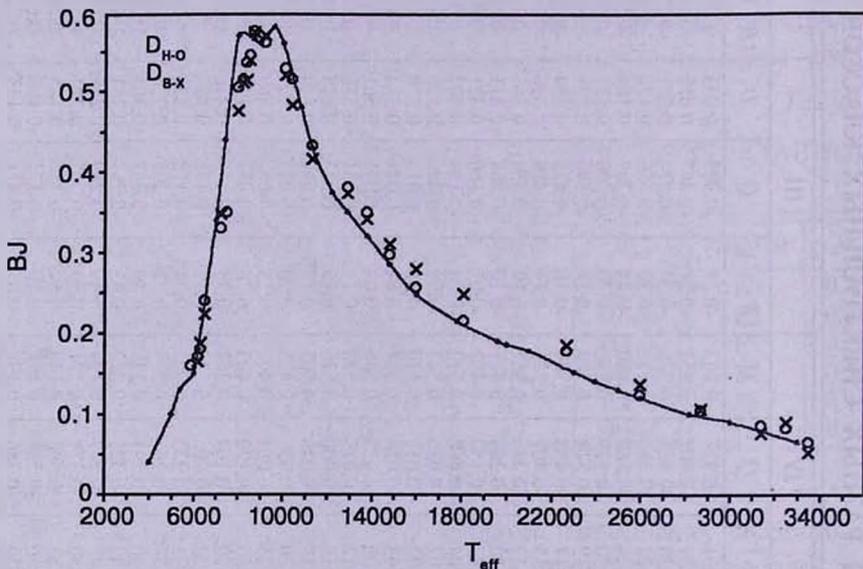


Рис.1. Зависимость величины бальмеровского скачка от эффективной температуры. Кружками обозначены данные наблюдений, крестиками - данные вычислений. Сплошная кривая с -  $D$  величины бальмеровского скачка для модели [16,17].

Как видно из рис.1, величины  $D_{спH}$  и  $D_{спB}$  хорошо согласуются с теоретическими данными [16,17].

3. **Заключение.** В заключение отметим, что формулы (1), (2) и (3) можно рекомендовать для определения параметров  $Q$  и  $D$  звезд классов O9-G2 всех светимостей по данным показателей цвета  $(B - V)_0$  и  $(U - B)_0$ , а также по отношениям избытков цвета  $E_{U-B}/E_{B-V}$  из табл.8 [2]. Значения нормальных показателей цвета  $(B - V)_0$ , параметры  $D$  и  $Q$  приведены в табл.2.

Сравнивая полученные из наблюдений величины  $Q$  и  $D$  по данным  $(B-V)$  и  $(U-B)$  с  $Q$  и  $D$  из табл.2, можно определить спектральные классы исследуемых звезд, величины избытков цвета  $E_{(B-V)}$ ,  $A_V = 3.2E_{(B-V)}$  и расстояние  $\log d = 0.2[(V_0 - M_V) + 5]$ , где  $M_V$  для соответствующих спектральных классов были взяты из [18].

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

## THE STARS CLASSIFICATION BY THE FREE FROM REDDENING PARAMETERS Q AND D

R.Kh.HOVHANNESIAN

The correlations between the independent from interstellar reddening parameter  $Q$  and spectrophotometrical parameter (the value of the Balmer jump)  $D$  for the O9 - G0 stars of the main sequence were obtained. The average values of the Balmer jump for O9-G0 stars of the main sequence obtained by us were compared with the theoretical models of the dependence of Balmer jump from the effective temperature for the stars of main sequence. It is shown that the theoretical and observational, as well as the calculated data are in good agreement.

Key words: *stars : classification*

## ЛИТЕРАТУРА

1. H.L.Johnson, W.W.Morgan, *Astrophys. J.*, 117, 313, 1953.
2. В.Страйжис, "Многоцветная фотометрия звезд", Изд. Моклас, Вильнюс, 1977.
3. J.-C.Mermilliod, M.Mermilliod, "Catalogue of Mean UBV Data on Stars", Springer-Verlag, New-York, Inc. 1994.
4. L.Johnson, W.W.Morgan, *Astrophys. J.*, 122, 142, 1955.
5. D.Chalonge, nn. D' *Astrophys.*, 15, 201, 1952.
6. L.Divan, *Ann. D' Astrophys.*, 17, 456, 1954.
7. Д.Шалонж, *Астрон. ж.*, 33, 490, 1956.
8. W.Becker, *Basic Astronomical Data*, Chicago, 1963, p.241.

9. *D.J.Stickland*, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., **153**, 501, 1971.
10. *В.М.Терещенко, А.В.Харитонов*, Труды Астрофиз. ин-та АН Каз.ССР, **21**, 3, 1972.
11. *А.В.Харитонов, В.М.Терещенко, Е.А.Глушневa, В.Р.Ребристый, Л.Д.Фришенберг*, Труды Астрофиз. ин-та Каз.ССР, **24**, 3, 1974.
12. *В.А.Гаген-Торн, Е.В.Рубан*, Бальмеровские скачки и спектрофотометрические градиенты звезд по результатам спектрофотометрических наблюдений., ВИНТИ, N 6001-83, Деп., с.24, 1983.
13. *G.H.Jacoby, D.A.Hunter, C.A.Christian*, Astrophys. J. Suppl. Ser., **56**, 257, 1984.
14. *Е.В.Рубан*, Астрофизика, **21**, 11, 1984; **22**, 75, 1985.
15. *И.Н.Глушневa, В.Т.Дорошенко*, Астрон. ж., **57**, 731, 1980.
16. *D.F.Carbon, O.Gingerich*, In: Theory and observation of Normal Stellar Atmospheres, ed. O.Gingerich, MIT press Cambridge and London, 1969 p.377.
17. *R.Kurucz*, In: Theory and observation of Normal Stellar Atmospheres, ed. O.Gingerich, MIT press Cambridge and London, 1969, p.375.
18. *D.M.Gottlieb*, Astrophys. J. Suppl. Ser., **38**, 287, 1978.

УДК: 524.827

## ОБЪЕКТЫ С КОНТИНУАЛЬНЫМ СПЕКТРОМ ВТОРОГО БЮРАКАНСКОГО ОБЗОРА НЕБА

С.К.БАЛАЯН<sup>1</sup>, О.В.ВЕРХОДАНОВ<sup>2</sup>

Поступила 10 марта 2004

Принята к печати 7 июля 2004

Приводятся результаты исследований объектов с непрерывным спектром, отобранных в ходе Второго Бюраканского спектрального обзора неба. Проведена кросс-корреляция с каталогами инфракрасных, радио- и рентгеновских источников. Для наиболее ярких объектов на 2.6-м телескопе Бюраканской обсерватории получены спектры.

1. *Введение.* Основной задачей Второго Бюраканского обзора неба (SBS) [1] является отбор и составление выборок внегалактических объектов с целью их всестороннего исследования. Среди них квазары, галактики Маркаряна (галактики с UV-избытком), галактики с эмиссионными линиями [2-5].

Наряду с внегалактическими объектами, по низкодисперсионным спектрам обзора, как впоследствии было выявлено после щелевой спектроскопии, отбирались и звезды, в основном, белые карлики и горячие субкарлики. Результаты классификации более шестисот звезд, проведенной по щелевым спектрам, приведены в работах [6,7]. В их число входит 20 объектов, для которых в полученных спектрах не было спектральных линий и природа объекта осталась не выяснена. Согласно принятой в SBS классификационной схеме по щелевым спектрам, эти объекты классифицированы "Continual".

В эту выборку могут попадать совершенно различные объекты: как галактические, например, белые карлики (WD) DC класса или WD с большими магнитными полями, со слабыми или мало контрастными линиями, так и внегалактические BL Lac или QSO, в случае, если их эмиссионные линии оказались вне наблюдаемого спектрального диапазона.

Для выяснения природы SBS-объектов с непрерывным спектром, наиболее яркие из них наблюдались с лучшим отношением сигнал-шум, по сравнению с ранее полученными для них оптическими спектрами. Кроме того, для всех объектов была проведена кросс-идентификация с источниками известных рентгеновских, инфракрасных и радиообзоров.

2. *Объекты с непрерывным спектром SBS-обзора.* В большинстве обзорных работ "звездообразный" объект классифицируется как

DC WD, если в наблюдаемом спектральном диапазоне нет линий на уровне 5-10% от непрерывного спектра [8]. Список звезд SBS-обзора включает пять DC карликов, которые были обнаружены и классифицированы ранее в других работах, и уже вошли в каталог WD [9]. Остальные двадцать объектов обзора с континуальным спектром ранее не были известны. Согласно принятой в SBS классификационной схеме, эти объекты классифицированы "Continual". Такое решение, главным образом, обусловлено тем, что для классификации WD - DC, кроме спектральных признаков, поскольку они являются галактическими объектами, необходимо наличие собственного движения, в противном случае их классификация как "Continual" более оправдана. Надо отметить, что не все DC WD, вошедшие в каталог [9], являются таковыми. Как следует из работы [10]: по крайней мере, три классифицированных ранее DC WD из PG-обзора [11], после более детальных исследований, оказались объектами типа BL Lac. Кроме того, нередки случаи, когда звезда, ранее классифицированная как DC WD, после повторных спектральных наблюдений с лучшим отношением сигнал-шум оказывалась WD другого типа.

Таблица 1

## СПИСОК ОБЪЕКТОВ С КОНТИНУАЛЬНЫМ СПЕКТРОМ

SBS название	$\alpha_{2000}$	$\delta_{2000}$	$m_{SBS}$
0811+582	08 15 13.99	+58 03 31.65	18.0
0936+522	09 39 36.58	+52 01 47.01	18.0
0939+535	09 43 11.35	+53 19 15.06	19.5
0940+566	09 44 00.68	+56 25 42.48	19.0
0941+565	09 45 11.15	+56 20 05.22	18.5
0955+524	09 58 46.16	+52 14 55.68	18.0
1012+529	10 15 26.12	+52 42 16.77	16:0
1013+565	10 16 37.14	+56 15 18.62	18.0
1056+517	10 59 16.44	+51 24 41.18	15.5
1057+556	11 00 30.54	+55 22 37.56	17.5
1102+595	11 06 01.39	+59 17 33.83	17.5
1107+602	11 10 10.97	+60 01 40.84	18.0
1149+598	11 51 42.36	+59 34 32.29	18.5
1215+552	12 18. 15.77	+54 58 05.11	19.5
1227+553	12 29 37.00	+55 06 15.21	16.5
1257+576	12 59 44.29	+57 23 43.52	16.5
1312+537	13 14 16.66	+53 27 58.45	16.5
1316+503	13 18 26.37	+50 03 50.72	17.0
1441+562	14 42 18.46	+56 02 28.32	17.5
1507+577	15 08 29.58	+57 32 30.09	18.0

Для выяснения природы SBS-объектов с континуальным спектром в мае 2003г. на 2.6-м телескопе для наиболее ярких из них проведены спектральные наблюдения. Кроме того, проведена кросс-идентификация

с источниками известных рентгеновских, инфракрасных и радиообзоров по астрономической базе данных CATS [12], а по оцифрованным изображениям Паломарского обзора неба DSS-1 и DSS-2 проверено, имеют ли эти объекты собственные движения (для данной подвыборки это означает, являются ли эти объекты галактическими).

В табл.1 приводится список объектов с континуальным спектром SBS-обзора. В столбцах таблицы даны соответственно: SBS название объекта; координаты для эпохи 2000г.; звездная величина  $m_{SBS}$ , согласно визуальным оценкам, принятым в обзоре.

3. Радио и рентгеновские отождествления объектов. Отождествление объектов было проведено с использованием базы данных CATS [12], созданной и поддерживаемой в CAO РАН.

Результатом поиска с окном отождествления радиусом в 60 секунд дуги явились три совпадения с радиоисточниками - для объектов SBS 0941+565, SBS 1013+565 и SBS 1316+503 и одно с рентгеновским источником - для SBS 1056+517.

Радиоданные для трех отождествленных объектов собраны в табл.2. В столбцах таблицы приводятся: SBS название объекта; название радиообзора и соответствующая ссылка на него; радиокоординаты на эпоху 2000 года и их внутренние ошибки измерения; частота радиообзора в МГц; поток в Ян и ошибки его измерения. В предпоследнем столбце таблицы приводятся отношения правдоподобия (LR) отождествления.

Для двух объектов, SBS 0941+565 и SBS 1013+565, рассчитаны спектральные индексы, значения которых равны соответственно -1.00

Таблица 2

ДАННЫЕ РАДИООТОЖДЕСТВЛЕНИЙ

Название	$\alpha_{2000}$	$\Delta\alpha$	$\delta_{2000}$	$\Delta\delta$	$\nu$	F	$\Delta F$	LR	Лит.
<b>SBS 0941+565</b>									
6CIII	09 45 12.980	-	+56 20 08.63	-	151	0.160	-	7.3	[13]
NVSS	09 45 14.230	0.076	+56 20 21.88	0.61	1400	0.0172	.0006	0.1	[14]
WENSS	09 45 14.637	-	+56 20 20.66	-	325	0.082	.0037	0.1	[18]
<b>SBS 1013+565</b>									
6CIII	10 16 40.070	-	+56 14 47.33	-	151	1.280	-	4.2	[13]
MIYUN	10 16 40.3	1.3	+56 14 31.6	12.6	232	0.5	.05	0.1	[15]
TXS	10 16 40.516	0.123	+56 14 44.95	0.5	365	0.548	.042	-	[16]
NVSS	10 16 40.323	0.038	+56 14 45.14	0.32	1400	0.1188	.0037	-	[14]
GB6	10 16 38.500	2.4	+56 14 31.00	21.0	4850	0.019	.004	3.4	[17]
WENSS	10 16 40.156	-	+56 14 43.42	-	325	0.626	.0036	-	[18]
<b>SBS 1316+503</b>									
NVSS	13 18 26.600	0.733	+50 03 22.59	5.08	1400	.0036	.0004	0.8	[14]

и -1.08. Эти величины показывают, что радиисточники имеют крутые спектры, свойственные внегалактическим объектам. В этом случае их красные смещения должны быть расположены в интервале 0.2 - 0.4, чтобы эмиссионные линии оказались вне наблюдаемого спектрального диапазона.

Третий объект, SBS 1316+503, отождествленный в радиообзоре, имеет плотность потока, близкую к пороговой. Отсутствие данных в низкочастотных каталогах говорит о том, что это источник не с крутым спектром. Если объект и является AGN, то радиоспокойным.

Для всех радиисточников, попадающих в указанный бокс поиска, рассчитана LR по формуле, приведенной в работе [19]. При расчете отношения правдоподобия использованы ошибки определения оптических координат, равные 0".2, и значение плотности распределения для BSO (голубых звездообразных объектов) [20]. Для радиокаталога 6CIII использованы максимальные ошибки определения радиокоординат, 2".3 по прямому восхождению и 40" по склонению, согласно [13].

Для SBS1056+517 в боксе с радиусом в 60 секунд дуги имеются два рентгеновских источника, один из них, а именно RXJ105916+5124.7, совпадает с оптическим. Отношение правдоподобия отождествления при средней плотности распределения оптических объектов [20] составляет  $LR = 7.4$ , что подтверждает надежность отождествления.

4. *Оптические наблюдения.* Для одиннадцати из наиболее ярких континуальных объектов SBS в мае 2003г. были получены спектры на 2.6-м телескопе Бюраканской обсерватории. Спектры были получены со спектральной камерой SCORPIO на ПЗС Loral 2068 x 2058, с размером элемента 15 мкм<sup>2</sup> при помощи гризмы 600 штрих/мм, пик пропускания которой приходится на 5000 Å, в результате был зарегистрирован диапазон

Таблица 3

### ЖУРНАЛ НАБЛЮДЕНИЙ ОБЪЕКТОВ

SBS-названия	Дата набл.	Суммарная экс.	Тип объекта
0811+582	2003-05-03	4800	F
0936+522	2003-05-04	7200	DAH:
1012+529	2003-05-03	4800	DB
1056+517	2003-05-02	1200	DA
	2003-05-05	5400	
1057+556	2003-05-03	4800	DB
1227+553	2003-05-02	1200	QSO
1257+576	2003-05-04	4800	DOB
1312+537	2003-05-05	6600	Cont
1316+503	2003-05-05	4800	BL Lac:
1441+562	2003-05-03	4800	DAH:
1507+577	2003-05-11	3000	F

длин волн 3900-7400 Å (с учетом чувствительности CCD, 4100-7400 Å) с дисперсией 1.7 Å/пиксель и пространственным разрешением 0.42"/элемент. Щель спектральной камеры соответствовала 2" и была ориентирована в направлении восток-запад.

Спектры обрабатывались с помощью пакета программ MIDAS, включающего стандартные процедуры редукции астрономических данных. Для калибровки спектров в течение ночи наблюдалась стандартная звезда GRW705824 [21].

Журнал наблюдений объектов, спектры которых получены на SCORPIO, приводится в табл.3, а на рис.1 для нескольких из них представлены спектры.

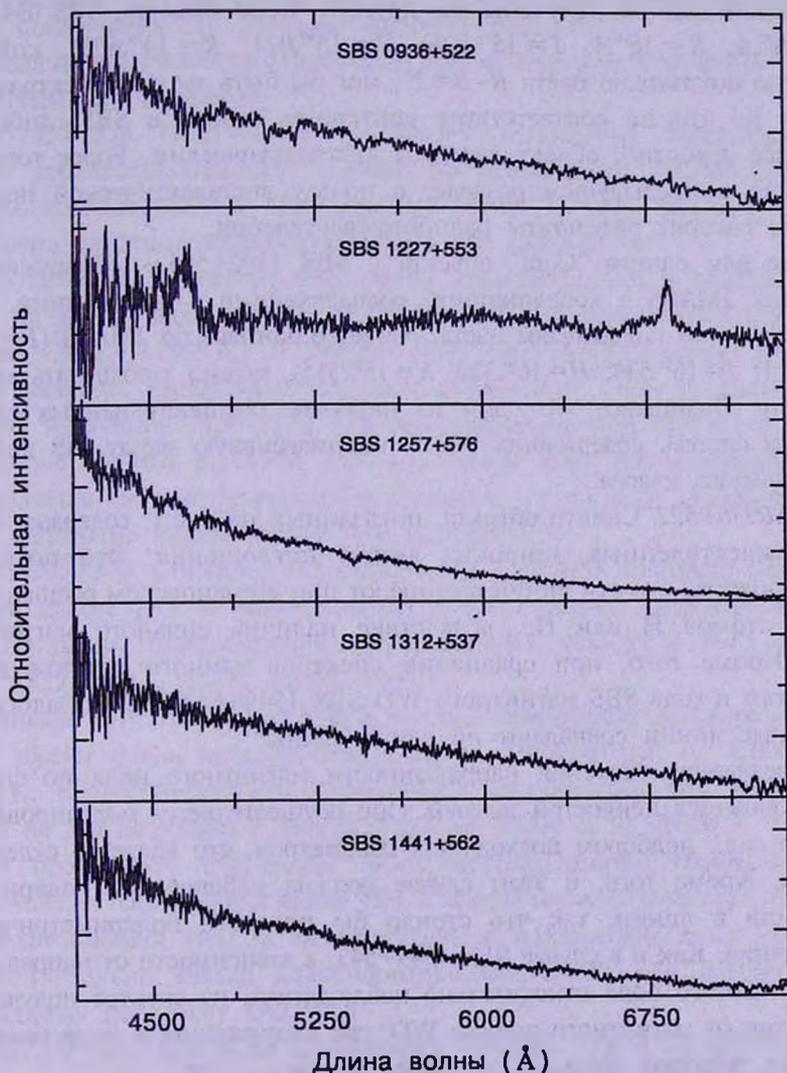


Рис.1. Спектры объектов, полученные на 2.6-м телескопе.

Ниже, наряду с описанием полученных спектров, приводится некоторая информация о наблюдаемых объектах.

*SBS 0811+582.* Хотя полученный спектр не имеет удовлетворительного отношения сигнал-шум, тем не менее, в нем отождествлены узкие линии:  $H\beta$ , FeII, NaD,  $H\alpha$  и полоса MgB. Согласно этим данным объект классифицирован как звезда спектрального класса F (как первоначально было принято в обзоре). Спектральный класс объекта подтверждается по данным APM (Automatic Plate Measuring; <http://www.ast.cam.ac.uk/~mike/apmcat/>) и 2MASS, а именно, по звездной величине объекта в  $B$ ,  $R$ ,  $J$ ,  $H$ ,  $K$  фильтрах (соответственно  $17^m.4$ ,  $16^m.8$ ,  $16^m.136$ ,  $15^m.998$ ,  $16^m.101$ ), что характерно для звезды позднего спектрального класса.

Схожие данные получены для другого "Cont" объекта, SBS 0941+565 ( $B = 18^m.4$ ;  $R = 16^m.4$ ;  $J = 15^m.926$ ;  $H = 15^m.071$ ;  $K = 14^m.603$ ), который, согласно показателю цвета  $R - B = 2^m$ , мог бы быть звездой спектрального класса K, что не соответствует критериям отбора в SBS, либо, что наиболее вероятно, объект является внегалактическим. Более того, как отмечено в предыдущем разделе, в пользу внегалактической природы объекта говорят результаты радиоотождествления.

Еще для одного "Cont" объекта - SBS 1102+595 - обнаруживается источник 2MASS с координатами, совпадающими с оптическими. Но в этом случае по показателям цвета, согласно данным по 2MASS ( $B = 17^m.0$ ;  $R = 17^m.1$ ;  $J = 16^m.534$ ;  $H = 16^m.320$ ;  $K = 15^m.315$ ), можно заподозрить двойственность. Возможно, это один из наиболее распространенных случаев двойных систем, содержащих WD и маломассивную звезду MS позднего спектрального класса.

*SBS0936+522.* Спектр объекта, показанный на рис.1, содержит много не отождествленных, широких линий поглощения. Это позволяет предположить, что эти линии возникают при зеэмановском расщеплении линий атомов H или He, вследствие наличия сильного магнитного поля. Кроме того, при сравнении спектров данного объекта и уже открытого в ходе SBS магнитного WD SBS 1349+543 [22] оказалось, что некоторые линии совпадают по длине волны.

Определение значения напряженности магнитного поля по спектру звезды является непростой задачей. Оно осуществляется моделированием спектра, т.е., подбором подходящих параметров, что является отдельной задачей. Кроме того, в этом случае должна наблюдаться поляризация излучения в линии, так что стоило бы провести поляриметрические наблюдения. Как и в случае SBS 1349+543, в зависимости от направления оси магнитного поля относительно наблюдателя, на спектре получают линии как от магнитного полюса WD, где напряженность поля большая, так и от экватора звезды с меньшим полем.

Приведенные выше аргументы позволяют на данном этапе классифицировать объект как DAH, с напряженностью магнитного поля в несколько сот мегагаусс (MG).

*SBS1012+529.* Хотя ранее полученный спектр имел достаточно хорошее отношение сигнал-шум, для объекта были получены еще два спектра, в которых заметны абсорбционные детали. По отождествленным линиям HeI ( $\lambda\lambda$  4026, 4471 и 4921 Å) можно предположить, что это WD класса DB.

*SBS1056+517.* Этот объект ранее был отобран в ходе обзора "Поиск слабых голубых звезд" под названием LB01919 [23]. Для него получены четыре спектра и только две 40-минутные экспозиции оказались пригодными для классификации объекта. В спектре наблюдаются широкие линии поглощения HI, что соответствует WD DA.

Звезда отождествляется с рентгеновским источником RXJ105916+5124.7 (см. предыдущий раздел).

*SBS1057+556.* Полученное по спектру отношение сигнал-шум не вполне удовлетворительное, однако по нескольким абсорбционным деталям, совпадающим с линиями HeI ( $\lambda\lambda$  4471, 4921, 5875 Å), можно достаточно уверенно классифицировать его как DB.

*SBS1227+553.* В спектре (см. рис.1) заметны широкие эмиссионные линии на длинах волн  $\lambda$  4680 Å и  $\lambda$  6840 Å. Их отождествление показало, что это CIII] ( $\lambda$  1909 Å) и дублет MgII ( $\lambda$  2798 Å). Согласно этому, объект является квазаром с красным смещением 1.446 и абсолютной звездной величиной  $M_b = -27.6$ , которая определена при  $H = 50$  км/с Мпк<sup>-1</sup> и величине  $B = 16.6$  по АРМ данным. Кроме того, примечательно, что QSO является как инфракрасным источником, по данным 2MASS-обзора, так и достаточно ярким оптическим источником.

*SBS1257+576.* Согласно классификации, это WD довольно малочисленного класса DO. В спектре объекта наблюдаются широкие абсорбционные линии, принадлежащие HeII ( $\lambda\lambda$  4541, 4686 Å) и HeI ( $\lambda\lambda$  4471, 4713, 4929, 5015, 5876, 6678, 7065 Å).

Согласно [24], атмосферы WD, в которых доминирует ионизированный гелий, имеют очень высокие эффективные температуры, от 45000 К до 100000 К. В зависимости от эффективной температуры, DO WD разделяются на два подкласса с температурой от 45000 К до 70000 К и называются "прохладным подклассом". В их спектрах, помимо сильной линии HeII  $\lambda$  4686 Å, наблюдаются линии HeI. Спектры горячего подкласса показывают только линии HeII, а их эффективные температуры выше 70000 К.

Окончательно звезда классифицирована DOB, или относится к прохладному подклассу DO WD.

*SBS1312+537.* Как и по имевшемуся спектру, так и по спектру (см. рис.1), полученному на 2.6-м телескопе, в наблюдаемом диапазоне нет

заметных линий.

Так как объект, с одной стороны, имеет отрицательный показатель цвета  $B - V$ , а с другой, является 2MASS источником с звездными величинами  $J = 16^m.568$ ,  $H = 16^m.044$ ,  $K = 15^m.597$ , то и здесь, как в случае SBS1102+595, можно заподозрить его двойственность.

*SBS1316+503.* К ранее имеющимся спектрам были добавлены еще два, которые не выявили заметных деталей. Учитывая, что оптический источник отождествляется с радиоисточником из каталога NVSS (см раздел 3), то его можно отнести к кандидатам в объекты типа BL Lac.

*SBS1441+562.* По спектру объекта, как и в случае SBS0936+522, можно предположить наличие большого магнитного поля. Его спектр, как и для аналогично классифицированного SBS0936+522, представлен на рис.1. Скорее всего, он также является водородным магнитным WD.

*SBS1507+577.* В спектре отождествлены линии поглощения, бальмеровские серии водорода, FeII  $\lambda\lambda$  5275, 5334 Å и NaD, а также полосы поглощения Mgb и G. Согласно этому, объект, как и в случае SBS0811+582, классифицирован как звезда спектрального класса F. Кроме того, звезда числится в [25] под именем G224-52 и имеет достаточно большое собственное движение  $\mu = 0''.41$  в год.

**5. Заключение.** Результатом сравнения 20 объектов с континуальным спектром SBS-обзора с каталогами радио и рентгеновских источников явились три совпадения с радио и одно с рентгеновскими источниками.

SBS0941+565 и SBS1013+565 являются радиоисточниками. Для них определены спектральные индексы, которые показывают, что радиоисточники имеют крутые спектры, что свойственно внегалактическим объектам. SBS1056+517 отождествляется с рентгеновским источником RXJ105916+5124.7.

Для одиннадцати из наиболее ярких континуальных объектов на 2.6-м телескопе Бюраканской обсерватории получены щелевые спектры с достаточно хорошим отношением сигнал-шум, благодаря чему, удалось определить природу объекта.

По полученным спектрам удалось классифицировать два WD DB и по одному DO и DA класса, из внегалактических объектов QSO и BL Lac. Еще по два объекта оказались звездами спектрального класса F и кандидатами в водородные магнитные WD.

<sup>1</sup> Бюраканская астрофизическая обсерватория им. В.А.Амбарцумяна, Армения, e-mail: sbalayan@bao.sci.am

<sup>2</sup> Специальная астрофизическая обсерватория, Россия, e-mail: vo@sao.ru

OBJECTS WITH CONTINUAL SPECTRA IN THE  
SECOND BYURAKAN SKY SURVEYS.K.BALAYAN<sup>1</sup>, O.V.VERKHODANOV<sup>2</sup>

Results of investigation of objects with continual spectra selected in the Second Byurakan sky survey are given. Spectra of the brightest objects were obtained with the 2.6-m telescope of Byurakan observatory. For all of them cross-correlation with catalogues of infrared, radio and X-ray sources were made.

Key words: *stars: identification - galaxies: identification*

## ЛИТЕРАТУРА

1. Б.Е.Маркарян, Д.А.Степанян, *Астрофизика*, **19**, 639, 1983.
2. J.A.Stepanian, V.A.Lipovetsky, V.H.Chavushian et al., *Astrofiz. Issled. (Izv. SAO)*, **36**, 5, 1993.
3. Y.I.Izotov, A.D.Dyak, F.H.Chaffee et al., *Astron. J.*, **458**, 524, 1996.
4. С.А.Акопян, С.К.Балаян, *Астрофизика*, **45**, 329, 2002.
5. L.Carrasco, A.Serrano, H.M.Tovmassian et al., *Astron. J.*, **113**, 1527, 1997.
6. С.К.Балаян, *Астрофизика.*, **40**, 153, 1997.
7. С.К.Балаян, *Астрофизика.*, **40**, 327, 1997.
8. E.M.Sion, J.L.Greenstein, J.Landstreet et al., *Astrophys. J.*, **269**, 253, 1983.
9. G.P.McCook, E.M.Sion, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, **121**, 1, 1999.
10. T.A.Flaming, R.F.Green, B.T.Jannuzi et al., *Astron. J.*, **106**, 1729, 1993.
11. R.F.Green, M.Schmidt, J.Liebert, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, **61**, 305, 1986.
12. O.V.Verkhodanov, S.A.Trushkin, H.Andernach, V.N.Chernenkov, *The CATS Database to Operate with Astrophysical Catalogs. In Proc. of the "Astronomical Data Analysis Software and Systems - VI"*, eds. G.Hunt, H.E.Payne, *APS Conference Ser.*, **125**, 322, 1997.
13. S.E.G.Hales, C.R.Masson, P.J.Warner, J.E.Baldwin, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, **246**, 256, 1990.
14. J.J.Condon, W.D.Cotton, E.W.Greisen et al., *Astron. J.*, **115**, 1693, 1998.
15. X.Zhang, Y.Zheng, H.Chen et al., *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.*, **121**, 59, 1997.
16. J.N.Douglas, F.N.Bash, F.A.Bozyan et al., *Astron. J.*, **111**, 1945, 1996.
17. J.J.Condon, J.J.Broderick, G.A.Seielstad et al, *Astron. J.*, **107**, 1829, 1994.
18. R.B.Rengelink, Y.Tang, A.G. de Bruyn et al., *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.*, **124**, 259, 1997.

19. М.Госс, Ю.Н.Парийский, Н.С.Соболева и др., Препр. 83Л. САО. РАН. Санкт-Петербург, 1992.
20. A.M.Cohen, R.W.Porcas, I.W.Browne et al., Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., 84, 1, 1977.
21. B.Oke, Astron. J., 99, 1621, 1990.
22. J.Liebert, G.D.Schmidt, M.Lesser et al, Astrophys. J., 421, 733, 1993.
23. W.J.Luyten, "A Search for Faint Blue Stars", N I-L., 1933-1968.
24. F.Wesemael, J.L.Greenstein, J.Liebert et al., Publ. Astron. Soc. Pacif., 105, 761, 1993.
25. H.L.Giclas, R.Burnham, N.G.Jr.Thomas, Lowell Observ. Bull., No. 7, 67, 1968.

УДК: 524.354.6

## К ТЕОРИИ АККРЕЦИИ НА НЕЙТРОННЫЕ ЗВЕЗДЫ

Г.П.АЛОДЖАНЦ<sup>1</sup>, С.КАМАРА<sup>2</sup>, М.БА<sup>2</sup>, Ф.УЛАРЕ<sup>2</sup>

Поступила 21 января 2004

Принята к печати 19 мая 2004

Рассмотрена гидродинамическая стационарная сферически-симметричная аккреция на нейтронную звезду с учетом обратного влияния излучения. Предполагается, что течение плазмы адиабатично, и излучение формируется в тонком поверхностном слое нейтронной звезды, где происходит торможение падающих частиц. Показано, что в случае стационарной аккреции ни "остановка", ни существенное замедление аккреционного потока невозможны при любых физически допустимых условиях вдали от нейтронной звезды.

1. *Введение.* В последнее время интенсивно изучаются явления, связанные с нейтронными звездами, входящими в состав тесных двойных систем (барстеры, рентгеновские пульсары). Общепринято, что важную роль в таких системах играет аккреция вещества от нормальной звезды к компактному объекту, которая, в конечном итоге, обеспечивает энергетику наблюдаемых процессов и, в частности, наблюдающееся мягкое рентгеновское излучение. Теории аккреции на компактные объекты посвящено большое число работ и ее различные аспекты изложены в [1-3].

Наблюдения барстеров показывают, что их стационарные светимости ограничены,  $L < 10^{37} - 10^{38}$  эрг/с. Однако во время всплесков рентгеновского излучения светимости барстеров близки к эддингтоновскому пределу, а в некоторых случаях и превосходят его. При таких светимостях существенно влияние силы радиационного давления на течение аккреционного потока.

Учет влияния силы радиационного давления на стационарное течение аккреционного потока и является основной целью данной работы.

В разделе 2 приведены основные уравнения, описывающие течение аккреционной плазмы. В разделе 3 получены интегралы движений. Результаты для скорости течения и темпа аккреции приведены в разделе 4. В разделе 5 обсуждается влияние учета радиационного давления на светимость нейтронной звезды.

2. *Уравнения течения аккреционного потока.* Рассмотрим стационарную сферически-симметричную аккрецию на нейтронную звезду (НЗ) с массой  $M$  и радиусом  $R$ . В такой идеализированной модели, которая не учитывает влияние магнитного поля и вращения НЗ, гидродинамическое течение аккреционного потока плазмы описывается

уравнениями [4].

$$uu' + \frac{p'}{\rho + p/c^2} \left( 1 - \frac{r_g}{r} + \frac{u^2}{c^2} \right) + \left[ 1 - \frac{L(r)}{L_u(r)} \right] \frac{GM}{r^2} = 0, \quad (1)$$

$$\frac{n'}{n} + \frac{u'}{u} + \frac{2}{r} = 0, \quad (2)$$

где штрих означает дифференцирование по  $r$ ,  $u = -u'$ ,  $u'$  - радиальная компонента 4-скорости,  $p$  - давление в потоке,  $r_g = 2GM/c^2$ ,  $L(r)$  - локальная светимость,  $n$  - плотность числа барионов.

$$L_u(r) = \frac{4\pi cGMm_p(\rho + p/c^2)}{\sigma_T(\bar{Z}/A)\rho} \frac{1 - r_g/r}{\sqrt{1 - r_g/r + u^2/c^2} \left( \sqrt{1 - r_g/r + u^2/c^2} + u/c \right)^2}, \quad (3)$$

$\sigma_T$  - томсоновское сечение. Полная плотность массы равна

$$\rho = mn + \frac{\epsilon}{c^2}, \quad (4)$$

где  $m$  - средняя масса частиц,  $\epsilon$  - плотность внутренней энергии. При получении уравнений (1), (3) предполагалось, что сила торможения потока излучением с поверхности НЗ обусловлена томсоновским рассеянием на электронах.

Предположим далее, что течение аккреционного потока адиабатическое, вплоть до его торможения на поверхности НЗ и поэтому [3]

$$\frac{d\rho}{dn} = \frac{\rho + p/c^2}{n}. \quad (5)$$

Уравнение состояния в потоке плазмы будем считать политропным

$$p = Kn^\gamma, \quad K, \gamma = \text{const}. \quad (6)$$

Граничные условия определяются известными значениями параметров потока на больших расстояниях от НЗ,  $n_\infty, \rho_\infty, T_\infty, u_\infty^\alpha = 0$ , ( $\alpha = 1, 2, 3$ ):

3. *Интегралы движения.* Зависимость  $L_u(r)$  от  $\rho$  и  $p$  несущественна, т.к. для аккреционного потока  $(\rho + p/c^2)/\rho = 1$ . При  $u=0$  формула (3) для  $L_u(r)$  переходит в известное выражение для локального эдингтоновского предела светимости в сильном гравитационном поле.

$$L_u(r) = L_E(r) = \frac{4\pi cGMm_p}{\sigma_T \sqrt{1 - r_g/r}} \left( \frac{\bar{A}}{\bar{Z}} \right). \quad (7)$$

В этом случае, следуя [3,5], нетрудно убедиться, что уравнение (1) имеет следующий приближенный интеграл движения:

$$\left( \frac{\rho + p/c^2}{n} \right)^2 \left( 1 - \frac{r_g}{r} + \frac{u^2}{c^2} \right) - 2m^2 \frac{L}{L_E} \sqrt{1 - r_g/r} = \left( \frac{\rho_\infty + p_\infty/c^2}{n_\infty} \right)^2 - 2m^2 \frac{L}{L_E}, \quad (8)$$

где  $L_E(r) = L_E(\infty) = \frac{4\pi cGMm_p}{\sigma_T} \left( \frac{\bar{A}}{\bar{Z}} \right)$ .

При получении (8) предполагалось отсутствие источников энергии при  $r > R$ , вследствие чего

$$L(r)(1 - r_g/r) = L(\infty) = L = \text{const}, \quad (9)$$

где  $L = L(\infty)$  - светимость, наблюдаемая на бесконечности.

Используя (4), (5) и (6), интеграл движения (8) можно привести к виду

$$\left(1 + \frac{a^2/c^2}{\gamma - 1 - a^2/c^2}\right) \left(1 - \frac{r_g}{r} + \frac{u^2}{c^2}\right) - \frac{2L}{L_E} \sqrt{1 - r_g/r} = \left(1 + \frac{a_\infty^2/c^2}{\gamma - 1 - a_\infty^2/c^2}\right)^2 - \frac{2L}{L_E}. \quad (10)$$

Скорость звука  $a$  в падающем потоке определяется соотношением

$$a^2 = \frac{dp}{d\rho} = \frac{dp}{dn} \cdot \frac{n}{\rho + p/c^2}. \quad (11)$$

Из уравнения непрерывности (2) находим второй интеграл движения, определяющий темп аккреции массы покоя

$$\dot{M} = 4\pi m n u r^2 = \text{const}. \quad (12)$$

4. *Скорость течения плазмы и темпа аккреции.* Известно, что граничные условия на бесконечности (т.е.  $u_\infty = 0, \rho_\infty, a_\infty$ ) неоднозначно определяют решение уравнений (1), (2). При одних и тех же граничных условиях существуют два класса аккреционных решений [1-3,6]. Считая необоснованной возможность накопления аккреционной плазмы вблизи поверхности аккрецирующей НЗ [7,8], рассмотрим режим аккреции, при котором происходит переход течения через скорость звука. При таком режиме скорость потока монотонно возрастает от значения  $u_\infty = 0$  на бесконечности, достигая максимального значения  $u(R)$  у самой поверхности НЗ при  $r = R$ , где и происходит резкое торможение потока и выделение энергии  $\sim 100$  МэВ/нуклон. В некоторой особой точке  $r = r_S$  скорость течения равна скорости звука в потоке  $u_S = a_S$ . Нетрудно найти значения  $u_S, r_S$  и  $n_S$  [3,4], которые однозначно определяют течение потока и темп аккреции:

$$u_S^2 = a_S^2 = \begin{cases} \frac{2}{5-3\gamma} \cdot a_\infty^2, & \gamma \neq \frac{5}{3}, \\ \frac{2}{3} c a_\infty \left(1 + \frac{16L}{278^2 L_E}\right)^{-1/2}, & \gamma = \frac{5}{3}, \end{cases} \quad (13)$$

$$r_S = \begin{cases} \left(\frac{5-3\gamma}{8}\right) \cdot \left(\frac{c}{a_\infty}\right)^2 \cdot \left(1 - \frac{L}{L_E}\right) r_g, & \gamma \neq \frac{5}{3} \\ \frac{3}{8} \cdot \frac{c}{a_\infty} \left(1 - \frac{L}{L_E}\right) \left(1 + \frac{16L}{278^2 L_E}\right)^{1/2} r_g, & \gamma = \frac{5}{3}, \end{cases} \quad (14)$$

где  $\delta = 1 - L/L_E$ . Для темпа аккреции массы покоя при всех значениях  $1 \leq \gamma \leq 5/3$

$$\dot{M}(L) = 4\pi m n_S u_S r_S^2 = 4\pi \lambda_S \cdot \frac{G^2 M^2 m n_\infty}{a_\infty^3} \left(1 - \frac{L}{L_E}\right)^2, \quad (15)$$

где безразмерный параметр аккреции определяется формулой

$$\lambda_S = \frac{1}{4} \left( \frac{5-3\gamma}{2} \right)^{-(5-3\gamma)/2(\gamma-1)} \quad \text{при } 1 \leq \gamma \leq 5/3.$$

При  $\gamma > 5/3$  переход через скорость звука в адиабатическом стационарном течении невозможен [2,3]. Отметим, что в ньютоновском приближении для темпа аккреции  $\dot{M}_H(L)$  получается то же самое выражение (15), найденное в первом приближении в рамках общей теории относительности. Это объясняется тем, что темп аккреции определяется условиями в "звуковой" точке  $r = r_S$ , причем, согласно (13) и (14),  $r_g < R \ll r_S$  и  $u_S = a_S \ll c$ , если принять, что  $a_\infty \ll c$ .

Для параметров течения на далеких расстояниях при  $r \gg r_S$  находим  $a(r) = a_\infty$ ,  $n(r) = n(\infty)$ ,  $T(r) = T_\infty$ ,  $u(r) = \lambda_S (\delta GM/a_\infty^2)^2 \cdot (a_\infty/r^2)$  при  $1 \leq \gamma \leq 5/3$ , что также совпадает с соответствующими результатами ньютоновской теории гравитации.

На малых расстояниях при  $r_S \gg r \geq R$ ,  $\gamma \neq 5/3$  для параметров течения получаем

$$u(r) = c \left[ r_g/r - 2L(1 - \sqrt{1 - r_g/r})/L_E \right]^{1/2},$$

$$n(r) = 0.25 n_\infty \lambda_S (c/a_\infty)^3 \delta^2 \left[ r_g/r - 2L(1 - \sqrt{1 - r_g/r})/L_E \right]^{-1/2} \cdot (r_g/r)^2,$$

$$T(r) = T_\infty \left\{ 0.25 (c/a_\infty)^3 \delta^2 \left[ r_g/r - 2L(1 - \sqrt{1 - r_g/r})/L_E \right]^{-1/2} \cdot (r_g/r)^2 \right\}^{\gamma-1},$$

а при  $\gamma = 5/3$ ,  $r_S \gg r \geq R$

$$u(r) = a(r) = 0.5c \left[ r_g/r - 2L(1 - \sqrt{1 - r_g/r})/L_E \right]^{1/2},$$

$$n(r) = 0.125 n_\infty (c/a_\infty)^3 \delta^2 \left[ r_g/r - 2L(1 - \sqrt{1 - r_g/r})/L_E \right]^{-1/2} \cdot (r_g/r)^2,$$

$$T(r) = 0.25 T_\infty (c/a_\infty)^2 \left\{ \delta^2 \left[ r_g/r - 2L(1 - \sqrt{1 - r_g/r})/L_E \right]^{-1/2} \cdot (r_g/r)^2 \right\}^{2/3},$$

Выражения для температурного профиля  $T(r)$  найдены для адиабатической аккреции чисто водородной максвелловской плазмы.

### 5. Светимость НЗ, обусловленная стационарной аккрецией.

Перепишем выражение (15) для темпа аккреции в виде

$$\dot{M}(L) = \dot{M}(0) (1 - L/L_E)^2, \quad (16)$$

где

$$\dot{M}(0) = 4\pi\lambda_S \left( \frac{GM}{a_\infty^2} \right)^2 m n_\infty a_\infty \quad (17)$$

определяет темп аккреции при  $L \ll L_E$ , когда можно не учитывать влияние давления излучения на течение аккреционного потока. Величина  $\dot{M}(0)$  однозначно определяется массой НЗ и физическими условиями в "резервуаре", из которого исходит аккреционный поток, т.е. значениями плотности  $n_\infty$ , скорости звука  $a_\infty$  и параметра аккреции  $\lambda_S$ .

Если предположить, что излучение нейтронной звезды обусловлено выделением потенциальной гравитационной энергии аккреционного потока при его торможении в узком слое у поверхности НЗ при  $r = R$ , то

$$L = \frac{GM\dot{M}(L)}{R} \quad (18)$$

Подставляя (16) в (18) при таком упрощенном описании, получаем уравнение, определяющее светимость  $L$  аккрецирующей НЗ,

$$\frac{L}{L_E} = \frac{GM\dot{M}(0)}{RL_E} \cdot \left( 1 - \frac{L}{L_E} \right)^2 \quad (19)$$

Вводя безразмерные величины  $x = L/L_E$  и

$$y = \frac{GM\dot{M}(0)}{RL_E} \approx 6.35 \cdot 10^7 \left( \frac{\dot{M}(0)}{M_\odot \text{yar}^{-1}} \right) R_6^{-1},$$

запишем уравнение (19) в виде

$$x = y(1 - x)^2.$$

Решая это уравнение, получаем зависимость  $L/L_E$  от  $\dot{M}(0)$  для стационарной аккреции. Нетрудно заметить, что  $0 \leq L/L_E < 1$  и  $L/L_E$  монотонно возрастает от значения  $L/L_E = 0$  при  $\dot{M}(0) = 0$  и  $L/L_E \rightarrow 1$  при  $\dot{M}(0) \rightarrow \infty$ . При всех физически допустимых темпах  $\dot{M}(0)$  отношение  $L/L_E$  не слишком близко к единице. Значения  $L/L_E$  для ряда значений  $\dot{M}(0)$  приведены в табл.1:

Таблица 1

$\dot{M} / M_\odot \text{yar}^{-1}$	$10^{-10}$	$10^{-9}$	$10^{-8}$	$10^{-7}$	$10^{-6}$
$L / L_E$	0.01	0.06	0.31	0.67	0.87

6. **Заключение.** Светимость НЗ, обусловленная выделением энергии аккреционного потока при его торможении у поверхности НЗ однозначно определяется значениями параметров  $n_\infty$ ,  $a_\infty$  и  $\lambda_S$ . При любых значениях  $n_\infty$ ,  $a_\infty$  и  $\lambda_S$  светимость меньше, чем соответствующее значение без учета радиационного давления. При стационарной аккреции всегда  $L < L_E$  и для всех приемлемых значений параметров  $n_\infty$ ,  $a_\infty$ ,  $\lambda_S$  отношение  $L/L_E$  не слишком близко к единице. Таким образом, всплески рентгеновского

излучения барстеров, в которых  $L > L_E$  указывают на то, что течение аккреционного потока в них не имеет стационарного характера. Для объяснения всплесков необходимо построить теорию нестационарной аккреции и выяснить возможные причины такой нестационарности.

В заключение выражаем благодарность сотрудникам кафедры теоретической физики, а также Г.Аджяну и Г.Бисноватому-Когану за обсуждение результатов работы.

<sup>1</sup> Ереванский государственный университет,  
Армения, e-mail: galodjan@yahoo.fr

<sup>2</sup> Канканский университет, Гвинея

## TO THE ACCRETION THEORY ON THE NEUTRON STARS

G.ALOJANDC<sup>1</sup>, S.KAMARA<sup>2</sup>, M.BA<sup>2</sup>, F.ULARA<sup>2</sup>

The hydrodynamic stationary spherical symmetric accretion on the neutron star with inverse influence of radiation is considered. It is assumed, that plasma is adiabatic and the radiation forms in the thin surface layer of the neutron star, where falling particles braking takes place. It is shown, that in the case of stationary accretion neither "halt" nor essential slowing-down of accretion flow are possible at any physical permissible conditions far from neutron star.

Key words: *stars:neutron:accretion*

## ЛИТЕРАТУРА

1. Я.Б.Зельдович, И.Д.Новиков, Теория тяготения и эволюция звезд, Наука, М., 1971.
2. Г.С.Бисноватый-Коган, Физические вопросы теории звездной эволюции, Наука, М., 1989.
3. С.Шапиро, С.Тьюколский, Черные дыры, белые карлики и нейтронные звезды, т.2, Мир, М., 1985.
4. Г.С.Саакян, Физика нейтронных звезд, ОИЯИ, Дубна, 1995.
5. F.C.Michel, Astrophys. Space Sci., 15, 153, 1972.
6. H.Bondi, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., 112, 195, 1952.
7. Г.С.Саакян, Г.П.Алоджанц, А.В.Саркисян, Астрофизика, 34, 21, 1991.
8. Г.П.Алоджанц, Л.Ш.Григорян, Г.С.Саакян, А.В.Саркисян, Астрофизика, 29, 573, 1988.

УДК: 524.54

## ПОИСКИ НН-ОБЪЕКТОВ И ЭМИССИОННЫХ ЗВЕЗД В ОБЛАСТЯХ ЗВЕЗДООБРАЗОВАНИЯ. III. PMS-ЗВЕЗДЫ В NGC 7129

Т.Ю.МАГАКЯН, Т.А.МОВСЕСЯН, Е.Г.НИКОГОСЯН

Поступила 23 апреля 2004

Принята к печати 7 июля 2004

С помощью метода бесщелевой спектроскопии в центральной и северо-восточной частях звездного скопления, расположенного в туманности NGC 7129, выявлено 22 эмиссионные звезды. У 16 из них эмиссия наблюдается впервые. Эта выборка практически полна до  $V \leq 20.0$ . Эмиссионные звезды распределены по полю скопления неравномерно и тяготеют к его центру. Выполнена также  $V$ ,  $R$  и  $I$  фотометрия для более чем ста звезд скопления. С ее помощью был определен средний коэффициент поглощения в рассматриваемой области:  $A_V = 1.7 \pm 0.27$ . Исходя из расположения на цветовых диаграммах, построенных для оптического и ближнего ИК-диапазона, большинство эмиссионных звезд можно отнести к объектам типа Т Тау.

1. *Введение.* Отражательная туманность NGC 7129, находящаяся от нас на расстоянии 1.2 кпк [1], выделяется обилием расположенных вокруг нее объектов Хербига-Аро (НН) [2] и другими признаками активного звездообразования. Помимо PMS-звезд, обнаруженных в оптическом диапазоне [2], здесь были найдены глубоко погруженные в облако объекты в инфракрасном диапазоне и молекулярные потоки [3-5],  $H_2O$  мазеры [6]. По мере накопления наблюдательных данных и обнаружения все более слабых PMS-звезд в этом агрегате его богатство различными проявлениями звездной активности на ранней эволюционной стадии становится все более очевидным. Новым примером этому может служить открытие гигантского НН-потoka [7]. Уже полученные результаты складываются в довольно сложную и не очень ясную картину, которую дополнительно усложняют некоторые необычные структурные особенности самой туманности NGC 7129 [8]. В частности, для многих НН-объектов до сих пор не удалось надежно установить источники возбуждения. Для понимания всех особенностей взаимодействия звездных истечений с окружающей средой и процесса звездообразования в области NGC 7129 продолжение наблюдений представляется крайне важным. При этом необходимо сочетать детальное исследование структуры НН-объектов с дальнейшими поисками и изучением эмиссионных звезд.

Настоящая работа является частью проекта по поиску НН-объектов и эмиссионных звезд в туманностях и областях звездообразования [9].

Для данной области мы в первую очередь ставили перед собой задачу провести поиски новых звезд с эмиссией  $H\alpha$  и выполнить фотометрию звезд, принадлежащих туманности, в том числе и эмиссионных, с целью обнаружить новые PMS-объекты и уточнить параметры звездного населения данного агрегата.

2. *Наблюдения и обработка.* Прямые изображения туманности NGC 7129 были получены в первичном фокусе 2.6-м телескопа Бюраканской обсерватории в течение двух ночей в 1999г. Наблюдения проводились с помощью камеры VuFOSC-2 и CCD с форматом 1060x514 пикселей, что соответствует  $11' \times 5'.5$  на небе. При фотометрических наблюдениях были использованы стандартные *VRI*-фильтры. *FWHM* изображений в среднем составляла  $\sim 2''$ . Поиск эмиссионных звезд проводился с помощью метода бесцелевой спектроскопии, с использованием комбинации призмы, работающей в диапазоне от  $\lambda 5500 - 7500\text{\AA}$  и создающей дисперсию  $2.1\text{\AA}/\text{пикс}$ , и узкополосного  $H\alpha$ -фильтра ( $\lambda_c = 6670\text{\AA}$ ,  $\Delta\lambda = 85\text{\AA}$ ). При суммарном времени накопления 1200с этот метод позволяет с большой точностью выявить наличие эмиссии у звезд с  $m_V \leq 20.0$ . Если эмиссия очень сильная, то предельная величина обнаружения еще возрастает.

В табл.1 приводится журнал наблюдений; где указаны: наблюдавшаяся область, дата, фильтр, суммарное время накопления в данном фильтре и координаты центра изображения. Индексы N и S означают, что зона наблюдений была смещена в соответствующем направлении относительно центра туманности NGC 7129.

Таблица 1

## ЖУРНАЛ НАБЛЮДЕНИЙ

Область	Дата	Фильтр	Эксп. (с)	RA(2000)	Dec(2000)
NGC7129	19.06.99	I	300	21 <sup>h</sup> 43 <sup>m</sup> 17 <sup>s</sup>	+66°05' 48"
NGC7129	19.06.99	призма+ $H\alpha$	1200	21 43 15	+66 08 30
NGC7129N	19.06.99	призма+ $H\alpha$	1200	21 43 15	+66 10 12
NGC7129N	13.08.99	R	600	21 43 06	+66 08 59
NGC7129N	13.08.99	V	600	21 43 06	+66 08 59
NGC7129N	13.08.99	I	600	21 43 06	+66 08 59
NGC7129S	13.08.99	I	600	21 42 59	+66 05 28
NGC7129S	13.08.99	V	600	21 42 59	+66 05 28
NGC7129S	13.08.99	R	600	21 42 59	+66 05 28

Первичная обработка изображений была проведена по обычной процедуре. В качестве стандартных звезд были использованы объекты в поле шарового скопления NGC 7790 [10], которое снималось в фильтрах *V, R, I* с экспозицией  $4^m$ . Интегральные звездные величины определялись методом апертурной фотометрии при помощи пакета APPHOT системы

IRAF. Локальный фон для каждого объекта измерялся в кольце, внутренний радиус которого превышал величину апертуры в 1.5-2 раза. Ошибки звездных величин определялись по формуле:

$$|dV| = -2.5\log(E_V) + 2.5\log(E_V + \sigma),$$

где  $E_V$  - поток излучения, а  $\sigma$  - дисперсия излучения неба, измеренного в тех областях данного изображения, где отсутствуют объекты. Эта формула позволяет учитывать ошибки, которые возникают как при измерении звездной величины, так и в процессе получения изображения [11].

3. Эмиссионные H $\alpha$ -звезды в области туманности NGC 7129.

Таблица 2

КООРДИНАТЫ И ЗВЕЗДНЫЕ ВЕЛИЧИНЫ ЗВЕЗД С  
H $\alpha$ -ЭМИССИЕЙ В ОБЛАСТИ ТУМАННОСТИ NGC 7129

№	RA(2000)	Dec(2000)	Отождеств.	V*	R*	I*	EW(H $\alpha$ ), Å **
1	21 <sup>h</sup> 42 <sup>m</sup> 23 <sup>s</sup> .3	66°06'04"	-	20.11	19.02	17.52	к.с.
2	21 42 39.0	66 06 35	HL 14S [2,12]	18.89	17.52	16.28	к.с.
3	21 42 42.1	66 09 24	-	21.39	19.22	17.30	к.с.
4	21 42 50.5	66 06 34	BD+65°1637 [1, 12]	-	-	-	перед.
5	21 42 51.6	66 05 55	-	20.35	18.77	17.28	к.с.
6	21 42 52.8	66 06 57	-	18.30	17.04	15.78	к.с.
7	21 42 53.3	66 07 14	-	20.58	19.66	18.24	к.с.
8	21 42 53.7	66 09 19	-	21.06	19.99	19.01	к.с.
9	21 42 53.7	66 08 04	-	17.66	16.22	14.97	10.0
10	21 42 55.0	66 06 12	-	17.78	17.51	16.19	к.с.
11	21 42 56.5	66 06 02	-	-	-	-	проец.
12	21 42 58.3	66 07 38	HL 19N [12]	19.08	17.57	16.29	к.с.
13	21 43 00.2	66 11 27	V350 Cep [1,13]	-	-	-	65.3
14	21 43 00.5	66 06 47	-	20.11	17.59	15.96	к.с.
15	21 43 02.3	66 07 02	-	-	-	-	к.с.
16	21 43 07.2	66 06 51	LkH $\alpha$ 234 [1,12]	-	-	-	60.7
17	21 43 11.8	66 09 11	-	16.31	15.23	14.14	08.0
18	21 43 12.4	66 12 38	-	-	-	-	94.0
19	21 43 17.0	66 05 48	-	18.42	17.12	16.00	09.8
20	21 43 32.0	66 08 50	HL 27N [2,12,13]	18.54	17.12	16.02	80.1
21	21 43 32.9	66 10 10	-	20.14	18.57	17.12	2.8
22	21 43 43.6	66 07 30	-	18.25	16.82	15.56	13.3

\* Звездные величины для объектов 4, 11, 15 и 16 не определялись из-за передержки.

\*\* к.с. - из-за слабости континуума в спектре звезды эквивалентная ширина не определялась.

перед. - передержанный спектр

проец. - проецирование соседней яркой звезды на спектр.

В итоге в области туманности NGC 7129 с помощью бесщелевого спектроскопии были выявлены 22 звезды с  $H\alpha$ -эмиссией. У 16 из них ранее не были отмечены признаки подобной активности. В табл.2 приводятся координаты этих звезд, которые определялись по изображениям цифрового атласа неба DSS-2 с помощью программы FITSVIEW. В таблице приводятся также звездные величины в цветах  $VRI$  (подробно о фотометрии см. раздел 4) и эквивалентная ширина ( $EW$ ) эмиссии  $H\alpha$  для тех звезд, для которых возможно было ее определить. Для объектов, которые уже были ранее известны как эмиссионные, указаны литературные ссылки. Для удобства отождествления все эмиссионные звезды отмечены на рис.1a-1c и 2a-2b.

Таким образом, наши наблюдения позволили существенно увеличить количество известных эмиссионных звезд в данном агрегате (отметим при этом, что наблюдалась главным образом его центральная часть). Представляется интересным сопоставить результаты наших поисков с

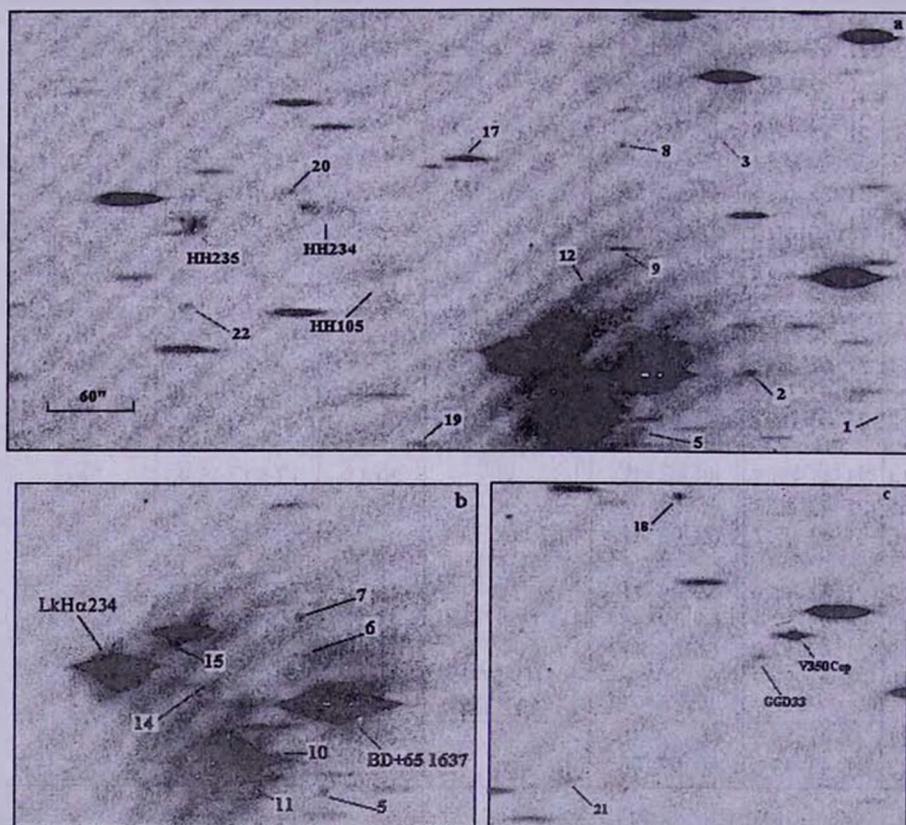


Рис.1. Эмиссионные звезды, обнаруженные в туманности NGC 7129 при помощи бесщелевого спектрографа: а - туманность в целом; б - центральная область; в - поле вокруг V350 Cep. Номера указаны согласно табл.2.

предыдущими исследованиями. При этом следует принимать во внимание, что наиболее объемные из более ранних поисков велись не спектральным, а фотометрическим методом.

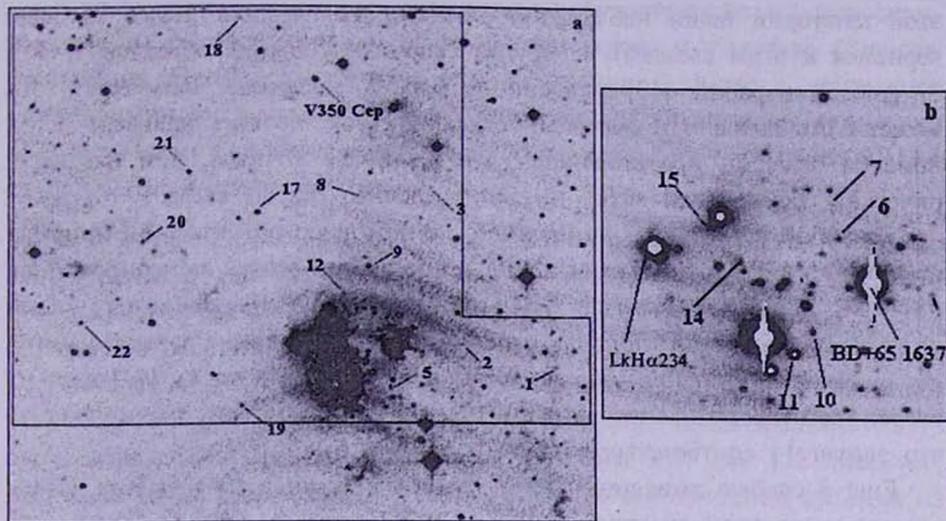


Рис.2. Карты отождествления эмиссионных звезд в туманности NGC 7129: а - область в целом (Паломарский атлас), б - центральная область туманности (снимок в фильтре  $I$ ). Номера звезд указаны согласно табл.2.

В статье Хартигана и Лады [12] в целом были описаны 7 предположительно эмиссионных звезд; 6 из них найдены при нашем обзоре, а одна (HL 19N) оказалась вне наблюдавшейся области, но существование в ее спектре эмиссии  $H\alpha$  было подтверждено в работе [2].

В работе Стром и др. [13] был опубликован список звезд, расположенных в двух областях туманности NGC 7129, вокруг HH234/235 и HH103 соответственно. Каждая из них покрывала площадь  $\sim 4'.6 \times 7'.2$ . В эту выборку вошли все звезды, у которых звездная величина  $V$  меньше 22.0. Наличие эмиссии у объектов из данного списка выявлялось с помощью сопоставления оценок блеска, полученных в фильтрах  $R$  и  $H\alpha$ . Хотя области, наблюдавшиеся в [13], и наши совпадают не вполне, некоторое сравнение возможно. Авторы [13] разделили предполагаемые  $H\alpha$ -звезды на объекты с очень сильной, сильной и умеренной эмиссией. Из первой категории все объекты, кроме двух, оказались НН-сгустками, а оставшиеся две звезды (12E, 38E) были слишком слабыми, чтобы по нашим спектрам можно было судить о наличии или отсутствии  $H\alpha$ -эмиссии. Из второй категории в наблюдавшуюся нами зону попали 5 звезд; из двух ярких одна - это V350 Cep, ярко выраженная звезда типа Т Тау, вторая (66E) подсвечивает малую отражательную туманность NGC 7133 и явно не является эмиссионной. У трех звезд (5E, 20E, 46E) из вышеупомянутой категории

нам не удалось выявить  $H\alpha$ -эмиссии опять же по причине их крайней слабости. Наконец, звезда 20 ( $EW(H\alpha) = 80.1\text{\AA}$ ) в [10] была классифицирована как объект с умеренной эмиссией (37E), а у остальных звезд этой категории наши наблюдения эмиссии не выявили (далее мы еще вернемся к этим звездам). С другой стороны, у наших объектов 1, 9 и 17 (табл.2) в работе [13] эмиссии не было обнаружено. Разумеется, это может быть вызвано и переменностью объектов, но спектральный метод поисков эмиссии представляется все же более точным, чем фотометрический, по крайней мере, не для предельно слабых звезд.

Из работ, где поиски проводились с помощью объективной призмы, отметим [14], где наблюдалась довольно большая область, центрированная на NGC 7129. В результате были обнаружены 20 эмиссионных звезд, из которых только две попадают в зону, исследованную в данной работе. Из-за недостаточно точных координат и отсутствия в статье [14] карт их уверенное отождествление затруднительно, однако можно предположить, что звезда 14 соответствует нашему объекту 5.

Еще 3 слабые эмиссионные звезды были выявлены в работе [15] с помощью щелевой спектроскопии. При попытке их отождествления на наших изображениях выяснилось, что объект S2 (обозначения согласно [15]) теряется в передержанном спектре BD+65°1637, а спектр звезды S3 перекрывается со спектром соседней звезды, и, таким образом, судить о наличии в нем эмиссии  $H\alpha$  (невысокой интенсивности, судя по данным в [15]) затруднительно. Что же касается объекта S1, то его спектр оказался слишком слабым для уверенного анализа; однако отметим, что соседняя с ним звезда 6 также является эмиссионной.

При сопоставлении нашего списка эмиссионных звезд в центральной части NGC 7129 с аналогичным списком, полученным сходным методом и любезно предоставленным нам для сравнения проф. Хербигом [16], обнаружили интересные расхождения. А именно, из 19 звезд данного списка в наблюдавшуюся нами область попали 17, а из них спектры еще 4 не поддаются изучению ввиду слабости или попадания в яркий ореол вокруг LkH $\alpha$ 234. Из оставшихся 13 звезд 5 объектов, согласно нашим данным, не показывают эмиссии, и, наоборот, наша звезда 11 не отмечена как эмиссионная в списке [16]. Учитывая сходство методик, эти расхождения следует отнести на счет реальной спектральной переменности звезд.

Из перечисленных в табл.2 объектов наиболее хорошо изученными являются две PMS-звезды высокой светимости, относящиеся к классу HАеВе: LkH $\alpha$ 234 и BD+65°1637 [1], а также звезда типа Т Тау V350 Сер, обладающая очень богатым эмиссионным спектром [17]. Другие звезды, для которых были получены щелевые спектры (например,

HL27-N, HL14-S [2,15]), также, по-видимому, являются Т Тау - звездами. Вероятно, практически все остальные эмиссионные звезды в данной области также принадлежат к этому типу.

В пользу такого заключения говорит и то обстоятельство, что эмиссионные звезды распределены по полю неравномерно и тяготеют к центру скопления. Непосредственно в его центральной области, площадью ~7 кв. угл. мин расположено 10 из 22 эмиссионных объектов, что составляет 48%, в то время как эта область по площади составляет всего лишь 10-12% от всего рассматриваемого региона.

4. *VRI-фотометрия звезд в области NGC 7129.* С целью дальнейшего анализа эволюционного положения звезд в исследуемой области нами была построена диаграмма Герцшпрунга-Рессела (ГР) и определено расположение звезд с эмиссией  $H\alpha$  относительно объектов Главной последовательности - как в оптическом, так и в ближнем инфракрасном (см. раздел 5) диапазонах. Для этого нами предварительно были определены звездные величины в цветах *VRI* для 112 объектов, расположенных в области скопления, включая эмиссионные объекты из табл.2.

Звезды для фотометрии отбирались следующим образом. Как уже упоминалось в разделе 3, в работе [13] была пронумерована большая часть доступных фотометрии звезд в рассматриваемой области, и на основе соотношения их блеска в фильтрах *R* и  $H\alpha$  авторы подразделили их на объекты с сильной и очень сильной эмиссией, со слабой эмиссией и без эмиссии. Последние с большой вероятностью должны быть звездами Главной последовательности. Ряд слабых объектов (по данным нашей фотометрии для них  $V > 19.5$ ) в работе [13] был пронумерован, но не измерен. Нами были определены *V*, *R* и *I* звездные величины для всех эмиссионных звезд, для всех звезд из вышеозначенного списка, которые попадали в область, наблюдавшуюся в соответствующих фильтрах на 2.6-м телескопе, а также еще для 22 объектов, расположенных непосредственно в центральной области туманности NGC 7129, у которых наши бесщелевые наблюдения эмиссии не выявили. Ошибки при фотометрических измерениях в целом не превышали  $0^m.03$ , но в центральной области из-за больших флуктуаций фона ошибки оказались больше, не превосходя, однако,  $0^m.07$ . Вся зона, внутри которой были проведены как спектральные, так и фотометрические наблюдения, показана на рис.2а сплошной линией.

Чтобы не загромождать статью, мы сочли целесообразным не приводить в ней полные результаты фотометрии и, помимо данных для эмиссионных звезд (приведенных в табл.2), ограничиться списком фотометрических параметров только для объектов в центральной части туманности. Результаты

фотометрии приводятся в табл.3, а расположение звезд показано на рис.3. Здесь необходимо указать, что звезды 1, 12, 20 и 21 из табл.3 были отмечены как эмиссионные в списке [16]. Отметим также, что звездные величины трех ярких звезд BD+65°1637, LkH $\alpha$ 234 и V350 Сер были заимствованы из работы [1].

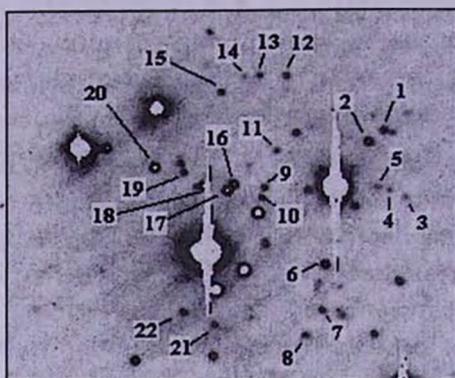


Рис.3. Звезды, исследованные фотометрически, в центральной области туманности NGC 7129. Номера согласно табл.3.

Таблица 3

### ЗВЕЗДНЫЕ ВЕЛИЧИНЫ ЗВЕЗД ЦЕНТРАЛЬНОЙ ОБЛАСТИ ТУМАННОСТИ NGC 7129

№	V	R	I	№	V	R	I
1	17.88	15.64	15.65	12	18.58	17.39	16.27
2	17.45	16.26	15.36	13	20.92	18.43	16.60
3	18.62	17.59	17.15	14	19.61	18.05	16.93
4	17.93	17.12	16.76	15	18.76	17.37	16.25
5	17.99	17.35	16.75	16	16.41	15.69	14.76
6	17.74	16.51	15.47	17	16.30	15.61	14.76
7	17.50	16.86	16.40	18	17.20	17.11	15.37
8	18.19	17.17	16.33	19	18.66	18.31	16.20
9	18.66	17.67	16.31	20	17.07	15.85	15.03
10	17.66	16.63	15.80	21	17.56	16.65	16.13
11	19.03	17.79	16.69	22	16.85	16.60	16.04

Величина межзвездного поглощения в туманности уже определялась некоторыми авторами. С этой целью использовались как относительная звездная плотность в области скопления, определенная по Паломарскому атласу [18], так и спектральные характеристики отдельных звезд скопления [1,19]. Полученные оценки  $A_v$  заметно расходятся: от  $4^m$  до  $1^m.8$ , что подтверждает неоднородность поглощения, заметную и по изображениям. Нами была предпринята попытка оценить величину поглощения в рассмат-

риваемой области туманности с помощью  $Q$ -метода [20], определяя линию покраснения объектов Главной последовательности. Для этой цели были использованы звездные величины  $VRI$  тех звезд, у которых как по нашим данным, так и по результатам других авторов не было выявлено эмиссии. Число таких объектов, вероятность нахождения которых на Главной последовательности достаточно велика, составило 54 звезды. При построении диаграммы ГР в качестве модуля расстояния была принята величина  $10^m.5$ , соответствующая расстоянию 1.2 кпк [1].

На диаграмме ГР для звезд без эмиссии, которая представлена на рис.4, хорошо видно, что подавляющее большинство звезд (за исключением лишь 8 объектов) образуют единую группу, которая сконцентрирована вдоль Главной последовательности. Упомянутые выше особо слабые звезды ( $V > 19.5$ ), не изучавшиеся на присутствие эмиссии, все расположены ниже Главной последовательности. Вполне вероятно, что среди них большой процент составляют объекты фона, и поэтому для определения линии покраснения звездные величины этих объектов не использовались.

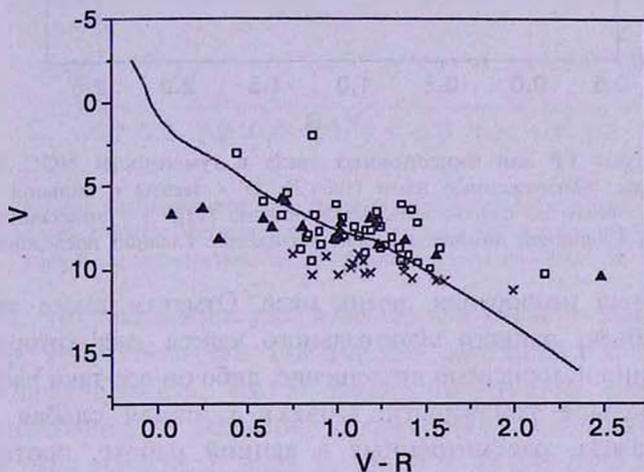


Рис.4. Диаграмма ГР для звезд без эмиссии в туманности NGC 7129: □ - звезды без эмиссии из работы [13]; ▲ - звезды без эмиссии в центральной области (табл.3); x - слабые звезды ( $V > 19.5$ ), не классифицированные в работе [13]. Сплошной линией отмечено положение Главной последовательности.

Вычисления показали, что при  $R_V = 3.1$  [21] наиболее вероятная величина поглощения  $A_V = 1^m.7 \pm 0^m.27$ , что хорошо согласуется с результатами, полученными в работе [19]. Судя по данным фотометрии, спектральные классы рассматривавшихся звезд находятся в диапазоне В8 - М1.

На рис.5 представлена построенная с учетом данного уровня поглощения диаграмма ГР для всех звезд в NGC 7129, у которых так или иначе отмечалось наличие  $H\alpha$ -эмиссии. Хорошо видно, что подавляющее большинство объектов сконцентрировано в небольшой области, соответст-

вующей спектральному диапазону G0-K7, и при этом расположено выше Главной последовательности. Ниже Главной последовательности находятся три звезды из нашего списка - 1, 7 и 8, а также две звезды, отмечавшиеся в других списках. Их пониженный видимый блеск может являться прежде всего следствием большого поглощения в плотной околозвездной оболочке, поскольку вероятность того, что они находятся за скоплением, т.е. их

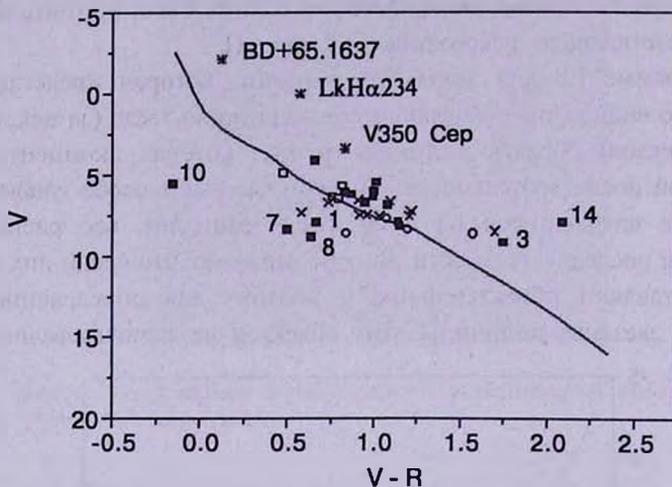


Рис.5. Диаграмма GP для эмиссионных звезд в туманности NGC 7129: ■ - эмиссионные звезды, обнаруженные нами (табл.2); ○ - звезды с сильной эмиссией, согласно [13]; × - звезды со слабой эмиссией, согласно [13]; □ - эмиссионные звезды из списка Хербига. Сплошной линией отмечено положение Главной последовательности.

модуль расстояния недооценен, очень мала. Отметим также звезду 10, по-видимому объект раннего спектрального класса, для которого либо также существенно недооценено поглощение, либо он все-таки расположен значительно дальше туманности. Объект 3, самая слабая из всех эмиссионных звезд, рассмотренных в данной работе, соответствует спектральному классу M1, а звезда 14 - классу M3, но она, как видно по данным [16], представляет собой двойную, причем оба компонента имеют H $\alpha$ -эмиссию. Поэтому ее положение на диаграмме GP пока в точности определить невозможно.

Из рис.5 также хорошо видно, что те звезды, у которых наличие эмиссии было выявлено в других работах, по спектральному диапазону практически не отличаются от наших H $\alpha$ -эмиссионных объектов, хотя, возможно, в целом они ближе расположены к Главной последовательности.

**5. Результаты NIR-фотометрии эмиссионных звезд скопления NGC 7129.** Звездные величины ближнего инфракрасного диапазона (J, H, K) для рассмотренных выше эмиссионных звезд были взяты нами из базы данных обзора 2MASS [22]. Используя соотношения, связывающие

звездные величины 2MASS-обзора с другими системами [23], в частности с системой СП, нами была построена цветовая диаграмма ( $J-H$ ,  $H-K$ ) (см. рис.6) для эмиссионных звезд в NGC 7129, с учетом определенного нами коэффициента поглощения  $A_r$ . На рис.6 показана также Главная последовательность и положение локуса классических Т Тау-звезд (CTTs), которое построено с использованием соотношения между соответствующими величинами ( $J-H$ ) и ( $H-K$ ), приведенного в работе [24].

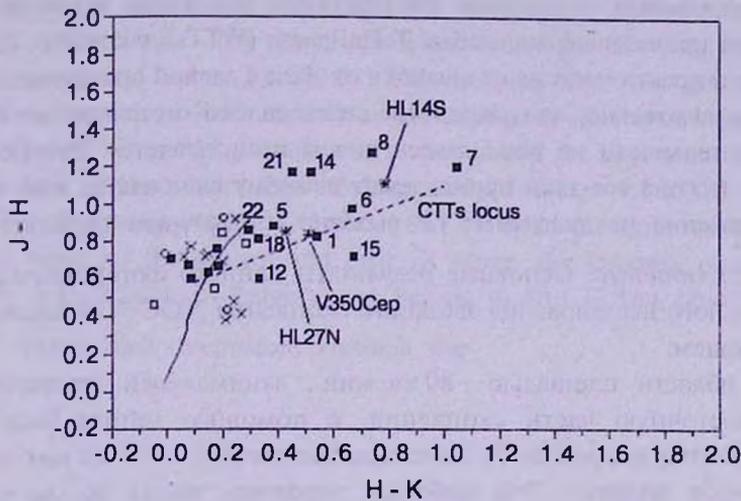


Рис.6. Цветовая диаграмма для эмиссионных звезд в туманности NGC 7129, построенная по данным обзора 2MASS. Обозначения те же, что и на рис.5. Сплошной линией отмечено положение Главной последовательности, пунктирной - локус классических Т Тау-звезд (CTTs).

Видно, что положение уже известных в области звезд типа Т Тау: V350 Cep, HL 27N и HL 14S хорошо согласуется с локусом CTTs. Логично предположить, что те звезды, которые на диаграмме имеют схожее положение, с большой вероятностью также являются Т Тау-звездами. Это объекты 1, 5, 6, 7, 12, 15 и 18 (по табл.2). Любопытно, что звезда 18 имеет очень сильную эмиссию, а, с другой стороны, хотя эквивалентную ширину эмиссии  $H\alpha$  для прочих звезд из этого списка нельзя было определить из-за слабости непрерывного спектра, сам факт их обнаружения в качестве эмиссионных объектов является косвенным указанием на большую интенсивность линии  $H\alpha$ . Примечательно также, что звезда 22, у которой  $EW(H\alpha)$  лишь незначительно превышает величину, принимаемую как предельную для CTTs, находится ближе всего к Главной последовательности.

У трех объектов (8, 14 и 21) показатель цвета  $J-H$  несколько больше, чем у остальных звезд. Как уже упоминалось выше, звезда 14 является двойным объектом, что, вероятно, сказывается на ее цветах. У звезд 8 и 21 может наличествовать некоторое избыточное поглощение, например,

в плотной околосветной оболочке. Напомним, что звезда 8 на диаграмме ГР для оптического диапазона оказалась под Главной последовательностью.

Прочие звезды из табл.2 (3, 9, 10, 11, 17 и 19), эмиссионные звезды, отмеченные Хербигом [16], и объекты из работы [13] находятся на диаграмме (*J - H*, *H - K*) непосредственно на Главной последовательности. Таким образом, по ИК-цветам они не являются кандидатами в СТТs. Стоит обратить внимание, что в эту группу входят, по крайней мере, три объекта, у которых  $EW(H\alpha) < 10$ . Подобные значения характерны для так называемых слабых Т Тау-звезд (WTTs), у которых цветовые показатели практически не отличаются от звезд Главной последовательности [23]. Примечательно, что звезда 10, столь далеко отстоящая от Главной последовательности на рис.5, здесь ничем не выделяется. Это позволяет считать, что она все-таки принадлежит данному скоплению, а ее необычное положение на диаграмме ГР вызвано избыточным поглощением.

**7. Заключение.** Основные результаты данного фотометрического и спектрального исследования звездного скопления NGC 7129 заключаются в следующем:

- В области площадью  $\sim 80$  кв. мин., занимающей центральную и северо-восточную части скопления, с помощью метода бесщелевой спектроскопии выявлены 22 эмиссионные звезды. У 16 из них эмиссия наблюдается впервые. Эта выборка, вероятно, полна до  $m_V \leq 20.0$ .

- Около половины всех эмиссионных звезд сконцентрированы непосредственно в центральной области туманности.

- Используя звездные величины *V*, *R* и *I*, для более чем ста звезд скопления с помощью метода наименьших квадратов нами был определен средний коэффициент поглощения в рассматриваемой области:  $A_V = 1.7 \pm 0.27$ .

- 10 эмиссионных звезд, включая V350 Ser, HL 27N и HL 14S, с большой вероятностью можно отнести к СТТs объектам.

- 7 эмиссионных звезд по их цветовым показателям в ближнем инфракрасном диапазоне являются кандидатами в WTTs.

Авторы признательны проф. Дж.Хербигу (США) за разрешение использовать в работе составленный им список эмиссионных звезд в NGC 7129, и за полезные обсуждения. Часть данной работы была выполнена в ходе визита в США, поддержанного грантом NFSAT AS 062-02/CRDF 12009. Обзор 2MASS является совместным проектом Университета Массачусетса и Центра обработки и анализа инфракрасных данных (IPAC) Калифорнийского технологического института.

# SEARCH OF HH OBJECTS AND EMISSION-LINE STARS IN THE STAR FORMING REGIONS. III. PMS-STARS IN NGC 7129

T.Yu.MAGAKIAN, T.A.MOVSESIAN, E.H.NIKOGOSSIAN

By the method of slitless field spectroscopy 22 emission-line stars are discovered in the central and northeast parts of the star cluster, located inside the NGC 7129 nebula. The 16 of them are found for the first time. This sample is complete up to  $V \leq 20.0$ . The emission-line stars are non-uniformly distributed in a field, mainly concentrating in the central part of the cluster. The  $V$ ,  $R$  and  $I$  photometry is performed for the more than one hundred stars of the cluster. The average extinction  $A_V = 1.7 \pm 0.27$  is determined for the studied area. On the base of their position on the color diagrams, built for the optical and near-IR range, the majority of emission-line stars with a high probability can belong to the T Tau objects.

Key words: *stars: spectroscopy: emission line*

## ЛИТЕРАТУРА

1. В.С.Шевченко, С.Д.Якубов, Астрон. ж., 66, 718, 1989.
2. Т.Ю.Магакян, Т.А.Мовсесян, Астрон. ж., 74, 549, 1997.
3. D.A.Weintraub, J.H.Kastner, A.Mahesh, Astrophys. J., 420, L87, 1994
4. C.Eiroa, J.Palacios, M.M.Casali, Astron. Astrophys., 335, 243, 1998.
5. A.S.Font, G.F.Mitchell, G.Sandell, Astrophys. J., 555, 950, 2001.
6. R.Valdettaro, F.Palla, J.Brand et al., Astron. Astrophys., 383, 244, 2002.
7. F.McGroarty, T.P.Ray, J.Bally, Astron. Astrophys., 415, 189, 2004.
8. C.Eiroa, A.I.Gomez de Castro, L.F.Miranda, Astron. Astrophys. Suppl. Ser., 92, 721, 1992.
9. Т.Ю.Магакян, Т.А.Мовсесян, Е.Г.Никогосян, Астрофизика, 46, 5, 2003.
10. [http://ing.iac.es/~manuals/html\\_manuals/wht\\_instr/pfip/node227.html](http://ing.iac.es/~manuals/html_manuals/wht_instr/pfip/node227.html).
11. C.Lobo, A.Biviano, F.Durret et al., Astron. Astrophys. Suppl. Ser., 122, 409, 1997.
12. P.Hartigan, C.Lada, Astrophys. J. Suppl. Ser., 59, 383, 1985.
13. K.M.Strom, S.E.Strom, S.C.Wolff, J.Morgan, M.Wenz, Astrophys. J. Suppl. Ser., 62, 39, 1986.
14. E.H.Semkov, M.K.Tsvetkov, Star Clusters and Associations, Publ. Astr. Dep. Eotvos Univ., Budapest, 8, 141, 1986.
15. L.F.Miranda, C.Eiroa, A.I.Gomez de Castro, Astron. Astrophys., 271, 564, 1993.

16. *G.H.Herbig*, частное сообщение, 2004.
17. *Т.Ю.Магакян, Т.А.Мовсисян, Е.Р.Оганесян*, *Астрофизика*, **42**, 166, 1999.
18. *К.Р.Bechis, Р.М.Harvey, М.Ф.Campbell, W.Ф.Hoffman*, *Astrophys. J.*, **226**, 439, 1978.
19. *Т.Ю.Магакян*, "Исследование кометарных туманностей и их ядер", кандидатская диссертация, Ереван, 1979.
20. *Н.Л.Johnson, W.В.Morgan*, *Astrophys. J.*, **117**, 313, 1953.
21. *А.А.Cardelli, G.C.Clayton, J.S.Mathis*, *Astrophys. J.*, **345**, 245, 1989.
22. <http://www.ipac.caltech.edu/2mass/>
23. *А.М.Carpenter*, *Astron. J.*, **121**, 2851, 2001.
24. *М.Р.Meyer, N.Calvet, L.A.Hillenbrand*, *Astron. J.*, **114**, 288, 1997.

УДК: 524.57

## ЛЮМИНЕСЦЕНЦИЯ ПЫЛИ ТУМАННОСТИ CED 201

И.А.СИМОНΙΑ

Поступила 15 марта 2004

Принята к печати 7 июля 2004

Статья посвящается изучению люминесценции отражательных туманностей и других объектов, состоящих из пыли или содержащих твердую материю. Предложены новые концепции и идеи, в частности концепция замороженных углеводородных частиц (ЗУЧ). Отражательная туманность CED 201 изучалась с целью выявления люминесцентных эмиссий в ее спектре. В статье описаны стратегия обработки результатов и процесс их идентификации. В диапазоне 4650-7525 Å спектра туманности CED 201 выявлены 6 до сих пор неизвестных эмиссий. Три эмиссии были идентифицированы как фотолюминесценция твердых углеводородов, остальные 3 эмиссии принадлежат к ERE. Предлагается рассматривать пылевой компонент CED 201 в виде комплекса ЗУЧ.

1. *Введение.* Под воздействием ультрафиолетового излучения, потоков заряженных частиц космическая пыль может люминесцировать с различной интенсивностью в различных областях спектра (оптическая и ИК-области). Звезды разных спектральных типов и светимостей являются источниками излучения, возбуждающего люминесценцию космической пыли [1-3]. Рассеянная или сконцентрированная в виде облаков, комплексов, околос звездных дисков пыль может обладать выраженной люминесценцией под воздействием возбуждающего излучения [4]. Коротковолновое излучение звезды поглощается веществом пылинки и переизлучается в оптическом диапазоне при постоянном условии  $E_{\text{погл.}} > E_{\text{изл.}}$ . Поглощенная энергия расходуется на переход атомов в возбужденное состояние. Возврат электронов на основной уровень сопровождается испусканием кванта меньшей энергии (за исключением случая безизлучательных переходов в условиях нагретого вещества). Люминесценция несет информацию о физических свойствах космического вещества, о химико-минералогическом составе, кристаллической структуре и других свойствах материи. Данная информация может быть получена в условиях сравнительного и взаимодополняющего анализа астрономических, физико-минералогических, фотохимических и других данных.

2. *Люминесценция твердой космической материи.* Следующие космические объекты могут обладать интенсивной люминесценцией: 1) отражательные туманности; 2) пекулярные объекты типа красный прямоугольник; 3) околос звездные пылевые диски; 4) пылевые структуры

солнечной системы; 5) кометы, астероиды и другие малые тела. Пылинки микронных и нанометровых размеров следующих типов: а) углистая пыль; б) кремниевая пыль; в) замороженные углеводородные частицы; г) пылинки, состоящие из чистого вещества, могут люминесцировать под воздействием возбуждающего излучения. Концепция пылинок в виде замороженных углеводородных частиц приведена ниже. На наш взгляд, люминесценция пылинок нанометровых размеров несет информацию о "строительном материале" звезд. Люминесценция же пылевых зерен (частиц микронных размеров) несет в себе информацию о процессе эволюции вещества в ходе образования планетных систем.

Лабораторные эксперименты показали, что замороженные O и N интенсивно люминесцируют под воздействием ультрафиолетового излучения и катодных лучей [5]. Мы предполагаем, что аналогичное может происходить в условиях космической среды, когда пылинки с кислородной или азотной мантией будут находиться в поле действия жесткого излучения при температуре в пределах 50-65К. Отражательные туманности принадлежат к классу космических объектов, пыль которых интенсивно люминесцирует под воздействием возбуждающего излучения. Ультрафиолетовое излучение освещающих звезд возбуждает люминесценцию пылинок туманностей, производя одновременно фотообработку поверхности этих пылинок. В некоторых случаях потоки ИК-излучения будут гасить люминесценцию пылинок или, наоборот, интенсифицировать ее. Переменные или постоянные во времени потоки заряженных частиц (электронов) также могут усиливать люминесценцию пылинок туманностей. Вместе с тем, необходимо отметить, что поглощение заряженных частиц пылинками будет приводить к изменению люминесцентных свойств последних. Спектр люминесценции отражательной туманности будет определяться: 1) химико-минералогическим составом пыли; 2) температурой пыли; 3) особенностями кристаллических решеток пылевых зерен; 4) временем образования, стадией эволюции пылевой материи; 5) спектральным типом освещающей звезды; 6) светимостью освещающей звезды; 7) теми или иными особенностями в системе "звезда-пыль"; 8) пространственной конфигурацией системы "звезда-пыль-наблюдатель". Здесь мы лишь вкратце описали важнейшие аспекты процесса люминесценции твердой космической материи. Подробному рассмотрению данного вопроса будет посвящена отдельная статья.

3. *Подготовка наблюдательного эксперимента.* Рассмотрев ряд важных аспектов проблемы изучения люминесценции твердой космической материи, перейдем теперь к практической стороне вопроса. При выборе отражательных туманностей как объектов, представляющих собой "астрофизическую лабораторию" [6], перед нами стала задача практической подготовки и реализации наблюдательного эксперимента. В качестве

базового инструмента нами был выбран 2-х метровый телескоп обсерватории ТЛС (Германия). Обладая фокусами Куде и Нэсмита и в сочетании со спектрографами высокого разрешения, он представлялся нам весьма подходящим инструментом (отметим, что наши надежды оправдались). Учитывая оптические свойства инструментов и астроклимата обсерватории ТЛС, в качестве основной стратегии было выбрано получение спектра туманности и спектра освещающей звезды, с последующим их разделением. Наиболее трудно осуществимым оказался выбор подходящего объекта. Ясно, что выбор мог быть произведен с учетом технических возможностей инструментов. Мы остановили свой выбор на отражательной туманности CED 201 (vdB 152). Освещающей звездой является BD+69°1231, спектральный тип B9.5V. Туманность CED 201 хорошо изученный объект. Нас весьма заинтересовали необычные свойства этой туманности: альbedo пылинок, избыточное покраснение, сильное поглощение в УФ-области на 2175Å, возможное отсутствие "генетической" связи между освещающей звездой и туманностью [7,8]. В работе [1] описывается *BVI*-фотометрия туманности CED 201. В частности, авторы указанной работы показали, что CED 201 значительно краснее в областях *V*, *I*, чем можно было бы ожидать, рассматривая свечение данного объекта лишь в пределах стандартного рассеяния пылевыми частицами. По мнению авторов, это говорит в пользу того, что в *I*-полосе CED 201 обладает расширенной эмиссией. Они рассматривают расширенную *I*-эмиссию как фотолюминесценцию пыли туманности, возбуждаемую УФ-излучением освещающей звезды. Авторами предложен диапазон возбуждающего УФ-излучения  $1800 < \lambda < 2500 \text{Å}$ . В работе [3] рассмотрен ряд объектов, обладающих расширенной красной эмиссией. К числу этих объектов отнесены, в частности, NGC 7023, NGC 2023 и CED 201. Авторы указанной работы считают, что расширенная красная эмиссия является индикатором присутствия в пыли туманностей углистых пылинок. В работе [9] суммируются общие свойства расширенной красной эмиссии. В частности, показано, что эта эмиссия наблюдается у многих астрофизических пылевых объектов и представляет собой безструктурную полосу в диапазоне 5400 – 9400 Å. Расширенная красная эмиссия рассматривается как фотолюминесценция пылевых частиц. Авторы отмечают, что кандидатами в источники расширенной красной эмиссии являются углистая пыль, кремниевая пыль нанометровых размеров и некоторые другие пылевые субстанты. Можно констатировать, что дискуссия о природе расширенной красной эмиссии продолжается. Мы хотели бы отметить, что для обнаружения указанной эмиссии требуется выполнение ряда специальных условий, а именно, наблюдения в условиях высокопрозрачной атмосферы, наблюдения в широком спектральном диапазоне, применение спектрографов низкой дисперсии.

4. *Наблюдения и обработка данных.* Спектры отражательной туманности CED 201 были получены при помощи 2-м рефлектора и куде-эшеле спектрографа обсерватории ТЛС (Таутенбург). Дифракционная решетка спектрографа 600 штрихов на мм. Для улучшения отношения сигнал/шум использовался лишь первый порядок решетки, уменьшив спектральное разрешение мы увеличили выход сигнала в 10 раз. Щель спектрографа обладала шириной 2.9 секунд дуги и длиной 29 секунд дуги соответственно.

Первичная обработка спектров была произведена стандартными программными пакетами. Были произведены, в частности: фильтрация космикс, исключение плоского поля, экстракция спектра, калибровка по длинам волн при помощи ThAg-ламп. Время экспозиций равнялось 30 минутам. Были получены спектры CED 201 в диапазоне 4650-7525 Å. Учитывая слабость люминесцентного сигнала и пространственно геометрические особенности туманности CED 201, была применена специальная стратегия обработки спектра. Суть стратегии заключалась в представлении спектров в виде:

$$N = n + b \quad (1)$$

$$S = s + n + b, \quad (2)$$

где  $N$  - периферический регион туманности,  $S$  - регион звезды,  $n$  - собственный вклад туманности,  $s$  - собственный вклад звезды, модифицированный туманностью,  $b$  - вклад ночного неба. Были получены спектры региона  $S$  с освещающей звездой в центре щели и региона  $N$  (периферия туманности вне звезды). При этом расстояние между  $S$  и  $N$  составляло 14 секунд дуги. Пренебрегая незначительной величиной модификации собственного вклада звезды туманностью, получили

$$r = (N - b) / (S - N). \quad (3)$$

Выражение (3) численно отражает стратегию обработки спектра изучаемой туманности,  $b$  был получен отдельно вне туманности, с тем же временем экспозиции (соответствующие области результирующего спектра  $r$  приведены ниже). Применение именно такой стратегии позволило выявить люминесценцию пыли туманности CED 201 в виде отдельных эмиссий с весьма определенными местоположениями и профилями. Необходимо добавить, что нормировка к локальному континууму производилась стандартными методами.

5. *Результаты.* Разрезанный на части спектр представлен на рис. 1, 2, 3, на которых отображены соответствующие фрагменты результирующего спектра туманности и проведенный континуум, над которым располагаются в том числе и люминесцентные эмиссии (на осях  $\lambda$  - длины волн в ангстремах;  $I$  - относительные интенсивности соответст-

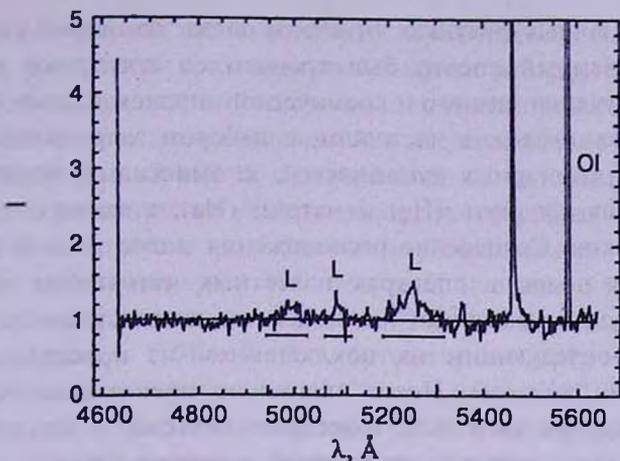


Рис.1. Результирующий спектр CED 201, 4600-5600 Å . Буквой *L* обозначены отождествленные люминесцентные эмиссии ЗУЧ.

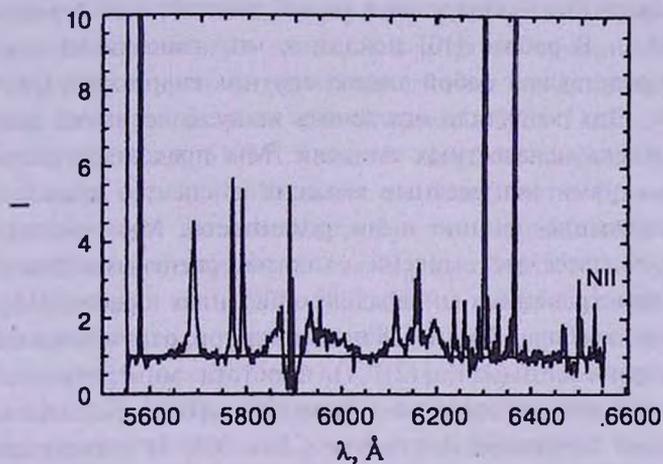


Рис.2. Результирующий спектр CED 201, 5600-6600 Å .

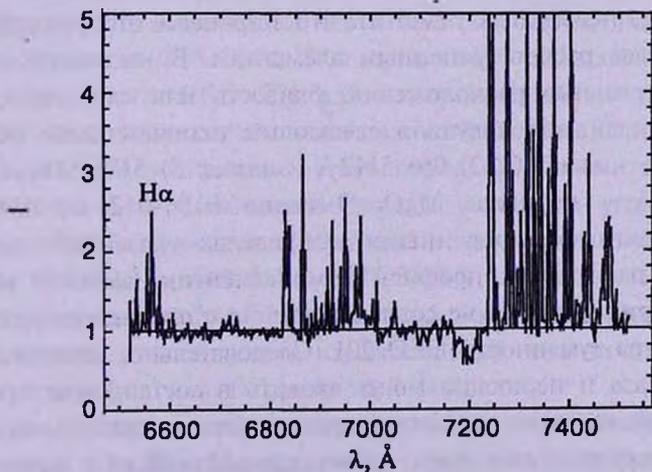


Рис.3. Результирующий спектр CED 201, 6600-7525 Å .

венно). На указанных рисунках отмечены также некоторые стандартные эмиссии. Полученный спектр был сравнен со спектрами известных источников излучения земного и космического происхождения. Полученный спектр сравнивался, в частности, с набором запрещенных линий, с эмиссиями планетарных туманностей, с эмиссиями искусственных источников, включая ртуть (Hg) и натрий (Na), а также с эмиссиями других источников. Совпадение расположения полос нашего спектра с расположением полос в спектрах известных источников излучения позволяло относить некоторые наши полосы к известным источникам излучения с последующим их исключением из процедуры поиска люминесцентных эмиссий. После тщательно проведенной процедуры сравнения с исключением всех известных эмиссий, в нашем спектре остались несколько эмиссий неизвестной природы. Этими эмиссиями являются:  $\lambda\lambda$  4944 – 5020; 5066–5112; 5175–5314; 6106–6121; 6640–6654; 7497–7509. Нами была обнаружена также эмиссионная линия на длине волны  $\lambda$  6804 Å. В работе [10] показано, что эмиссия на длине волны  $\lambda$  6803.08 Å представляет собой линию-спутник гидроксила OH в спектре ночного неба. Это позволило исключить нашу эмиссию на длине волны 6804 Å из списка неизвестных эмиссий. Мы предлагаем рассматривать обнаруженные нами неизвестные эмиссии в спектре туманности CED 201 как фотолюминесценцию пыли туманности. Мы решили сравнить выявленные неизвестные эмиссии с люминесцентными эмиссиями 300 наиболее распространенных минералов, описанных в работе [11]. Сравнительный анализ выявил 18 минералов-кандидатов, отвечавших следующим критериям, приведенным в [12]: 1) простота минерального состава; 2) точное совпадение расположения люминесцентных эмиссий минералов с неизвестными эмиссиями в спектре CED 201; 3) распространенность химических элементов (компонентов минералов) во Вселенной. Относительно пункта 3 необходимо отметить, что в процессе отбора предпочтение отдавалось более распространенным элементам. Внимательно проанализировав спектральные расположения, близость или сходства соответствующих профилей, мы получили следующие окончательные результаты: 1) 4944–5020 Å - алмаз C; 2) 066–5112 Å - алмаз; 3) 5175–5314 Å - алмаз; 4) 7497–7509 Å - периклаз MgO. Эмиссии 6106–6121 Å, 6640–6654 Å остались неидентифицированными в пределах указанной процедуры. Необходимо отметить, что профили люминесцентных эмиссий минералов алмаза C и периклаза MgO не совпадают точно с профилями неизвестных эмиссий спектра туманности CED 201. Следовательно, вероятность того, что зерна алмаза и периклаза могут входить в состав пыли туманности CED 201, являясь источниками неизвестных эмиссий, очень низка. Поэтому мы провели еще один сравнительный анализ с привлечением

лабораторных данных по химическим соединениям иной природы. В частности, мы провели сравнительный анализ с набором люминесцентных спектров молекул полициклических ароматических углеводородов. Распространенность этих соединений в космической среде известна [9]. Мы сравнили наши эмиссии с люминесцентными спектрами поликристаллических ароматических углеводородов, находившихся в виде поликристаллического раствора с ациклическими углеводородами (с геканом или гепмином) при температуре 77К. Мы использовали в качестве сравнительного материала данные из работы [13]. Анализ показал, что в виде твердого раствора (77К) 2, 3 - ортофениленпирен  $C_{22}H_{12}$  обладает флуоресцентными эмиссиями на длинах волн 4955, 4970, 5005 Å соответственно. С ростом температуры полосы флуоресценции в спектре данного углеводорода испытывают уширение. Флуоресцентные эмиссии  $C_{22}H_{12}$  лежат в пределах нашей первой полосы 4944-5020 Å. Мы предлагаем рассматривать вышеуказанное соединение в качестве источника люминесцентных эмиссий в спектре туманности CED 201. 2, '3 - ортофениленпирен флуоресцирует также на длине волны 5106 Å. Эта эмиссия лежит в пределах нашей полосы 5066-5112 Å. Хотя данная эмиссия на длине волны 5106 Å является довольно слабой в лабораторных условиях. Вместе с тем, необходимо отметить, что и другие поликристаллические растворы люминесцируют в том же диапазоне. К примеру, при 77К твердый раствор тетрацена  $C_{18}H_{12}$  обладает флуоресцентными эмиссиями на длинах волн 5073, 5083, 5087 Å соответственно. Фенантрен  $C_{14}H_{10}$  в виде твердого раствора (77К) обладает фосфоресцентной эмиссией на длине волны 5313 Å. Данная эмиссия лежит в пределах нашей полосы 5175-5314 Å. Ширина полосы фосфоресценции фенантрена также будет увеличиваться с ростом температуры. Таким образом, фенантрен и другие углеводороды в виде замороженной смеси с ациклическими углеводородами могут являться источниками люминесценции туманности CED 201. Мы предлагаем рассматривать пылевые частицы туманности CED 201 как замороженные микроскопические зерна, представляющие собой смесь поликристаллических ароматических углеводородов с ациклическими углеводородами. Сравнительный анализ с люминесцентными эмиссиями твердых растворов углеводородов не позволил нам идентифицировать следующие неизвестные эмиссии спектра CED 201: 6106-6121, 6640-6654, 7497-7509 Å. На наш взгляд, эти три эмиссии могут являться составными частями расширенной красной эмиссии, выявляемой обычно в отражательных туманностях с применением спектрографов низких дисперсий [14].

На наш взгляд, пылевая материя туманности CED 201 состоит из замороженных микрочастиц сложного химического состава, основными

компонентами которого являются поликристаллические ароматические углеводороды и ациклические углеводороды. Эти замороженные частицы могут состоять из ядра и поликристаллической мантии. Частица, состоящая из мелкодисперсного углистого ядра, покрытого поликристаллической мантией в виде смеси ароматических и ациклических углеводородов, будет характеризоваться соответствующей массой, размером, альбедо и т.д. Под действием УФ-излучения освещающей звезды замороженные частицы пылевой материи туманности будут люминесцировать в соответствующей области видимого спектра. Мы предлагаем называть такого рода частицы замороженными углеводородными частицами (ЗУЧ).

На основе лабораторных данных, приведенных в работе [13], можно заключить, что соответствующие полосы в спектре люминесценции ЗУЧ будут испытывать уширения с ростом температуры вещества, с уменьшением концентрации ароматической или ациклической компоненты смеси и в ряде других случаев. Это уширение может быть заметным и в предельных случаях в условиях значительного роста температуры - достаточно узкая полоса может трансформироваться в широкую диффузную полосу. С учетом многообразия химического состава углеводородов ароматического ряда можно заключить, что в различных отражательных туманностях, при разных физических условиях, ЗУЧ будут обладать различными спектрами люминесценции. В [13] также показано, что квантовый выход люминесценции рассмотренных смесей в условиях низких температур является очень высоким. Квантовый выход люминесценции ЗУЧ, по-видимому, также будет весьма высоким, что, в свою очередь, определит относительную легкость регистрации люминесцентного сигнала от соответствующих пылевых объектов.

В результате проведенных нами наблюдательных экспериментов мы впервые обнаружили отдельные люминесцентные эмиссии в спектре отражательной туманности CED 201. Ранее обнаруживалась лишь расширенная красная эмиссия, рассматриваемая рядом авторов как фотолюминесценция пыли туманности [14]. Представления о химическом составе пыли отражательных туманностей все еще находятся на стадии формирования. Так, в работе [15] утверждается, что пыль отражательных туманностей представляет собой углеродные зерна, обогащенные водородом, в то время как в работе [14] показано, что вещество отражательных туманностей представляет собой кремниевые пылинки нанометровых размеров. Существуют и другие точки зрения. Дискуссии по этому поводу продолжаются.

Здесь мы впервые предложили концепцию замороженных углеводородных частиц в виде углистого ядра, окруженного поликристаллической мантией. Эта внешняя оболочка представляет собой смесь замороженных

ароматических и ациклических углеводородов. На наш взгляд, такого рода частицы могут встречаться в различных галактических газопылевых объектах, а также в телах солнечной системы, богатых пылью. Наблюдения проводились в достаточно сложных астроклиматических условиях. Нами были использованы все технические возможности обсерватории ТЛС с целью выявления слабого люминесцентного сигнала пыли туманности CED 201.

**6. Заключение.** В сентябре-декабре 2001г. нами были проведены исследования туманности CED 201. При помощи 2-х метрового телескопа и эшелле спектрографа ТЛС были получены спектры указанной туманности. Обработав полученные данные специальным образом, нам удалось выявить люминесцентные эмиссии пыли этой отражательной туманности. Сравнительный анализ позволил установить, что пыль туманности CED 201 представляет собой смесь замороженных ароматических и ациклических углеводородов. Нами предложена концепция замороженных углеводородных частиц. В процессе сравнительного анализа возникали трудности, обусловленные малой упорядоченностью, некоторой разрозненностью лабораторного материала.

В настоящей работе были рассмотрены также некоторые важные аспекты проблемы люминесценции космической пыли, предложены некоторые новые идеи. Мы выступаем с инициативой подготовки специального атласа люминесцентных эмиссий, отражательных туманностей. Такого рода атлас мог бы содержать основные результаты исследований люминесценции соответствующих отражательных туманностей, двумерные спектры регистрограммы и многое другое. Такого рода сводный атлас может быть создан с привлечением данных, полученных в различных обсерваториях мира на различных инструментах.

Мы надеемся, что настоящая работа расширит современные представления о люминесценции пыли отражательных туманностей и стимулирует дальнейшие исследования в этом интересном направлении.

Автор выражает благодарность ДААД за финансовую поддержку настоящего проекта, проф. А.Уэту за полезные дискуссии, проф. А.Хатсису и д-ру Х.Лиману за вклад в наблюдательные эксперименты, д-ру Г.Галазутдинову и Б.Форману за предоставления компьютерного программного обеспечения. Автор благодарен анонимному рецензенту за ценные замечания.

Абастуманская асрофизическая обсерватория,  
Грузия, e-mail: iraklisimonia@yahoo.com

## LUMINESCENCE OF THE CED 201 NEBULA DUST

I.A.SIMONIA

The article is dedicated to study the luminescence of reflection nebulae and other objects consisting of dust or containing solid matter. New concepts and ideas, particularly concept of frozen hydrocarbon particles (FHPs) are proposed, reflection nebula CED 201 is studied to reveal luminescence emission in its spectra. The strategy of data processing and their identification is described. In the spectrum range 4650-7525 Å of nebula CED 201 six so far unknown emissions are revealed, three of which were identified as photoluminescence of solid hydrocarbons. Three other bands belong to ERE emission. It is suggested to consider the dust component of CED 201 as a complex of FHPs.

Key words: (*ISM*): reflection nebulae - individual: CED 201

## ЛИТЕРАТУРА

1. A.Witt, R.Schild, *Astrophys. J.*, **294**, 225, 1985.
2. A.Witt, R.Schild, *Astrophys. J.*, **325**, 837, 1988.
3. W.Dulley, D.Williams, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, **230**, 1, 1988.
4. I.Simonia, T.Simonia, *IAU Symp. 177*, Turkey, 1996, p.577.
5. H.Ebert, *Physikalisches Taschenbuch*, Braunschweig, 1957, p.195.
6. *Encyclopedia of Astronomy and Astrophysics*, Ed. P.Murdin, *Inst. Phys. Publ.*, 2308, 2000.
7. A.Witt, R.Bohlin, T.Stecher, S.Graff, *Astrophys. J.*, **321**, 912, 1987.
8. D.Gesarsky, J.Lequeux, C.Ryter, M.Gerin, *Astron. Astrophys.*, **354**, L87, 2000.
9. P.Ehrenfreund, S.Charnley, *Annu. Rev. Astron. Astrophys.*, **38**, 427, 2000.
10. D.Osterbrock, J.Fulbright, T.Bida, *Publ. Astron. Soc. Pacif.*, **109**, 614, 1997.
11. Б.С.Горобец, А.А.Рогожин, *Спектры люминесценции минералов. Минеральное сырье*, М., 69, 2000.
12. Д.Я.Мартьянов, *Курс общей астрофизики*, Наука, М., 1988, с.236.
13. Т.А.Теплицкая, Т.А.Алексеева, М.М.Вальдман, *Атлас квазилинейчатых спектров люминесценции ароматических молекул*, Изд. МГУ, 1978, с.44.
14. A.Witt, U.Vijh, *ASP Conference Series* (in press).
15. W.W.Duley, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, **215**, 259, 1985.

УДК: 524.31.312

ПОДСЧЕТЫ СЛАБЫХ ГОЛУБЫХ ОБЪЕКТОВ И  
АНОМАЛЬНОЕ КРАСНОЕ СМЕЩЕНИЕ

Г.А. АРУТЮНЯН

Поступила 10 декабря 2003

Принята к печати 19 мая 2004

Рассматривается гипотеза о наличии аномального красного смещения в спектрах молодых объектов, которое уменьшается и исчезает в ходе их эволюции. Обсуждается возможность выявления признаков аномального красного смещения в спектрах постквazarных объектов, считая большую часть квазаров локальными объектами, выброшенными из ядер галактик. Приводятся доводы в пользу того, что наличие аномального красного смещения существенно влияет на вид наблюдаемой функции светимости локального населения галактик, делая ее более бедной в слабой части. Данный подход используется для обсуждения проблемы избытка слабых голубых галактик.

1. *Введение.* Спор о физической сущности красного смещения квазаров начался сразу после открытия этих объектов и продолжается до настоящего времени [1-6]. В зависимости от места их реального нахождения - космологического или локального - зависит физическая картина Вселенной. Изучены трудности обеих концепций - чрезмерно высокая светимость в первом и большие значения недоплеровского красного смещения во втором случае, которые объясняются в рамках различных моделей. Для интерпретации больших красных смещений "локальных" квазаров, например, нередко привлекаются непривычные на первый взгляд физические механизмы [7-8].

Ситуация усложняется тем, что внегалактические расстояния, определяемые, как правило, красным смещением объектов, связываются с эволюционными последовательностями. Считается, что чем больше красное смещение объекта, тем дальше он находится и в среднем представляет более раннюю фазу развития. В рамках "космологической концепции" это обстоятельство послужило одним из аргументов в пользу того, что квазары являются ранней стадией эволюции обычных галактик. Благодаря принятой однозначности связи с расстоянием, проверенной для умеренных расстояний, величина красного смещения уверенно используется в качестве эволюционного параметра. Поэтому морфологические и излучательные особенности внегалактического населения, выявленные с помощью глубоких обзоров по красному смещению, рассматриваются в качестве главных индикаций процесса эволюции (см., например, [9-13]).

Но однозначная зависимость возраста от расстояния имеет лишь статистическое значение. Для безусловной ее применимости следует

предположить, что все объекты образовались одновременно и заведомо исключать возможность наличия в одном и том же объеме пространства объектов, принадлежащих к *разным эпохам одной эволюционной цепи*. Известно, что утверждение об одновременном формировании звезд было отвергнуто в середине прошлого столетия и было показано, что звезды разного возраста могут соседствовать [14]. В случае внегалактических объектов пока нет такой определенности. Тем не менее, большинство исследователей отвергает возможность существования квазаров на современном этапе эволюции Вселенной, то есть при  $z=0$ .

Альтернативный подход отвергает существование однозначной связи между расстоянием объекта и его красным смещением. С течением времени появляется все больше новых фактов, свидетельствующих о том, что квазары находятся гораздо ближе, чем следует из значений их красного смещения (см. [2-6,15,16]). В связи с этим большую важность приобретают различные явления и эффекты, которые естественным образом объясняются в рамках данной гипотезы. В данной статье этот вопрос рассматривается вместе с проблемой *избытка слабых голубых галактик* [9,10,17].

**2. Красное смещение квазаров.** Ряд астрофизиков последовательно собирает факты, на основе которых доказывает "локальное" происхождение квазаров (см., например, [3-5,15,16] и ссылки в них). Заметим, что бюраканская концепция об эволюционной цепи, предполагающая постепенную фрагментацию материи во Вселенной посредством "событий Амбарцумяна" и ее распада [18-20], уже носит в себе логическое обоснование возможности выброса квазаров из ядер галактик. Хотя Амбарцумян в явной форме никогда не писал о возможности выброса квазаров из ядер галактик, идея выброса новой галактики безусловно приводит к такому заключению. Поэтому авторы квазистационарной космологической модели всегда отмечают, что их теория имеет одну и ту же идеологическую основу, что и гипотеза Амбарцумяна (см., например, [21]). Мы подходим к проблеме на основе методологии Амбарцумяна, с использованием современных результатов наблюдений [22]. При этом делаются два предположения. Во-первых, считается, что молодые объекты образуются вследствие выбросов и в настоящее время (гипотеза Амбарцумяна - ГА). Во-вторых, молодые объекты формируются с присущим им аномальным красным смещением, которое убывает в ходе эволюции (гипотеза теории квазистационарной космологии - ГТКК).

Первая гипотеза была предложена на основе данных, известных уже в 50-60-ые годы прошлого столетия [18-20], но она хорошо уживается и с

---

*1 Название "Ambarsumian's events" для выбросов из ядер галактик было предложено Дж.Бэрбиджем на colloquium "Cosmology: Facts and Problems" (8-11 июня 2004, Коллеж де Франс, Париж).*

новыми данными. Отметим, что в работе [6], например, показывая, что предположение о принадлежности квазаров к скоплениям лучше согласуется с наблюдательными данными, делается вывод, что средняя абсолютная звездная величина квазаров, найденных в областях богатых скоплений, составляет  $-12^m.8$ , что характерно для карликовых галактик. Это означает, что в современную эпоху рождаются именно карликовые галактики, поэтому *функция светимости галактик в ходе эволюции меняет свою форму, становясь круче в слабой области* [22]. Недавно Бербидж и др. [15] сообщили об очень высокой концентрации рентгеновских квазаров вокруг активной галактики M82, показывающих признаки физической связи с этой галактикой. Эти квазары обладают еще меньшими светимостями -  $-8 < M_V < -10$  и поэтому могут быть отнесены к разряду шаровых скоплений и III областей. Отметим, что автором в [22] было сделано предположение, что *шаровые скопления также являются продуктом выброса из ядер галактик, и механизм их формирования сходен с механизмом образования галактик*.

При наличии огромного наблюдательного материала пока еще нет четкого представления об изменении светимости внегалактических объектов в ходе эволюции от стадии квазара к обычным галактикам. Отсюда следует, что результаты подсчетов слабых объектов с промежуточными красными смещениями ( $z \approx 0.7 - 1.5$ ) требуют отдельного рассмотрения. Не вполне понятно резкое увеличение числа наблюдаемых объектов с ростом  $z$  по сравнению с числом, ожидаемым на основе экстраполяции соответствующих величин, измеренных при  $z=0$ . Необходимость согласования этих результатов с господствующими представлениями требует привлечения искусственных эволюционных сценариев (см. [9,10]). На этом мы остановимся позже, здесь же обратимся к проблеме локальных квазаров.

Согласно ГТКК, квазары (в более общем контексте - любые объекты, состоящие из *вещества квазарного типа* или *молодого вещества*) обладают аномальным красным смещением, которое исчезает по ходу превращения квазара в обычную галактику [7,8,2]. На наш взгляд эта гипотеза получает весомую поддержку на основе исследования квазаров из области скопления галактик в Деве, в центре которого находится активная галактика M87 - предполагаемый генератор скопления [22]. Оказывается, что половина квазаров внутри центрального круга диаметром  $1^\circ$  имеет красное смещение 2-2.5 [8], тогда как из всей выборки в этот интервал попадает лишь 20% объектов (отметим также, что для 30% -  $z > 2$ ).

В табл.1 приведены данные о квазарах в области скопления галактик в Деве. В первом столбце дается номер кольца ( $n$ ), что совпадает с внешним радиусом кольца, выраженном в градусах. В скобках указывается площадь данного кольца в долях общей площади. В столбцах 2-7 приведены количества квазаров  $N_n(z)$ , где  $n$  показывает номер столбца, а  $z$  - интервал красного смещения. В скобках приведены также величины

КОЛИЧЕСТВО КВАЗАРОВ В КОНЦЕНТРИЧЕСКИХ КОЛЬЦАХ  
ВОКРУГ М87 В ЗАВИСИМОСТИ ОТ КРАСНОГО СМЕЩЕНИЯ

$n \quad z$	0. - 0.5	0.5 - 1.0	1.0 - 1.5	1.5 - 2.0	2.0 - 2.5	> 2.5	$N_n = \sum N_n(z_i)$
1 (0.02)	2 (0.14) (0.04)	1 (0.07) (0.02)	2 (0.14) (0.03)	1 (0.07) (0.02)	7 (0.50) (0.12)	1 (0.07) (0.03)	14
2 (0.05)	9 (0.28) (0.20)	6 (0.19) (0.12)	6 (0.19) (0.10)	4 (0.12) (0.07)	5 (0.16) (0.08)	2 (0.06) (0.06)	32
3 (0.08)	7 (0.16) (0.15)	8 (0.19) (0.16)	7 (0.16) (0.11)	11 (0.26) (0.20)	9 (0.21) (0.15)	1 (0.02) (0.03)	43
4 (0.11)	8 (0.15) (0.17)	12 (0.23) (0.24)	12 (0.23) (0.19)	11 (0.21) (0.20)	8 (0.15) (0.14)	2 (0.04) (0.06)	53
5 (0.14)	9 (0.13) (0.20)	12 (0.17) (0.24)	19 (0.28) (0.30)	12 (0.17) (0.21)	9 (0.13) (0.15)	8 (0.12) (0.26)	69
6 (0.17)	8 (0.14) (0.17)	7 (0.12) (0.14)	11 (0.19) (0.17)	11 (0.19) (0.20)	9 (0.16) (0.15)	12 (0.21) (0.39)	58
7 (0.20)	3 (0.14) (0.07)	2 (0.09) (0.04)	3 (0.14) (0.05)	6 (0.28) (0.11)	7 (0.32) (0.12)	1 (0.05) (0.03)	22
8 (0.23)	0 (0.) (0.)	1 (0.08) (0.02)	3 (0.23) (0.05)	0 (0.) (0.)	5 (0.38) (0.08)	4 (0.31) (0.13)	13
$N_{\Sigma} = \sum N_n(z_i)$	46	49	63	56	59	31	304

$v_{nl} = N_n(z_i)/N_n$  (рядом с  $N_n(z_i)$ ) и  $v_{in} = N_n(z_i)/N_{\Sigma}$  (под  $N_n(z_i)$ ). Данные показывают, что в центральном круге наблюдается повышенная плотность квазаров с  $2 \leq z \leq 2.5$ . При однородном распределении ожидаемое значение величины  $v_{5,1}$ , что соответствует этому интервалу красных смещений, должно было быть порядка 0.02, в то время как оно составляет 0.12. Внутри этого круга красные смещения 57 процентов квазаров больше 2. В следующих кольцах относительное количество квазаров с наибольшими значениями красного смещения меньше, однако наблюдается заметная тенденция его увеличения при переходе к внешним кольцам. В самом внешнем кольце такие квазары составляют 69 процентов.

На расстоянии скопления Девы (16 Мпк) средний радиус этого кольца составляет 2.1 Мпк, что соответствует перифериям скопления. Поэтому резкое увеличение среднего значения красного смещения может быть обусловлено низкой поверхностной плотностью "локальных квазаров" в периферии. И, действительно, во внешнем кольце поверхностная плотность квазаров в 15 раз меньше по сравнению с центральным кругом. Учитывая, что квазары фона должны иметь сравнительно более однородное распределение по поверхности, можно заключить, что влияние квазаров фона на статистику будет больше там, где плотность "локальных" квазаров меньше. Ясно, что таковыми должны быть именно периферийные области скоп-

ления, где резко падает плотность объектов, принадлежащих скоплению.

Таким образом, по всей видимости, *избыток поверхностной плотности квазаров с наибольшими красными смещениями в центре скопления обусловлен их специфическим распределением*, тогда как этот же эффект во внешнем кольце является простым следствием увеличения относительного количества проецированных объектов. Но, если основным источником формирования квазаров является галактика M87, то расстояние от нее может считаться статистической мерой возраста квазара. Правда, при этом следует учитывать, что чем ближе направление выброса к лучу зрения, тем сильнее нарушается эта закономерность. В любом случае обнаруженная большая концентрация квазаров с большими красными смещениями в центре выборки свидетельствует в пользу гипотезы уменьшения аномального красного смещения с возрастом квазара.

Уменьшение наблюдаемого красного смещения по ходу удаления от центральной галактики (предполагаемого генератора молодых объектов) обнаружил Белл [23,24] для квазаров, расположенных вокруг сейфертовской галактики NGC1068 (M77). В работе [16] детально исследованы непосредственные окрестности другой сейфертовской галактики NGC7603 ( $z=0.029$ ), которая ранее уже была выявлена как объект, связанный узким волокном с более компактной галактикой (NGC7603B,  $z=0.057$ ), обладающей большим красным смещением [25]. Обнаруженные на волокне объекты, находящиеся между главной галактикой и компактным спутником, оказались карликовыми галактиками с красными смещениями 0.245 и 0.394, показывающими признаки активного звездообразования, тогда как ни волокно, ни более яркие галактики не отличаются активностью звездообразования. По оценке авторов [16] вероятность образования наблюдаемой конфигурации случайным проецированием равна  $3 \cdot 10^{-9}$ . Если эта система действительно является физической, то она приобретает очень большую значимость также и потому, что красное смещение галактик на волокне убывает по ходу удаления от центральной галактики, имеющей наименьшее красное смещение ( $z_{\text{гал}} = 0.029$ ;  $z_{\text{ком1}} = 0.394$ ;  $z_{\text{ком2}} = 0.245$  и  $z_{\text{спутник}} = 0.057$ ).

3. *Аномальное красное смещение.* Факты, приведенные в предыдущем разделе, явно свидетельствуют о том, что молодым объектам присуще аномальное красное смещение, причем оно постепенно уменьшается и доходит до своего минимального значения, когда квазар переходит в стадию галактики. Пока еще нет четкого представления о том, как происходит исчезновение аномального красного смещения, однако, на наш взгляд, этот феномен может быть изучен на чисто феноменологическом уровне на основе наблюдаемых закономерностей.

Как известно, при совместном воздействии нескольких источников доплероподобного (пропорционального) изменения энергии фотона,

суммарная мера смещения спектра излучения  $z$  выражается следующим простым соотношением:

$$1 + z = \prod (1 + z_i), \quad (1)$$

где  $z_i$  - есть смещение, обусловленное  $i$ -тым источником изменения спектра. Если таковыми являются, например, космологическое  $z_c$ , аномальное  $z_a$  и иррегулярное доплеровское  $z_d$  смещения, то выражение (1) принимает вид

$$1 + z = (1 + z_c)(1 + z_a)(1 + z_d). \quad (2)$$

На расстоянии ближайших скоплений галактик космологическое красное смещение очень мало. Для скопления в Деве оно составляет лишь 0.0043, чем можно пренебречь по сравнению с наблюдаемыми значениями красного смещения квазаров. То есть, в данном случае соотношение (2) с большой точностью можно переписать в следующем виде

$$1 + z = (1 + z_a)(1 + z_d). \quad (3)$$

Доплеровские иррегулярные скорости галактик в скоплениях составляют примерно 1000 км/с, что по порядку не отличается от значения космологического красного смещения скопления Девы. Исходя из концепции, что квазары в ходе своей эволюции в конечном счете должны перейти в фазу галактик, мы должны принять, что, по крайней мере в этой фазе, их иррегулярные скорости также должны быть порядка средней дисперсии скоростей галактик в скоплении. Таким образом, в первом приближении наблюдаемое красное смещение должно быть приблизительно равным аномальному красному смещению.

Нелинейность зависимости суммарного смещения от компонентов делает ситуацию достаточно сложной. Нетрудно видеть, что, например, при  $z_c = z_a = 0.5$ , наблюдаемое красное смещение получается равным 1.25 если объект не обладает каким-либо иррегулярным движением. Отделить аномальное красное смещение от космологического чрезвычайно сложно и фактически требует независимой оценки расстояния. Очевидно, что это тем сложнее, чем дальше находится объект. В случае же квазаров проблема кажется неразрешимой прямым путем, ибо нет пока другого метода определения их расстояний.

Тем не менее, проблема может быть рассмотрена на основе косвенных проявлений эффекта аномального красного смещения. Как уже упоминалось выше в качестве одного из основных предположений, аномальное красное смещение квазаров должно постепенно уменьшаться и исчезнуть в процессе их эволюции и формирования звездного населения. Как исчезновение аномального красного смещения, так и формирование морфологии галактики - длительные процессы, которые происходят параллельно. Тогда напрашивается вывод о том, что аномальное красное

смещение должно наблюдаться также и в спектре постквара, отождествленного в качестве галактики. Следовательно, если квазары обладают аномальным красным смещением, то должно существовать определенное количество галактик, которые все еще обладают значительным собственным красным смещением, причем эти галактики по причине остаточного аномального красного смещения считаются расположенными гораздо дальше, чем они находятся на самом деле.

Но, исходя из выводов о том, что в настоящее время формируются в основном карликовые галактики, можно также заключить, что аномальным красным смещением обладает значительная часть карликовых галактик. Тогда приходим к выводу, что молодые карликовые галактики, которые образовались в локальной Вселенной вследствие событий Амбарцумяна, воспринимаются как объекты, находящиеся на больших расстояниях. Тем самым уменьшается количество карликовых галактик на небольших расстояниях. Такое положение абсолютно изменяет ситуацию подсчетов внегалактических объектов.

4. *Проблема избытка слабых голубых галактик.* В связи с последними выводами предыдущего раздела о недосчете карликовых галактик несколько более подробно остановимся на результатах подсчетов слабых галактик. Одним из методов исследования распределения вещества во Вселенной является подсчет объектов до данного расстояния (значения красного смещения) или до данной звездной величины и сравнение с теоретическими выводами. Подсчеты, выполненные в конце 70-х годов прошлого века уже показывали, что в цветовой полосе  $B$  наблюдаемое число слабых объектов ( $m > 20$ ) превосходит их ожидаемое количество. Следует отметить, что тогда же было установлено, что избыток галактик наблюдается именно в голубом цвете, а в более длинноволновых полосах его нет. Данная проблема известна как проблема *избытка слабых голубых галактик*. В качестве одной из наиболее важных она вошла в известный список 23-х проблем астрофизики XXI века, составленный Сэндейджем [17].

Обзоры с массовым определением красных смещений слабых объектов открыли возможность воспользоваться также их космологическими расстояниями для более детального исследования проблемы и предложить эволюционные истории, подгоняемые под наблюдения (см. для ссылок [9]). Однако ни обзоры, ни основанные на них сценарии эволюции не смогли подсказать более или менее разумного решения проблемы. В работе [9] (а также в некоторых работах, упомянутых в ней) подчеркивается, что причиной "избытка" может быть также и незнание полных данных о составе локального населения галактик, а именно, те большие неопределенности, которые пока еще существуют в слабом конце функции светимости галактик. Тем не менее, с целью интерпретации избытка слабых голубых галактик,

как уже отметили, были испробованы довольно замысловатые эволюционные сценарии, которые учитывали эволюцию, зависящую от светимости, интенсивные слияния галактик с последующим подключением обильного звездообразования и т.д. (для детального обзора см. [10]).

Проблема, на наш взгляд, находит достаточно простое и естественное решение, если к ней подходить с точки зрения возможности существования аномальных красных смещений в том контексте, который мы обсудили выше. С целью изложения этого решения напомним, что абсолютное большинство авторов единогласны в том, что квазары являются самой ранней стадией эволюции галактик независимо от их местонахождения. С другой стороны, понятно, что после формирования достаточного звездного населения квазары начинают терять один из главных признаков причисления их к этому классу объектов и постепенно переходят в более широкий класс галактик. Разумно предположить также, что активные процессы, свойственные для квазаров, не исчезают сразу, а ослабевают постепенно. А непрерывность активных процессов при переходе дает веское основание утверждать, что галактики постквазарной фазы должны отличаться различными видами галактической активности и, тем более, активным звездообразованием.

Но самым важным признаком для рассматриваемой проблемы остается избыточное по сравнению с космологическим красное смещение молодых галактик. Из наблюдений можно определить красное смещение, поверхностную яркость, интегральную звездную величину, морфологию этих объектов и другие непосредственно наблюдаемые характеристики. Очевидно, что расстояние не входит в группу непосредственно наблюдаемых характеристик. Более того, одно лишь красное смещение из перечисленных характеристик может быть использовано для непосредственного определения их истинного расстояния. Использование же красного смещения для этой цели при наличии аномального некосмологического компонента приводит к заведомо завышенным значениям искомым расстояний.

Таким образом, во-первых, в рамках данной концепции, *аномальное красное смещение наиболее явно выражается у молодых галактик*. Во-вторых, как уже отмечено в первом разделе, *средняя светимость большинства квазаров, если они являются "локальными" объектами или "квазарами второго поколения", достаточно низка, и они, а также следующие стадии их эволюции, принадлежат семейству самых слабых внегалактических объектов*. И, в-третьих, *эти галактики, как постквазарная стадия, принадлежат к числу самых активных голубых объектов*. С этой точки зрения достаточно веским аргументом служит и то, что избыток объектов наблюдается именно в голубых лучах, а в красном цвете он исчезает (см. рис.1, заимствованный из [10]). Следовательно, можем заключить, что, рассматривая аномальные

красные смещения квазаров в спектрах молодых активных галактик в качестве космологического, тем самым мы переоцениваем содержание слабых голубых галактик на больших расстояниях.

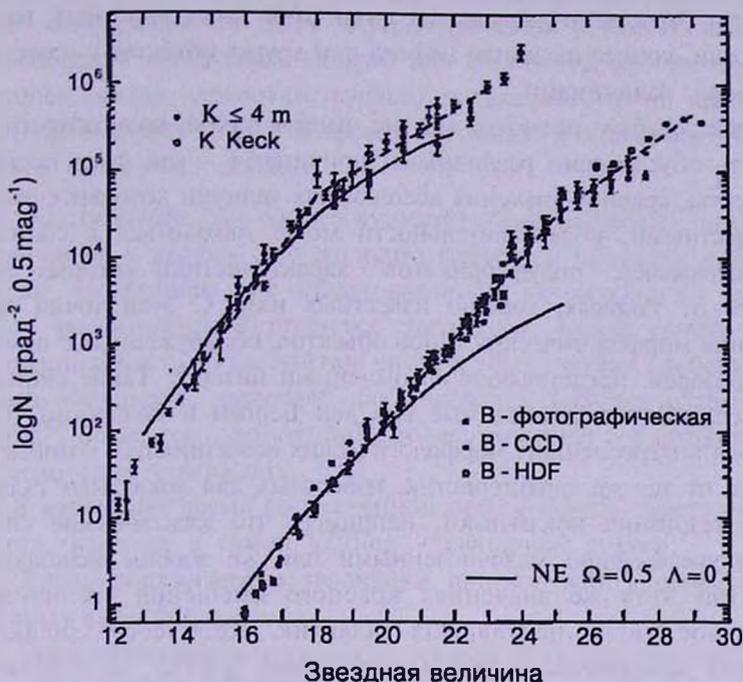


Рис.1. Зависимость поверхностной плотности галактик от видимой звездной величины в  $V$  и  $K$  лучах. Сплошная линия показывает ожидаемую зависимость, при экстраполяции современной функции светимости на область больших красных смещений без эволюционных эффектов. Кривая заимствована из [10], в которой также указаны первоисточники использованных данных.

Однако здесь следует особо подчеркнуть одно очень важное обстоятельство, которое позволяет по-иному подойти к *проблеме слабых голубых галактик*. Оно заключается в том, что в локальной Вселенной, наряду с квазарами, существует достаточно много молодых активных галактик, которые не могли быть учтены при построении функции светимости, поскольку обладают аномальным красным смещением. А это, в свою очередь, говорит о *продолжающемся процессе галактикообразования в локальной Вселенной*. Но если это так, то мы приходим к еще одному выводу, что *недооценена плотность вещества в локальной Вселенной, в частности, в скоплениях галактик*. Тогда вместо проблемы избытка слабых голубых галактик мы просто приобретаем иллюзию нехватки молодых галактик в локальной Вселенной.

5. *Обсуждение*. Современная астрофизика не располагает надежными методами разделения различных типов красных смещений. Если

аномальное красное смещение и на самом деле присуще некоторым объектам, для его выявления и определения истинного расстояния этих объектов следует искать косвенные пути. Для ярких галактик с этой целью могут быть использованы их различные характеристики, начиная с морфологии, кончая наличием цефеид или других объектов с известными абсолютными величинами.

В случае слабых галактик мы не имеем такой возможности. Это может быть обусловлено различными причинами - как сама галактика, так и объекты, средние значения абсолютных величин которых считаются точно известными, в действительности могут находиться в состоянии, образно выражаясь, "полуфабрикатов", характеристики которых сильно отличаются от таковых, хорошо известных нам. С этой точки зрения исследования морфологических типов объектов, обнаруженных с помощью глубоких обзоров, представляют несомненный интерес. Такие систематические исследования, проводимые ван ден Бергом и коллегами [12-14], выявили ряд интереснейших морфологических особенностей, которые явно отличаются от тех же характеристик, известных для локальных галактик.

Их исследования показывают, например, что классические спирали становятся чрезвычайно малочисленными или же вообще исчезают при  $z \geq 0.3$ . При этих же значениях красного смещения увеличивается относительное число пекулярных галактик. Количество галактик с перемычкой драматически уменьшается при  $z \geq 0.5$ , а хаббловская классификация почти теряет смысл. Можно привести и другие признаки, отмеченные в вышеупомянутых работах [12-14], но одно обстоятельство кажется достаточно ясным - *при больших значениях красного смещения увеличивается относительное количество объектов, обладающих морфологическими особенностями карликовых галактик.* Действительно, классические спирали и галактики с перемычками принадлежат к семейству более массивных галактик, тогда как иррегулярные галактики сравнительно маломассивны. Этот аспект, несомненно, требует более детального анализа.

Здесь же нам хотелось бы затронуть еще одну проблему, напрямую связанную с обсуждаемым предметом. Если галактики могут обладать аномальным красным смещением, то проблема "скрытой массы" может найти новое решение для скоплений галактик. В самом деле, *если в скоплениях галактик существуют галактики, которые вносят свой вклад в формирование гравитационного поля скопления, но вследствие аномального красного смещения считаются объектами фона, то возникнет проблема, аналогичная проблеме скрытой массы.* Сколько материи не достает и сколько смогут обеспечить нескрытые, но искусственно "удаленные" галактики, отдельный вопрос. Очевидно, что данная проблема должна быть самосогласованно рассмотрена с учетом избытка слабых галактик.

Таким образом, рабочая гипотеза об аномальном красном смещении, предложенная для объяснения характеристик семейства квазаров, оказывается достаточно плодотворной для решения других проблем астрофизики. То, что обнаруживается такая внутренняя связь и самосогласованность, дает основание продолжать поиски для выявления других прямых или косвенных фактов, свидетельствующих о локальности, по крайней мере, достаточно большой части квазаров, в частности, и о наличии аномального красного смещения, вообще.

**б. Заключение.** На основе существующих наблюдательных данных мы приходим к выводу, что молодые галактики обладают собственным красным смещением, не обусловленным доплеровским эффектом, которое уменьшается в процессе эволюции. Такой вывод позволяет качественно объяснить увеличение числа слабых голубых галактик с ростом красного смещения, известное как "проблема избытка слабых голубых галактик". Более того, концепция, поддерживаемая в настоящей работе, дает основание утверждать, что:

а. В настоящее время во Вселенной продолжается образование новых галактик, начиная с самой ранней - квазарной стадии.

б. Вновь образованные галактики принадлежат к семейству мало-массивных галактик.

в. Плотность молодых галактик больше в скоплениях галактик, где велика и плотность "обычных" галактик.

г. При оценке интегральной массы скоплений галактик не учитывается вклад молодых галактик, в том числе, квазаров, вследствие чего недооценивается их полная масса.

Нет сомнения, что все эти выводы имеют далеко идущие космогонические и космологические следствия.

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

## COUNTS OF FAINT BLUE GALAXIES AND INTRINSIC REDSHIFTS

H.A.HARUTYUNIAN

The hypothesis that spectra of young objects possess an intrinsic redshift decreasing in the course of their evolution is considered. The possibility of revealing the features of intrinsic redshifts in spectra of postquasar objects is

suggested accepting the majority of quasars to be local objects ejected from nuclei of galaxies. We argue that intrinsic redshift affects mostly the observed luminosity function of local galaxy population making it poorer in the faint end. This approach is used to consider the problem of excess of faint blue galaxies.

Key words: *cosmology: QSOs: redshifts - galaxies: faint blue galaxies*

## ЛИТЕРАТУРА

1. Дж.Бербидж, М.Бербидж, Квазары, Мир, М., 1969.
2. H.Arp, Seeing Red, Montreal, Apeiron, 1998.
3. H.Arp, Astron. Astrophys, **341**, L5, 1999.
4. H.Arp, D.Russel, Astrophys. J., **549**, 802, 2001.
5. Г.А.Арутюнян, Астрофизика, **41**, 217, 1998.
6. Г.А.Арутюнян, Е.Г.Никогосян, Астрофизика, **43**, 531, 2000.
7. F.Hoyle, G.Burbidge, J.V.Narlikar, Astrophys. J., **410**, 437, 1993.
8. J.V.Narlikar, T.Padmanabhan, Ann. Rev. Astron. Astrophys., **39**, 211, 2001.
9. D.Koo, R.Kron, Ann. Rev. Astron. Astrophys., **30**, 613, 1992.
10. R.S.Ellis, Ann. Rev. Astron. Astrophys., **35**, 389, 1997.
11. S. van den Bergh, J.G.Cohen, D.W.Hogg, R.Blandford, Astron. J., **120**, 2190, 2000.
12. S. van den Bergh, Astron. J., **124**, 782, 2002.
13. S. van den Bergh, Publ. Astron. Soc. Pacif., **114**, 797, 2002.
14. В.А.Амбарцумян, Эволюция звезд и астрофизика, Изд. АН АрмССР, Ереван, 1947.
15. E.M.Burbidge, G.Burbidge, H.C.Arp, S.Zibetti, Astrophys. J., **591**, 690, 2003.
16. M.Lopez-Corredoira, C.M.Gutierrez, preprint astro-ph/0401147, 2004.
17. A.Sandage, in "The Universe at large", eds. G.Munch, A.Mampaso, F.Sanches, Cambridge, 1997.
18. V.A.Ambartsumian, La Structure et l'Evolution de 'Univers, Editions Stoops, Bruxelles, 241, 1958.
19. V.A.Ambartsumian, Transactions of the IAU, v.XIB, Academic Press, London-NY, 81, 1962.
20. V.A.Ambartsumian, The Structure and Evolution of Galaxies, Interscience Publishers, London-NY-Sydney, 1, 1964.
21. F.Hoyle, G.Burbidge, J.V.Narlikar, in "Observational cosmology", ASP Conference Series, v.51, eds. G.Chincarini, A.Iovino, T.Maccacaro, D.Maccagni, p.623, 1993.
22. Г.А.Арутюнян, Астрофизика, **46**, 103, 2003.
23. M.V.Bell, Astrophys. J., **566**, 705, 2002.
24. M.V.Bell, Astrophys. J., **567**, 801, 2002.
25. H.C.Arp, Astrophys. J., **239**, 469, 1980.

УДК: 524.6.1

## СВОЙСТВА ГАЛАКТИК ВТОРОГО БЮРАКАНСКОГО ОБЗОРА. II. ХАРАКТЕРНЫЕ ОСОБЕННОСТИ ОТДЕЛЬНОЙ ВЫБОРКИ ГАЛАКТИК

Л.К.ЕРАСТОВА

Поступила 15 января 2003

Принята к печати 7 июля 2004

Обсуждаются некоторые особенности выборки галактик Второго Бюраканского обзора. Большинство из них - небольшие по размеру галактики со звездообразованием в них. Показано, что в Обзоре присутствуют разного типа галактики - от галактик с высоким уровнем возбуждения до среднего и низкого, с уровнем голубого континуума от синего до относительно красного. Многие галактики имеют в своих спектрах абсорбционные линии - их континуум образован звездами поздних спектральных классов.

1. *Введение.* Классификация обзорных галактик по физическим типам является следующим этапом в их изучении. Однако в последнее время подобные попытки, основанные на достаточно глубоких обзорах, встречаются с определенными трудностями. По-существу, вся физическая классификация была ранее разработана для близких активных галактик. Как только обзоры продвинулись вглубь, сразу возникли трудности с классификацией. Так, например, для классификации галактик Мичиганского и CASE-обзоров [1-2], кроме известных уже типов, было предложено дополнительно еще несколько типов активности галактик, которые перекрывают друг друга по своим спектральным характеристикам, абсолютным звездным величинам и другим параметрам. Однако этой классификацией пользуются редко. Когда объект не поддается классификации, вводят так называемые сложные - "composite"- подтипы [3]. При классификации галактик Второго обзора ряд объектов попадает в область между галактиками сейфертовского типа и лайнерами, практически заполняя этот промежуток на классических диагностических диаграммах [4]. Видимо многие сознают недостаточность классификационных схем, но введение дополнительных подтипов приводит к еще большей путанице.

С другой стороны, изучение отдельных активных и обычных галактик приводит к выводу, что часто в одном и том же объекте соседствуют области разной степени ионизации и возбуждения, более того, области, где вспышка звездообразования соседствует с областями возникновения нетеплового континуума [5].

Исходя из данных табл.1 работы [6], большинство галактик данной

выборки являются галактиками со звездообразованием в них.

Остановимся подробнее на свойствах данной выборки галактик.

## 2. Характерные особенности галактик выборки.

2.1. *Диаметры.* В табл.1 из первой части работы [6] представлены диаметры галактик выборки. Наибольшие и наименьшие размеры галактик были измерены на синих картах Паломарского атласа. Размер галактики в кпк приведен по наибольшему измеренному диаметру.

Обращает на себя внимание тот факт, что большинство галактик данной выборки имеют небольшие размеры. Надо отметить, что это размеры ярко выраженных активных областей, хотя они часто совпадают с размером всей галактики. Видно, что среди них относительно мало галактик больших размеров, большинство из них не превосходит по своим размерам 6-7 кпк.

Наименьшие размеры имеют следующие галактики:

SBS 1401+490 - 0.41 кпк; SBS 1119+586 - 0.50 кпк; SBS 1128+573 - 0.52 кпк; то есть размеры активных областей не превосходят 1 кпк.

Наибольшие размеры,  $> 20$  кпк, имеют галактики: SBS 0951+518 ( $> 20.1$  кпк), SBS 1446+512 (21.0 кпк).

2.2. *Цвет голубого континуума.* На рис.1 приведено распределение цвета континуума, максимум распределения которого приходится на значение 0.35. Оно близко к пограничному значению 0.4, разделяющему галактики со вспышкой звездообразования от активных ядер галактик [7]. Более того, оказалось, что наибольшее количество галактик имеет

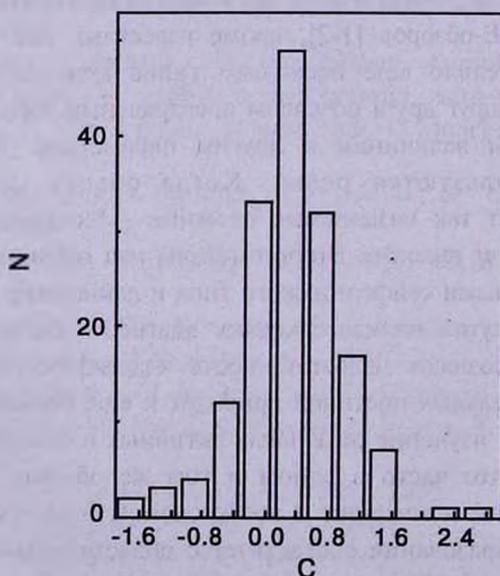


Рис.1. Распределение цвета голубого континуума для объектов выборки.

цвет голубого континуума в интервале 0-1, в отличие от контрольной выборки близких активных галактик из работы [7], где промежуток 0-0.5 наименее населенный. Около 40% объектов нашей выборки лежат выше значения 0.4, в противоположность контрольной выборке ярких галактик из [7]. Расположение их на границе с активными галактиками частично можно объяснить ошибками измерений, но также и тем, что среди них могут быть и сложные объекты, занимающие промежуточное положение между SBN и AGN.

Рассмотрение цветов голубого континуума показывает, что имеется много галактик, обладающих относительно красным континуумом в голубой области спектра, которые попадают в области расположения галактик типа Sy2 или лайнеров. Однако они не являются таковыми согласно всем другим параметрам.

Мы построили зависимости цвета голубого континуума от разных величин - диаметра галактики, эквивалентных ширин эмиссионных линий, их относительных интенсивностей. Среднее значение цвета голубого континуума мало меняется в зависимости от вышеприведенных величин. Оно примерно одинаково для разных значений параметров галактик. Таким образом, получается, что очаги и вспышки звездообразования присутствуют в галактиках разных размеров, абсолютной звездной величины, морфологического типа. При этом области звездообразования с высоким возбуждением газа соседствуют с областями среднего и низкого возбуждения.

Цвет голубого континуума (C) мало зависит от размера галактики (рис.2). Среднее значение цвета голубого континуума составляет 0.32 для любых диаметров галактик и почти совпадает с граничным значением для галактик со вспышкой звездообразования и AGN.

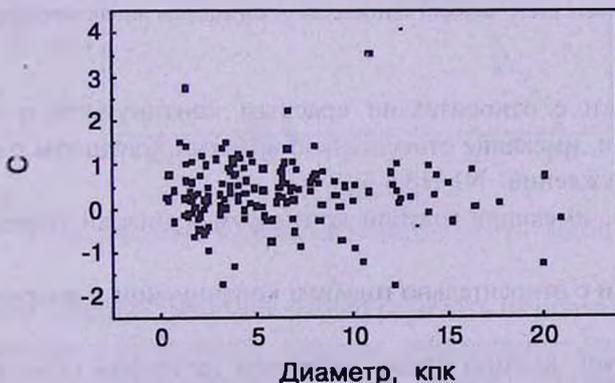


Рис.2. Зависимость цвета голубого континуума от диаметра галактики.

Наблюдается очень слабое падение среднего значения континуума в зависимости от отношения интенсивностей эмиссионных линий  $N1/H\beta$  и  $[OII]/H\beta$ , что видно на рис.3 и 4.

На рис.3 обращает на себя внимание тот факт, что, если отделить галактики с высоким уровнем параметра возбуждения  $N1/H\beta > 3$  от таковых с низким уровнем  $N1/H\beta < 3$ , то все объекты можно поделить на 4 примерно одинаковые части:

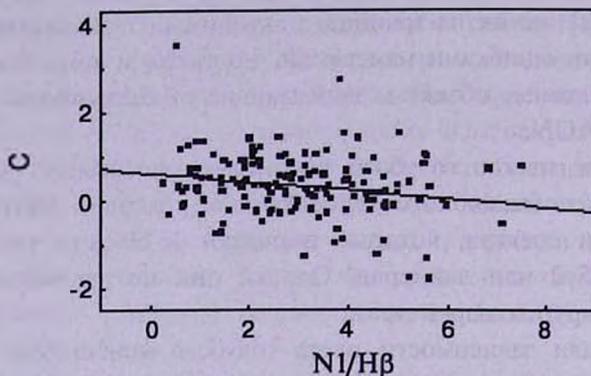


Рис.3. Зависимость цвета голубого континуума от отношения интенсивностей эмиссионных линий  $N1/H\beta$ .

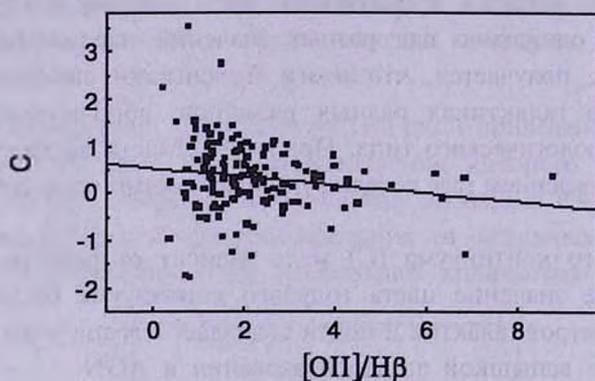


Рис.4. Зависимость цвета голубого континуума от отношения интенсивностей эмиссионных линий  $[OII]/H\beta$ .

1. Галактики с относительно красным континуумом и  $N1/H\beta < 3$ .
2. Галактики, имеющие относительно красный континуум с параметром высокого возбуждения  $N1/H\beta > 3$ .
3. Объекты, имеющие голубой континуум и низкий уровень возбуждения.
4. Галактики с относительно голубым континуумом и высоким уровнем возбуждения.

По-видимому, именно среди последней категории объектов следует искать объекты, которые могут показывать первую вспышку звездообразования.

На рис.5 изображена зависимость диаметра галактики от ее абсолютной

звездной величины. Обращает на себя внимание тот факт, что довольно много абсолютно ярких галактик имеет небольшие размеры  $< 5$  кпк.

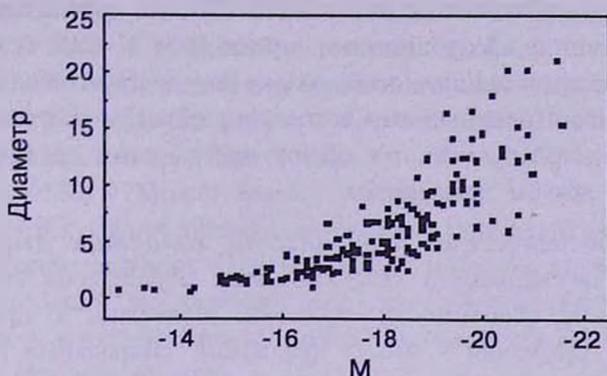


Рис.5. Зависимость диаметра галактики от ее абсолютной звездной величины.

Диаграмма  $\log([OII] \lambda 3727 / [OIII] \lambda 5007) - \log([OIII] / H\beta)$  показана на рис.6. Еще раз отметим, что наши данные не исправлены за покраснение цвета в галактике, поэтому они располагаются вдоль температурной последовательности галактик со вспышками звездообразования со значительным разбросом. Отсюда видно, что большое количество галактик имеет отношение интенсивностей  $[OIII] \lambda 5007 / H\beta > 3$ . Галактики с наименьшим отношением  $\log([OII] \lambda 3727 / [OIII] \lambda 5007)$  следующие: SBS 1420+544, SBS 1221+585, SBS 0749+582.

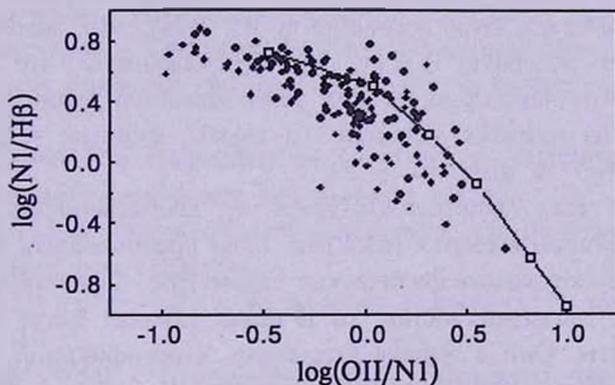


Рис.6. Диаграмма  $\log([OII] \lambda 3727 / [OIII] \lambda 5007) - \log([OIII] / H\beta)$ .

По нашим спектрам галактики можно разделить на отдельные подгруппы:

1. В спектре наблюдаются сильные эмиссионные линии высокого возбуждения преимущественно на фоне слабого континуума или его полного отсутствия.

2. Наблюдаются эмиссионные линии умеренной степени ионизации, континуум с абсорбционными линиями высших членов серии Бальмера,

иногда видны слабые H и K CaII. Это говорит о присутствии звезд разных спектральных классов, которые и образуют континуум.

3. В спектре наблюдаются эмиссионные линии сравнительно низкой степени ионизации, абсорбционные линии H и K CaII и G-полоса.

Часто вышеперечисленные особенности сосуществуют в одном спектре.

Отметим, что с изменениями в спектрах объекты составляют непрерывную последовательность по своим светимостям, размерам, цвету континуума и другим параметрам.

*2.3. Морфологические особенности галактик выборки.* При физической классификации галактик мало обращалось внимания на морфологические особенности галактик. Известно, к примеру, что сейфертовские галактики - это, в основном, спиральные галактики с хорошо выраженным ярким, звездообразным ядром. Такую же морфологию имеют классические галактики со вспышкой звездообразования в их центрах. Однако при накоплении наблюдательного материала появляются и совсем другие морфологические типы.

В седьмом столбце табл.1 работы [6] приведены морфологические описания галактик нашей выборки в основном по низкодисперсионным обзорным снимкам. Термин "двойная" употребляется для тех объектов, у которых основное тело галактики состоит из двух отдельных конденсаций или сгущений. Они выглядят двойными при угловых расстояниях между сгущениями  $\geq 3''$ . В некоторых галактиках наблюдается двойная ядерная область. Обращает на себя внимание и тот факт, что довольно много галактик имеет овальную форму, часто искаженную, что заставляет предполагать, что некоторые из них тоже являются двойными образованиями. Из 165 галактик выборки мы имеем: двойные - 24; двойные ядерные области - 3; овальные - 29.

Это 35% от всех галактик. По-существу, двойственность - одна из особенностей данной выборки галактик. Если предположить, что разные конденсации имеют разные физические параметры - ионизацию, возраст, металличность, звездный состав, то в таких случаях могут появляться сложные объекты. Они с трудом поддаются классификации, поскольку мы видим суммарный спектр, который является суперпозицией отдельных областей звездообразования.

Ниже более подробно приведены описания морфологических особенностей ряда галактик выборки. Описания в основном относятся к виду низкодисперсионного спектра и объекта на обзорных снимках и при наблюдениях на 6-м телескопе.

SBS 0743+591B - Состоит из трех сгущений, погруженных в общую туманную оболочку. Юго-западная конденсация имеет сильные эмиссионные линии H $\alpha$ , N1 + N2 + H $\beta$ . Снят щелевой спектр именно этого

сгущения.

SBS 0745+601A - Сфероидальная. Очень тесная двойная с  $\rho \sim 3''$ . Эмиссионные линии  $H\alpha$ ,  $N1 + N2 + H\beta$  наблюдаются от обоих компонентов.

SBS 0751+603B - Может быть, тесная двойная.

SBS 0753+581 - На щели 6-м телескопа видно звездообразное ядро.

SBS 0805+577 - На щели 6-м телескопа - звездный объект.

SBS 0811+583 - 6-м - Имеет ядро.

SBS 0823+550 - Может быть, двойная.

SBS 0830+563 - На обзорных снимках галактика имеет вид искаженного овала, возможно, двойная. При получении щелевых спектров галактика действительно оказалась двойной. Получены спектры обоих компонентов - северного и южного. Спектр южного компонента недокоплен и его физическая природа не ясна.

SBS 0916+543 - По обзорным снимкам двойная галактика в общей туманной оболочке. Щелевой спектр южного компонента недокоплен, но эмиссионные линии  $[OIII]\lambda 5007$  и  $[OII]\lambda 3727$  имеют то же самое красное смещение, как и у северного компонента.

SBS 1113+560 - Двойная головка кометообразной галактики. Эмиссии наблюдаются от каждого компонента.

SBS 1129+577 - На щели 6-м телескопа спиральная галактика без выделенного ядра, имеет три сгущения, два из которых - эмиссионные объекты, третий - звезда фона.

SBS 1154+534 - Двойная ядерная область яркой галактики.

SBS 1200+589B - Сферическая с юго-западным отростком, который, по-видимому, является звездой. Данные относятся к объекту SBS 1200+589BE.

SBS 1222+614 - Наблюдаются эмиссии от западного компонента пары, восточный компонент может быть звездой.

SBS 1223+536 - Звездообразная галактика, как на обзорных снимках, так и на щели 6-м телескопа.

SBS 1223+537B - Тесная двойная галактика в общей туманной оболочке,  $\rho \sim 3''$ .

SBS 1227+568B - Северо-восточный компонент двойной системы.

SBS 1230+560 - Северный член тройной системы.

SBS 1319+539 - Галактика состоит из нескольких звездообразных объектов в общей туманной оболочке.

SBS 1331+493 - Несколько слабых сгущений в общей туманной оболочке.

SBS 1404+571 - Восточный компонент тесной двойной системы.

SBS 1533+574AB - Тесная двойная система,  $\rho \sim 8''$ . Юго-восточный компонент имеет сильные эмиссионные линии, другой - более слабые.

SBS 1541+516 - Может быть, двойная.

SBS 1551+602 - Тесная двойная галактика в общей туманной оболочке.

SBS 1609+581 - Две галактики, расположенные почти по склонению. Оба компонента эмиссионные.

SBS 1616+594A - Двойная ядерная область яркой галактики. Оба сгущения звездообразные.

SBS 1620+577 - Ядерная область галактики, возможно, двойная.

SBS 1646+551 - Двойная, на синей обзорной пластинке звездообразная, на красной - диффузная.

В большинстве случаев нами был получен спектр, относящийся к обоим компонентам двойных образований в галактике. В тех случаях, когда нам удалось получить спектры обоих компонентов, мы смогли определить лишь их красные смещения. Мультикомпонентность как раз может быть причиной трудностей при классификации таких галактик. Остается непонятным, являются ли физические условия в обоих сгущениях одинаковыми. Согласно [8], в выборке маркарянских галактик большинство двойных и кратных образований имеют одинаковые физические параметры.

С другой стороны, исходя из тех соображений, что в обычных галактиках (как и в нашей) звездообразование продолжается и в настоящее время в объеме звездных ассоциаций и что это обычный процесс звездообразования, общий для разных типов галактик, данная выборка, по-видимому, как раз представляет всю совокупность галактик, где в данное время звездообразование имеет место. При этом трудно сказать, имеет ли оно характер вспышки звездообразования или это длительный процесс.

Если предположить, что в отдельных случаях сосуществует несколько областей звездообразования разных возрастов, то есть области звездообразования содержат сверхгиганты поздних спектральных классов, O, B, A звезды, ионизованный газ разной степени ионизации, то суммарный спектр действительно должен быть сложным.

Удивительно, что в [2] не обращалось особого внимания на двойственность объектов обзора Мичиганского университета. По изображениям, приведенным в статье [2], UM448, UM653, UM462 и UM461 определенно имеют двойные активные области.

Другой крайней категорией галактик являются звездообразные галактики, то есть галактики, которые имеют такой же вид на низкодисперсионных снимках, как и звезды тех же самых изображений. В большинстве случаев, однако, это звездообразные *галактики*, то есть, несмотря на их звездообразный вид, мы знаем, что это галактики. И лишь некоторые объекты, первоначально получившие классификацию BSO, действительно являются звездными. Такие объекты обычно обнаруживаются

в обзорах звездных объектов.

Вышеприведенные данные как раз показывают, что свойства галактик, имеющих повышенные темпы звездообразования, очень разнообразны и перекрываются друг с другом. Это касается светимостей, размеров, спектральных особенностей. Итак, трудно корректно разделить галактики с превалирующей вспышкой звездообразования на отдельные подтипы. Они плавно переходят друг в друга и сильно перекрываются друг с другом по всем другим параметрам. Часто в отдельных спектрах наблюдается такой набор эмиссионных и абсорбционных деталей, который тоже не поддается однозначной классификации, но показывает, что наряду с областями звездообразования присутствуют звезды ранних и поздних спектральных типов.

3. *Заключение.* Таким образом, резюмируя, можно сказать:

1. 140 галактик выборки имеют небольшие размеры ( $< 10$  кпк) и являются карликовыми галактиками.

2. Выборка содержит около 40% галактик, имеющих высокую степень возбуждения  $N1/H\beta > 3$ , и более 20% таких, у которых значение данного параметра даже  $> 4$ . Это галактики с узкими эмиссионными линиями. Аналогичный результат был зафиксирован для выборки галактик Мичиганского обзора [2]. При этом для ряда объектов линии высокого возбуждения сочетаются с относительно красным континуумом.

3. Около трети галактик выборки имеет эквивалентные ширины эмиссионной линии  $[OII]\lambda 3727$  более  $100 \text{ \AA}$ .

4. Около 40% выборки обладают узкими эмиссионными линиями и цветом голубого континуума более 0.4, в противоположность выборке более близких галактик из [7], где это значение не превосходит 10%.

5. Значительная часть карликовых галактик является галактиками, где уже присутствуют звезды спектральных классов O, B, A, F. Об этом говорит тот факт, что ряд галактик выборки имеет абсорбционные линии высших членов бальмеровской серии и H и K CaII в поглощении. Не исключено, что такие галактики не испытывают и не испытывали вспышек звездообразования - процесс звездообразования у них продолжается перманентно в небольших ассоциациях и HII-областях, как, например, в известной близкой карликовой галактике IC1613 [9] или даже в нормальных спиральных галактиках. Возможно, это свойство глубоких обзоров, когда при отборе объектов внимание уделялось видимости эмиссионных линий на низкодисперсионных спектрах. Такие обзоры позволяют фиксировать слабые эмиссионные линии от слабых образований типа звездных ассоциаций у удаленных галактик.

## THE PROPERTIES OF THE SECOND BYURAKAN SURVEY GALAXIES. II. SOME TYPICAL FEATURES OF SEPARATE SAMPLE OF GALAXIES

L.K.ERASTOVA

Some features of the sample of galaxies from the Second Byurakan Survey are discussed. Most of galaxies have small sizes and star formation regions. It is shown that in this Survey there are galaxies of different types: with high, average and low excitation and different types of continuum from blue to relatively red. Many galaxies have absorption lines in their spectrum - their continuum is formed by late type stars.

Key words: *Galaxies: emission lines - galaxies: classification*

### ЛИТЕРАТУРА

1. J.J.Salzer, G.M.MacAlpine, N.A.Boroson, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, **70**, 447, 1989.
2. J.J.Salzer, G.M.MacAlpine, N.A.Boroson, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, **70**, 479, 1989.
3. P.Veron, A.C.Goncalves, M.P.Veron-Cetty, *Astron. Astrophys.*, **319**, 52, 1997.
4. J.A.Stepanian, L.K.Erastova, V.H.Chavushyan, V.T.Ayvazyan, N.I.Serafimovich, *Bull. Spec. Astrophys. Observ.*, (Izv. SAO), **49**, 32, 2000.
5. P.Lira, M.J.Ward, A.Zezas, S.S.Murray, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, **333**, 709, 2002.
6. Л.К.Ерастова, *Астрофизика*, **47**, 97, 2004.
7. C.S.Rola, E.Terlevich, R.Terlevich, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, **289**, 419, 1997.
8. T.E.Nordgren, G.Helou, J.N.Chengalur, Y.Terzian, Ed.Khachikian, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, **99**, 461, 1995.
9. A.Sandage, *Astrophys. J.*, **166**, 13, 1971.

УДК: 524.728

ЭВОЛЮЦИЯ ПОЛИТРОПНЫХ ДИСКОВ РИМАНА  
ВНУТРИ ГАЛО

М.Г.АБРАМЯН

Поступила 5 мая 2004

Принята к печати 7 июля 2004

Исследованы равновесие эллиптических дисков Римана с политропным уравнением состояния и их эволюция, вызванная эффектами вязкости и гравитационной радиации, внутри сфероидального гало с относительной поверхностной плотностью массы  $\kappa$ . Эволюционная картина диска внутри гало с  $\kappa < 0.5$ , аналогичная эволюции одиночного диска, отличается от эволюционной картины диска внутри более плотного гало.

1. *Введение.* Проблема эллипсоидальных фигур равновесия вращающейся гравитирующей массы в наиболее общем виде была поставлена в работах Дирихле и Римана [1,2]. С точки зрения астрофизических приложений привлекательна теория вложенных фигур, учитывающая составную структуру звездных систем [3-8], в частности, SB-галактик, перемычки и балджи которых имеют форму сильно сплюснутых вдоль оси вращения трехосных эллипсоидов [9]. В рамках теории вложенных фигур нами были построены и исследованы "жидкие" и бесстолкновительные составные модели SB-галактик, которые обладают некоторыми основными наблюдаемыми свойствами этих объектов [10-12].

Для описания динамики дисков вокруг планет или плоских подсистем спиральных галактик часто используют двумерные модели, поверхностные плотности масс которых представляют проекцию масс соответствующих трехмерных образований в плоскость их вращения. Пионерской в этой области является работа [13], в которой была исследована устойчивость холодных круговых дисков. Стабилизирующее действие гало на возмущения такого диска было установлено в работе [14]. Устойчивость дисков Маклорена и их бесстолкновительных аналогов была исследована в [15-19]. "Горячие" двумерные аналоги S-эллипсоидов Римана с политропным уравнением состояния были рассмотрены в [20], где усмотрены их связи с дисками Маклорена, Якоби, Дедекинда, а также вопросы их эволюции. Устойчивость этих дисков исследована в работе [21].

Интерес к эллиптическим дискам Римана вызван в связи с наблюдаемым плоским характером баров и балджей SB-галактик [9]. С этой точки зрения представляется важным построение составных моделей, которые включают

эллиптические диски Римана.

В настоящей работе исследованы свойства эллиптических дисков с политропным уравнением состояния с учетом гравитации сфероидального гало.

2. *Равновесие вложенного политропного диска.* Рассмотрим эллиптический диск с полуосями  $a \geq b$ , расположенными вдоль декартовых осей  $X, Y$ , вложенный внутри сфероидального гало. Их поверхностные плотности масс выражаются формулами

$$\sigma = \sigma_0 \left( 1 - \frac{x^2}{a^2} - \frac{y^2}{b^2} \right)^{1/2}; \quad \sigma_* = \sigma_{0*} \left( 1 - \frac{x^2 + y^2}{a^2} \right)^{1/2}, \quad (1)$$

а гравитационные потенциалы внутри них-

$$V = -\frac{\pi G \sigma_0}{a} [A(e)x^2 + B(e)y^2], \quad V_* = -\frac{\pi^2 G \sigma_{0*}}{4a} [x^2 + y^2], \quad (2)$$

где

$$A(e) = \frac{\sqrt{1-e^2}}{e^2} [F(e) - E(e)], \quad B(e) = \frac{E(e) - (1-e^2)F(e)}{e^2 \sqrt{1-e^2}}, \quad (3)$$

$e^2 = 1 - b^2/a^2$  - эксцентриситет вложенного диска,

$$F(e) = \int_0^{\pi/2} (1 - e^2 \sin^2 \varphi)^{-1/2} d\varphi, \quad E(e) = \int_0^{\pi/2} (1 - e^2 \sin^2 \varphi)^{1/2} d\varphi$$

- полные эллиптические интегралы.

Внутри вложенного диска, вращающегося с угловой скоростью  $\Omega$ , вещество циркулирует по подобным к граничному эллипсу линиям тока:

$$u_x = -\frac{a}{b} \lambda \Omega y; \quad u_y = \frac{b}{a} \lambda \Omega x, \quad (4)$$

с завихренностью

$$\xi = \frac{2 - e^2}{\sqrt{1 - e^2}} \lambda \Omega, \quad (4')$$

где  $\lambda$  есть частота циркуляций в единицах  $\Omega$ . При  $\lambda > 0$  вещество циркулирует в сторону вращения диска, а при  $\lambda < 0$  - в обратном направлении. Случай  $\lambda = 0$  соответствует дискам Якоби - эллиптическим дискам без внутренней циркуляции.

Уравнения, описывающие равновесие диска внутри гало, являются эйлерово уравнение во вращающейся системе отсчета и политропное уравнение состояния [12] в виде

$$P = K \sigma^3, \quad (5)$$

которые дают:

$$(1 + \lambda^2) \Omega^2 + \frac{2 - e^2}{\sqrt{1 - e^2}} \lambda \Omega^2 - \frac{\pi G \sigma_0}{a} \left[ A(e) + B(e) + \frac{\pi \sigma_{0*}}{2 \sigma_0} \right] + \frac{3 K \sigma_0^2}{2 a^2} \frac{2 - e^2}{1 - e^2} = 0; \quad (6)$$

$$-\frac{e^2}{\sqrt{1-e^2}}\lambda\Omega^2 + \frac{\pi G\sigma_0}{a}[B(e)-A(e)] - \frac{3}{2}\frac{K\sigma_0^2}{a^2}\frac{e^2}{1-e^2} = 0. \quad (7)$$

В пределе холодного диска ( $K \rightarrow 0$ ), с помощью этих уравнений можно показать, что холодные диски внутри сфероидального гало могут быть лишь круговыми ( $e \rightarrow 0$ ).

Исследуем равновесие системы, считая массу вложенного диска, отношение центральных плотностей гало и эллипсоида

$$M = \frac{2\pi}{3}\sigma_0 a^2 \sqrt{1-e^2}, \quad \kappa \equiv \sigma_0/\sigma_0, \quad (8)$$

а также параметр  $K$ , постоянными. С этой целью исключим из (6) и (7) большую полуось системы  $a$  и выразим  $\sigma_0$  через массу эллипсоида  $M$ . В результате получим уравнение

$$\lambda^4 + \left(2 - \frac{\Omega_J^2}{\Omega^2}\right)\lambda^2 + \frac{2\Omega_J^2}{\Omega^2} \frac{A - (1-e^2)B + \frac{\pi}{4}\kappa e^2}{\sqrt{(1-e^2)}(B-A)}\lambda + 1 - \frac{\Omega_J^2}{\Omega^2} = 0, \quad (9)$$

где

$$\Omega_J^2(e, \kappa) = \frac{4\pi^2}{3} \frac{1-e^2}{e^4} (B-A) \left[ A - (1-e^2)B + \frac{\pi}{4}\kappa e^2 \right] \quad (10)$$

- квадрат угловой скорости вращения вложенного диска Якоби, выраженный в единицах  $G^2/K$ . В пределе кругового диска ( $e \rightarrow 0$ ) имеем:  $B-A = 3\pi e^2/16$ ,  $A - (1-e^2)B = \pi e^2/16$ , в результате получаем

$$\Omega_J^2(0, \kappa) = \frac{\pi^4}{64} (1+4\kappa) = \Omega_{Mc}^2 (\lambda \rightarrow 0), \quad (11)$$

что одновременно является угловой скоростью "горячего" вложенного диска Маклорена в инерциальной системе отсчета.

Большая полуось вложенного эллиптического диска с заданными значениями массы  $M$  и эксцентриситета  $e$  выражается формулой

$$a = \left( \frac{9MK}{2\pi^2 G} \right)^{1/3} \alpha(e, \lambda), \quad (12)$$

где

$$\alpha(e, \lambda) = \left\{ \frac{2(1-e^2)^{3/2}}{e^2} (B-A) - \frac{4(1-e^2)}{e^2} \left[ A - (1-e^2)B + \frac{\pi}{4}e^2\kappa \right] \frac{\lambda}{1+\lambda^2} \right\}^{-1/3}. \quad (13)$$

Угловая скорость вращения  $\Omega$  вложенного диска, с заданными значениями частоты внутренней циркуляции  $\lambda$  и эксцентриситета  $e$ , определяется формулой

$$\Omega^2 = \frac{2\pi^2}{3a^3} \frac{A - (1-e^2)B + \frac{\pi}{4}e^2\kappa}{e^2 \sqrt{1-e^2} (1+\lambda^2)}, \quad (14)$$

которая для каждого  $e$  имеет максимум,  $\Omega_{\max}(e)$ . Уравнение (9),

определяющее  $\lambda$  для дисков с заданными  $\Omega$  и  $e$ , при каждом  $\Omega < \Omega_{max}$ , имеет два реальных корня:  $\lambda_-(e, \Omega) < \lambda_+(e, \Omega)$ , что указывает на существование двух ветвей вложенных эллиптических дисков Римана (назовем их  $\lambda_+$  и  $\lambda_-$  дисками). Диски у этих ветвей, при одинаковых значениях эксцентриситета  $e$  характеризуются разными кинематическими и динамическими свойствами. Ветвь  $\lambda_-$  состоит из дисков с обратной к вращению циркуляцией вещества ( $\lambda_- < 0$ ), в то время как среди дисков ветви  $\lambda_+$ , наряду с дисками с  $\lambda > 0$ , имеется небольшая область дисков с  $\lambda_- < 0$ . С ростом относительной плотности гало к эта область расширяется.

Полная энергия вложенного диска в единицах  $(6\pi^2 G^4 M^5 / 125 K)^{1/3}$  определяется формулой

$$E = W + T + U = -\frac{F}{a} - \frac{\pi}{4a} \frac{2-e^2}{\sqrt{1-e^2}} \kappa + \frac{3a^2}{4\pi^2} \left[ (2-e^2)(1+\lambda^2) + 4\lambda\sqrt{1-e^2} \right] \Omega^2 + \frac{a^4}{4(1-e^2)}, \quad (15)$$

где  $W$  - гравитационная энергия диска внутри гало (первые два члена в правой части (15)),  $T$  - полная кинетическая энергия,  $U$  - внутренняя энергия (последний член).  $E$  всегда отрицательна. Однако в дальнейшем через  $E$  обозначим ее абсолютную величину, т.е. росту  $E$  будет соответствовать убывание энергии.

Полный угловой момент диска в единицах  $(81GM^5K^{1/2}/500\pi^4)^{1/3}$  выражается формулой

$$L = a^2 \Omega \left[ 2 - e^2 + 2\sqrt{1-e^2}\lambda \right]. \quad (16)$$

Циркуляция скорости по периметру вложенного диска в инерциальной системе отсчета, в единицах  $(81GM^5K^{1/2}/4\pi)^{1/3}$ , равна

$$C = a^2 \Omega \left[ 2\sqrt{1-e^2} + (2-e^2)\lambda \right]. \quad (16')$$

Как и следовало ожидать, угловой момент и циркуляция скорости обращаются в нуль для невращающегося диска Маклорена ( $e = 0, \lambda = -1$ ).

Параметр устойчивости Пиблза-Острайкера для вложенного диска имеет вид

$$t = \frac{T}{|W|} = \frac{\left[ (2-e^2)(1+\lambda^2) + 4\lambda\sqrt{1-e^2} \right] \left[ A - (1-e^2)B + \frac{\pi}{4} e^2 \kappa \right]}{2e^2 \left[ \sqrt{1-e^2} F + \frac{\pi}{4} (2-e^2) \kappa \right] (1+\lambda^2)}. \quad (17)$$

Теорема вириала ограничивает значения параметра:  $t \leq 1/2$ , а критерий Пиблза-Острайкера гласит [22], что устойчивым сильно сплюснутым гравитирующим системам соответствуют значения  $t \leq 0.14 \pm 0.03$ . Однако мы заметили [5,23], что этот критерий может быть нарушен при учете стабилизирующего влияния гало. В дальнейшем данный результат был получен и Дуризенном [24].

3. *Вложенные круговые диски.* В пределе кругового диска вложенные диски Римана переходят во вложенные диски Маклорена. Из (4) и (4') следует, что во вращающейся с угловой скоростью  $\Omega$  системе отсчета диск Маклорена будет казаться имеющим внутренние стационарные течения с завихренностью [1]

$$\xi = 2(\Omega_{Mc} - \Omega), \tag{18}$$

где  $\Omega_{Mc}$  - угловая скорость вращения вложенного диска Маклорена. С учетом (4') и (14) и тем, что в пределе кругового диска

$$a^{-3}(0, \lambda) = \frac{\pi}{4} \left[ \frac{3}{2} - (1+4\kappa) \frac{\lambda}{1+\lambda^2} \right], \tag{19}$$

находим

$$\Omega_{Mc} = (1+\lambda)\Omega = (1+\lambda) \frac{\sqrt{\frac{\pi^3(1+4\kappa)}{24a^3(1+\lambda^2)}}}{8} = \frac{\pi^2}{8} (1+4\kappa)^{1/2} \frac{\left[ 1+\lambda^2 - \frac{2}{3}(1+4\kappa)\lambda \right]^{1/2}}{1+\lambda^2} (1+\lambda). \tag{20}$$

В пределе  $\lambda \rightarrow 0$  полученная формула переходит в (11). Зависимости  $\Omega_{Mc}$  от  $\lambda$  для значений  $\kappa = 0; 0.25; 0.5; 0.75$  представлены на рис.1а. График зависимости угловой скорости (14) от  $\lambda$ , представленный на рис.1б, является более информативным, т.к. максимумы на этих кривых разделяют две ветви вложенных эллиптических дисков. А именно, диски с  $\lambda > \lambda_\kappa$  представляют ветвь  $\lambda_+$  - дисков, а диски с  $\lambda < \lambda_\kappa$  - ветвь  $\lambda_-$  - дисков, где  $\lambda_\kappa$  - зависящее от относительной плотности гало  $\kappa$  значение  $\lambda$ , соответствующее максимуму  $\Omega^2$ :

$$\lambda_\kappa = \frac{1+4\kappa}{3} + \frac{18-72\kappa-144\kappa^2}{136^{1/3}\beta} - \frac{\beta}{3}, \tag{21}$$

$$\beta^3 = 8 + 24\kappa - 48\kappa^2 - 64\kappa^3 + 6\sqrt{2+8\kappa-64\kappa^3-64\kappa^4}.$$

Ниже, в табл.1 приведены несколько значений  $\lambda_\kappa$  и  $\Omega_m^2$ , а также квадраты некоторых характерных угловых скоростей вращения вложенного диска Маклорена:

Заметим также, что внутри гало с  $\kappa > 0.5$  не могут существовать  $\lambda_+$  диски с  $\lambda_1 < \lambda_+ < \lambda_2$ , где

Таблица 1

**ХАРАКТЕРНЫЕ УГЛОВЫЕ СКОРОСТИ ВРАЩЕНИЯ ДЛЯ  
ВЛОЖЕННОГО ДИСКА МАКЛОРЕНА**

$\kappa$	0	0.25	0.5	0.75
$\lambda_\kappa$	-0.2531	-0.3603	-0.4142	-0.4466
$\Omega_m^2$	1.6572	3.8399	6.6532	10.1154
$\Omega_+^2$	1.5220	3.0440	4.5651	6.0881
$\Omega_-^2$	1.0147	2.5367	4.5661	7.1028
$\Omega_+^2$	0.5073	0.5073	0	-

$$\lambda_{1,2} = \frac{1}{3} \left[ 1 + 4\kappa \sqrt{2(\kappa+1)(2\kappa-1)} \right] \quad (22)$$

- корни подкоренного выражения в числителе (20). Им соответствуют отрицательные значения параметра  $a$  (следовательно, положительная полная энергия, мнимый угловой момент и мнимая циркуляция скорости (см. ниже формулы (23))).

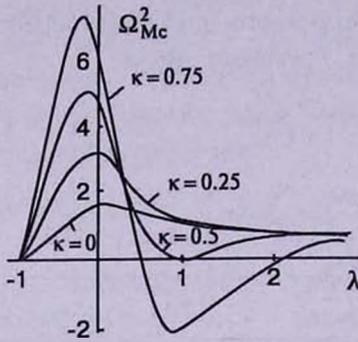


Рис.1а. Зависимость  $\Omega_{Mc}^2(\lambda)$  для дисков с  $\lambda = 0; 0.25; 0.5; 0.75$ .

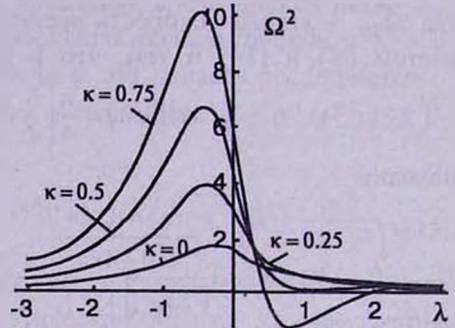


Рис.1б. Зависимость  $\Omega^2(\lambda)$  для дисков с  $\lambda = 0; 0.25; 0.5; 0.75$ .

Формулы (15)-(17) для вложенного диска Маклорена принимают вид:

$$E = \frac{\pi}{32a} \left[ 11 + 8\kappa - 2(1 + 4\kappa) \frac{\lambda}{1 + \lambda^2} \right]; \quad L = C = (1 + \lambda) \sqrt{\frac{\pi^3(1 + 4\kappa)}{6(1 + \lambda^2)}} a; \quad (23)$$

$$t_{Mc} = \frac{1 + 4\kappa}{8(1 + \kappa)} \frac{(1 + \lambda)^2}{1 + \lambda^2},$$

где  $a$  определяется формулой (19).

В пределах  $\infty > \lambda > -\infty$  параметр  $t_{Mc}$  принимает значения от нуля (при  $\lambda = -1$ ) до максимального значения  $t_+ = (1 + 4\kappa)/4(1 + \kappa)$ , при  $\lambda = 1$ .

С помощью (14) и (23), с учетом (19) можно получить зависимость угловой скорости вращения вложенного диска от  $t_{Mc}$  в аналитическом виде:

$$\Omega^2(t_{Mc}) = \frac{\pi^4}{96} \frac{[8(\kappa+1)t_{Mc} - 4\kappa - 1]^2 (\kappa+1)(1 - 2t_{Mc})}{4\kappa + 1 \pm 4\sqrt{(\kappa+1)[4\kappa + 1 - 4(\kappa+1)t_{Mc}]} t_{Mc}}. \quad (24)$$

Для угловой скорости диска Маклорена с  $\lambda = \pm 1$  из (15) получим соответственно:

$$\Omega_+^2(\kappa) = \frac{\pi^4}{192} (1 + 4\kappa)(1 - 2\kappa) \quad \text{и} \quad \Omega_-^2(\kappa) = \frac{\pi^4}{96} (1 + \kappa)(1 + 4\kappa), \quad (25)$$

некоторые значения которых представлены в табл.1.

На графике рис.2 кривые представляют зависимость  $\Omega^2(t_{Mc})$  для маклореновских дисков внутри гало с  $\kappa = 0; 0.25; 0.5; 0.75$ . Кривые для  $\lambda_-$  дисков соприкасаются с осью ординат в точках  $\Omega^2(\kappa)$ , а с осью абсцисс - в точках  $t_0 = (4\kappa + 1)/8(\kappa + 1)$ . Наибольшее значение, равное

$t_+$ , параметр  $t_{Mc}$  принимает у  $\lambda_+$  дисков, вращающихся с угловой скоростью  $\Omega_+$ .

Полная энергия вложенного диска по абсолютной величине принимает максимальное значение у невращающегося ( $\lambda = -1$ ) вложенного диска Маклорена:

$$E_m = \frac{3}{4} \left[ \frac{\pi}{2} (1 + \kappa) \right]^{4/3} \quad (26)$$

Для этих  $\lambda_-$  дисков имеем:  $L_- = C_- = t_- = 0$ . Характеристиками вложенных дисков Римана являются также значения энергии, углового момента, циркуляции скорости и параметра устойчивости Пиблза-Острайкера  $t_{Mc}$  диска Маклорена с  $\lambda = +1$  и  $\lambda = 0$ :

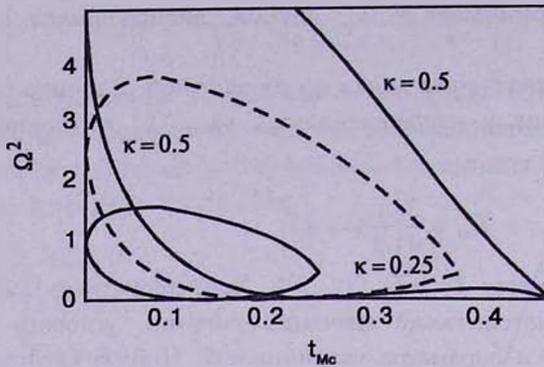
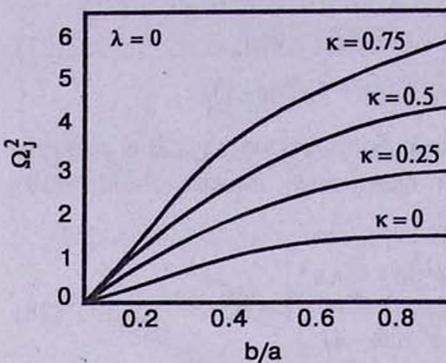
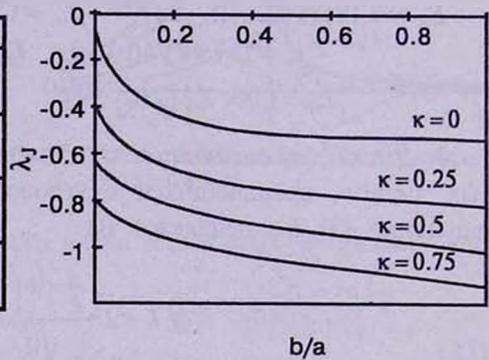
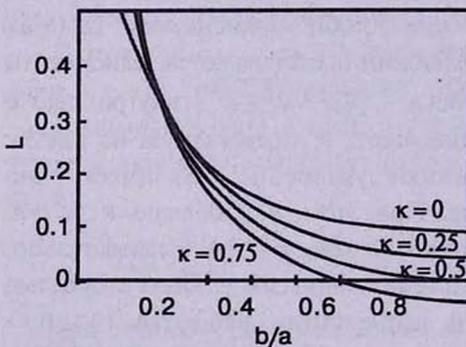
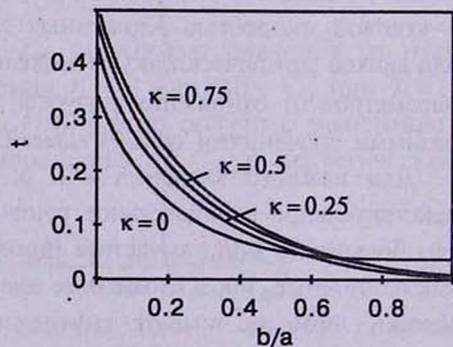
$$\begin{aligned} E_+ &= 0.181(5 + 2\kappa)(1 - 2\kappa)^{1/3}, & L_+ &= C_+ = 3.347(1 + 4\kappa)^{1/3}(1 - 2\kappa)^{-1/6}, \\ t_+ &= (1 + 4\kappa)/4(1 + \kappa), & E_0 &= 0.104(11 + 4\kappa), \\ L_0 &= C_0 = 2.212(1 + 2\kappa)^{1/2}, & t_0 &= (4\kappa + 1)/8(\kappa + 1). \end{aligned} \quad (27)$$

4. *Диски, вращающиеся с угловой скоростью  $\Omega_J$ .* Для вложенных дисков, вращающихся с угловой скоростью дисков Якоби (10), уравнение (9) расщепляется на

$$\lambda \equiv 0; \quad \lambda^3 + \lambda + 2 \frac{A - (1 - e^2)B + \frac{\pi}{4} \kappa e^2}{\sqrt{(1 - e^2)}(B - A)} = 0. \quad (28)$$

Первое из них представляет вложенные диски Якоби, а второе - эллиптические диски с внутренней циркуляцией вещества, но вращающиеся с угловой скоростью вложенных дисков Якоби. Зависимость  $\Omega_J^2(b/a)$  для дисков (графически, более выразительными представляются зависимости параметров от отношения полуосей диска -  $b/a = \sqrt{1 - e^2}$ ) внутри гало с разными значениями относительной плотности к представлена на рис.3а.

Для каждого значения  $e$  и  $\kappa$  второе уравнение (28) имеет одно действительное отрицательное решение. При этом, чем больше  $\kappa$  и  $b/a$ , тем больше по модулю частота циркуляции  $\lambda$  (см. рис.3б). Следовательно, как одиночные, так и вложенные диски, вращающиеся с угловой скоростью Якоби, либо не имеют внутренней циркуляции вещества ( $\lambda \equiv 0$  - собственно, эллиптические диски Якоби), либо вещество внутри них циркулирует против их вращения. Однако полный угловой момент  $\Omega_J$ -дисков положителен внутри гало с  $\kappa \leq 1/2$ . При больших относительных плотностях гало, начиная с некоторого значения  $b/a$ , зависящего от  $\kappa$ , появляются  $\Omega_J$ -диски, угловой момент которых направлен противоположно их вращению (рис.3с). На графике рис.3д кривые представляют зависимость параметра устойчивости Пиблза-Острайкера от  $b/a$  для  $\Omega_J$ -дисков внутри гало разных плотностей.

Рис.2. Зависимость  $\Omega^2(t_{Mc})$ .Рис.3а. Зависимость  $\Omega_+^2(b/a)$ .Рис.3б. Зависимость  $\lambda_+(b/a)$ .Рис.3с. Угловой момент  $\Omega_-$ -дисков.Рис.3д. Параметр  $t(b/a)$  для  $\Omega_-$ -дисков.

5. Вложенные эллиптические диски Римана. Зависимости  $\Omega^2(b/a)$  для одиночных  $\lambda_+$  и  $\lambda_-$  дисков ( $\kappa=0$ ) и дисков, вложенных внутри гало с относительной плотностью  $\kappa=0.25$ , представлены на графиках рис.4а, б. Верхние кривые на этих графиках соответствуют эллипсоидам, вращающимся с максимальной угловой скоростью  $\Omega_M$ , вторые сверху кривые у  $\lambda_+$ -дисков - дискам Якоби ( $\lambda=0$ ).

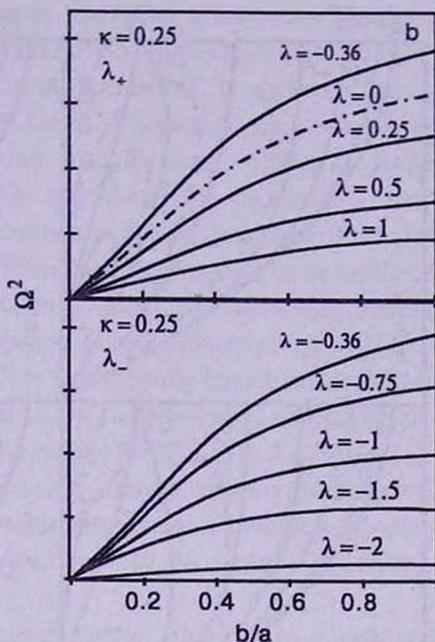
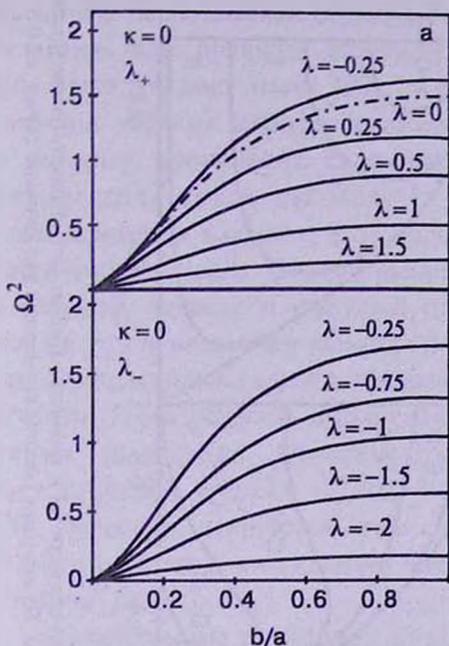


Рис.4а. Зависимость  $\Omega^2(b/a)$  для одиночных  $\lambda_+$  и  $\lambda_-$  дисков с  $\lambda = -0.25, 0, 0.25, 0.5, 1.2$ .

Рис.4б. Зависимость  $\Omega^2(b/a)$  для  $\lambda_+$  и  $\lambda_-$  дисков, вложенных внутри гало с  $\kappa = 0.25$ .

Характерные контуры постоянных значений полной энергии  $|E|$ , углового момента  $L$ , циркуляции скорости  $C$  диска, вложенного внутри гало относительной плотности  $\kappa$ , в плоскости  $(\Omega^2, b/a)$ , представлены на рис.5. Значения  $\Omega_{\pm}^2$  на осях ординат определяются через (25).

В теории жидких эллипсоидальных фигур равновесия известно, что эллипсоиды Римана разветвляются от устойчивых сфероидов Маклорена [1]. Нами было показано, что этот результат справедлив для вложенных жидких и бесстолкновительных эллипсоидальных фигур [4,5,25,26]. Легко убедиться, что вложенные эллиптические диски с политропным уравнением состояния также разветвляются от соответствующих устойчивых дисков Маклорена. Между тем, как видно из уравнения (9), для эллиптических дисков с заданными значениями массы и эксцентриситета (как одиночных, так и вложенных) с политропным уравнением состояния, нарушается теорема Дедекинда о сопряженных конфигурациях [1,5,6]: уравнение (9) не инвариантно относительно преобразования  $\lambda \rightarrow 1/\lambda$ .

Теперь обсудим вопрос эволюции вложенного диска с учетом механизмов диссипации энергии. В качестве их могут служить эффекты вязкости и гравитационная радиация вращающегося вложенного эллиптического диска [27,28].

6. Эволюция вложенного диска из-за вязкой диссипации энергии. Обычная молекулярная вязкость межзвездной среды мала, а характерные

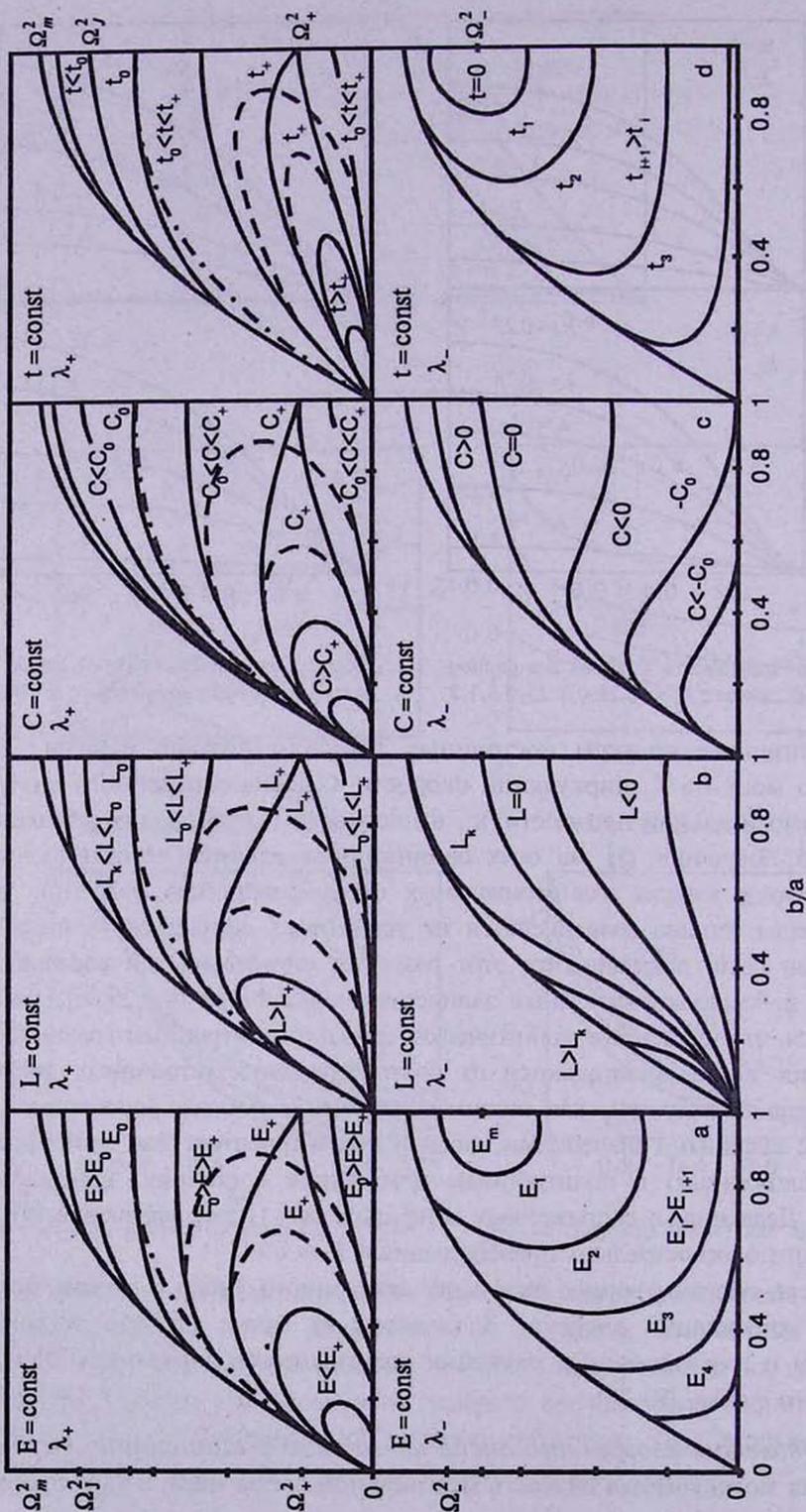


Рис.5. Контуры постоянных значений энергии (а), углового момента (б), циркуляции скорости (с) и параметра Пибла-Острайкера (д) вложенного диска Римана в плоскостях  $\lambda_+$ -дисков (верхние графики) и  $\lambda_-$ -дисков (нижние графики). Пунктирами указаны примерный ход кривых в случае  $k \geq 0.5$ .

масштабы галактических структур велики. Поэтому в вопросах эволюции галактик, как правило, обычной вязкостью пренебрегают. Однако, как было указано нами [29], в действительности в плоских дисках галактик картина намного сложнее. Здесь возникают ударные волны, в которых происходит существенная диссипация энергии. Далее, межзвездная среда распадается на двухфазную систему - часть конденсируется в облака, что сопровождается высвечиванием некоторой части энергии диска. Столкновения облаков между собой тоже приводят к переносу энергии и импульса от слоя к слою... Описанные явления можно учесть введением некоторой эффективной вязкости:  $\nu_{ef} \approx (1/3)u^2\tau$ , где  $u$  - характерная скорость облаков,  $\tau$  - характерное время их свободного пробега. Тогда скорость вязкой диссипации энергии от единицы массы диска выразится известной формулой  $\Phi_v = \Sigma_{ik} \Sigma_{ki} / 2\nu_{ef}$ , где  $\Sigma_{ik} = \nu_{ef} (\partial u / \partial x_k + \partial u_k / \partial x_i - (2/3)\delta_{ik} \partial u_j / \partial x_j)$  - тензор вязких напряжений [30]. Очевидно, некруговой диск с полем внутренних течений (4) имеет отличную от нуля диссипацию энергии, так что он непрерывно теряет энергию [20].

Эволюционные траектории вложенного диска могут быть определены рассмотрением контуров постоянных энергии и углового момента диска на графике рис.5. Диск будет эволюционировать вдоль контура постоянного углового момента в направлении убывания энергии (роста  $|E|$ ). Все траектории заканчиваются на последовательностях секулярно устойчивых вложенных дисков Маклорена или Якоби.

Эволюционная картина вложенного диска зависит от значения относительной плотности гало. Эволюция диска внутри гало с  $\kappa < 0.5$  отличается от эволюции диска внутри более плотного гало с  $\kappa \geq 0.5$ .

Рассмотрим сначала эволюцию диска внутри гало с  $\kappa < 0.5$ . Отличие эволюции этих дисков от эволюции одиночных дисков, в основном, носит количественный характер.

Рассмотрим  $\lambda_-$ -диски (рис.5b, нижний график). Как в случае одиночных дисков [20], все  $\lambda_-$ -диски эволюционируют к последовательности вложенных дисков Маклорена. Траектории же дисков с  $L \geq L(\lambda = \lambda_{\kappa}) \equiv L_{\kappa}$  пересекают граничную кривую  $\Omega_{max}^2(b/a)$  (ей соответствуют диски, вращающиеся на данной плоскости с максимальной угловой скоростью) и появляются на верхнем графике рис.5b в качестве траекторий  $\lambda_+$ -дисков.

Перейдем к рассмотрению  $\lambda_+$ -дисков (верхний график на рис.5b). Траектории с  $L < L_0$  появляются в двух областях: *диски с быстрым вращением*,  $\Omega > \Omega_j$  - эволюционирующие прямо к дискам Маклорена, и *диски с медленным вращением*,  $\Omega \ll 1$  (они на рис.5 не показаны), которые эволюционируют к дискам последовательности Дедекинда

(невращающиеся диски с быстрой внутренней циркуляцией вещества), далее, в качестве  $\lambda_-$ -дисков, переходят в последовательность Маклорена.

При  $L > L_0$  траектории заканчиваются на последовательности Якоби. Дальнейшее их развитие зависит от того,  $L > L_+$  ( $\lambda = 1, b/a = 1$ ) или нет.

Траектории с  $L_0 < L < L_+$ , при  $\kappa < 0.5$ , появляются на этом графике дважды. Они эволюционируют к последовательности Маклорена вдоль нижних траекторий, скачком переходят к соответствующим верхним траекториям, вдоль которых эволюционируют к дискам Якоби. Диски с  $L > L_+$  эволюционируют к последовательности Якоби, не касаясь дисков Маклорена.

*Рассмотрим эволюцию диска внутри гало с  $\kappa \geq 0.5$ .* При этом точка разветвления при  $\lambda = +1, b/a = 1$  в плоскостях  $\lambda_+$ -дисков исчезает - траектории с  $E < E_0, L > L_0$  в плоскости  $\lambda_+$ -дисков замыкаются, не касаясь последовательности Маклорена (примерный ход этих траекторий на рис.5 показан пунктирными линиями). Траектории же в плоскости  $\lambda_-$ -дисков при этом качественно не меняются.

Эволюционная картина при этом следующая. При  $L < L_0$  опять имеем *быстро- и медленно-* вращающиеся последовательности дисков, эволюционирующих к круговым дискам. При этом первые эволюционируют прямо к дискам Маклорена, вторые достигают дисков Маклорена, переходя к  $\lambda_-$ -дискам через последовательность Дедекинда.

Диски с  $L > L_0$  эволюционируют к эллиптическим дискам Якоби, не касаясь дисков Маклорена.

*7. Эволюция вложенного диска за счет гравитационной радиации.* За исключением эллипсоидов Маклорена и Дедекинда, гравитационная радиация вращающегося эллиптического диска, из-за изменяющегося со временем его квадрупольного момента, приводит к непрерывной потере энергии и углового момента [28], оставляя неизменной циркуляцию скорости (16'). Поэтому эволюция вложенного диска происходит по изолиниям циркуляции скорости, представленным на рис.5с, по направлению убывания энергии и углового момента (согласно Миллеру [27]  $\dot{E} = \Omega \dot{L}$ ).

Очевидно, эволюционные траектории вращающегося эллиптического диска должны заканчиваться на последовательностях Маклорена и Дедекинда, которые не теряют энергию за счет гравитационного излучения.

Как в случае вязкости, эволюция диска внутри гало с  $\kappa < 0.5$  отличается от эволюции диска внутри гало с  $\kappa \geq 0.5$ .

*Исследуем случай  $\kappa < 0.5$ .* Рассмотрим сначала  $\lambda_+$ -диски (рис.5с). Для дисков с  $C > C_0$  траектории заканчиваются на эллипсоидах Дедекинда, пересекая последовательность Маклорена. Это происходит следующим образом. Траектории дисков с  $C_0 < C < C_+$  пересекают последовательность Маклорена в двух местах. Эволюция соответствующих  $\lambda_+$ -дисков происходит вдоль верхних траекторий - к фигурам Маклорена, далее - к

эллипсоидам Дедекинда - вдоль нижних траекторий. Траектории с  $C > C_0$  эволюционируют к эллипсоидам Дедекинда, не касаясь последовательности Маклорена.

Траектории с  $C < C_0$  возникают вблизи последовательности Якоби, пересекают ее, далее эволюционируют к секулярно устойчивым дискам Маклорена. Некоторые из этих траекторий пересекают граничную кривую  $\Omega_{max}^2(b/a)$  и переходят в область  $\lambda_-$ -дисков.

В плоскости  $\lambda_-$ -дисков диски с  $-C_0 < C < C_0$  эволюционируют к фигурам Маклорена. При  $C < -C_0$  траектории заканчиваются на последовательности Дедекинда, минуя диски Маклорена. Диски с  $C > 0$  продолжают траектории  $\lambda_+$ -дисков, проникших в область  $\lambda_-$ -дисков через граничную кривую  $\Omega_{max}^2(b/a)$ .

*Внутри гало* с  $\kappa \geq 0.5$  эволюционная картина дисков выглядит более простой. В плоскости  $\lambda_+$ -дисков контуры постоянной циркуляции скорости с  $C > C_0$  замыкаются и далее заканчиваются на последовательности Дедекинда, не касаясь дисков Маклорена (на графике рис.5с примерный ход этих траекторий показан пунктиром).

Эволюционная же картина дисков с  $C < C_0$  качественно не меняется.

**8. Заключение.** Учет гравитации сфероидального гало на равновесие дисков Римана с политропным уравнением состояния приводит к количественным изменениям их равновесных параметров. Возможны эллиптические диски с внутренней циркуляцией вещества как по направлению вращения ( $\lambda > 0$ ), так и против вращения ( $\lambda < 0$ ). Некоторые диски даже имеют отрицательный угловой момент и циркуляцию скорости. Изучен также вопрос эволюции вложенных дисков в присутствии вязкости и гравитационной радиации. Эволюционные траектории дисков внутри гало с относительной плотностью  $\kappa < 0.5$  отличаются от траекторий дисков внутри более плотного гало.

Ереванский государственный университет,  
Армения, email: mabr49@arminco.com

## EVOLUTION OF THE RIEMANN POLYTROPIC DISCS IN HALO

M.G.ABRAHAMYAN

The equilibrium of Riemann elliptical discs with polytropic state equation as well as evolution caused by viscosity & gravitational radiation in the

presence of spheroidal halo are considered. Evolutional trajectories of discs in the halo of relative density  $\kappa < 0$  differ from ones inside the denser halo.

Key words: *Galaxy: discs: halo - galaxy: dynamics: evolution*

## ЛИТЕРАТУРА

1. *С.Чандрасекар*, Эллипсоидальные фигуры равновесия, Мир, М., 1973.
2. *Б.П.Кондратьев*, Динамика эллипсоидальных гравитирующих фигур, Наука, М., 1989.
3. *М.Г.Абрамян, С.А.Каплан*, *Астрофизика*, **10**, 665, 1974.
4. *М.Г.Абрамян, С.А.Каплан*, *Астрофизика*, **11**, 487, 1975.
5. *М.Г.Абрамян*, *Астрофизика*, **25**, 173, 1986.
6. *М.Г.Абрамян*, *Астрофизика*, **25**, 342, 1986.
7. *М.Г.Абрамян*, *Астрофизика*, **37**, 601, 1994.
8. *М.Г.Абрамян*, *Астрофизика*, **38**, 55, 1995.
9. *J.Kormendy*, in *Structure & Evolution of Normal Galaxies*, eds. S.Fall, D.Lynden-Bell, Cambridge Univ. Press), 1973, p.85.
10. *М.Г.Абрамян*, *Астрон. ж.*, **63**, 1089, 1986.
11. *М.Г.Абрамян*, *Письма в Астрон. ж.*, **11**, 583, 1985.
12. *М.Г.Абрамян, Д.М.Седракян*, *Уч. Зап. ЕГУ*, **3(168)**, 54, 1987.
13. *С.Hunter*, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, **126**, 23, 1963.
14. *М.Г.Абрамян*, *Изв. АН Арм.ССР, Физика*, **13**, 458, 1978.
15. *Ф.Takahara*, *Progress of Theor. Phys.*, **56**, 1665, 1976.
16. *W.M.Smith*, *Astron. J.*, **84**, 979, 1979.
17. *S.D.Tremaine*, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, **175**, 557, 1976.
18. *K.C.Freeman*, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, **134**, 15, 1966.
19. *С.Hunter*, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, **166**, 633, 1974.
20. *M.D.Weinberg, S.Tremaine*, *Astropys. J.*, **271**, 586, 1983.
21. *M.D.Weinberg*, *Astropys. J.*, **271**, 595, 1983.
22. *J.P.Ostriker, P.J.Peebles*, *Astrophys. J.*, **186**, 467, 1973.
23. *М.Г.Абрамян*, К теории устойчивости вложенных двухкомпонентных гравитирующих фигур равновесия. Канд. диссерт., Ереван, 1976.
24. *R.H.Durisen*, *Astrophys. J.*, **224**, 826, 1978.
25. *М.Г.Абрамян*, *Астрофизика*, **45**, 125, 2002.
26. *М.Г.Абрамян*, *Астрофизика*, **45**, 251, 2002.
27. *V.D.Miller*, *Astropys. J.*, **187**, 609, 1974.
28. *S.Detweiler, I.Lindblom*, *Astropys. J.*, **213**, 193, 1977.
29. *М.Г.Абрамян*, *Астрофизика*, **14**, 579, 1978.
30. *Л.Д.Ландау, Е.М.Лифшиц*, *Гидродинамика*, Наука, М., 1986.

УДК: 524.354.4

Краткие сообщения

## О ПРОСТРАНСТВЕННОМ РАСПРЕДЕЛЕНИИ ПУЛЬСАРОВ

1. *Введение.* Согласно принятой почти сразу после открытия пульсаров концепции, они являются быстро вращающимися нейтронными звездами, обладающими сильными дипольными магнитными полями в  $10^{12}$ - $10^{13}$  Гс [1,2].

Предполагается, что пульсары (по крайней мере часть из них) - это звездные остатки вспышек сверхновых звезд. Если это так, то они должны быть связаны с туманностями-остатками вспышек сверхновых звезд. Доказательством этого служит обнаружение пульсаров PSR 0531+21 в остатке вспыхнувшей в 1054г. сверхновой-Крабовидной туманности, PSR 0833-45 - в туманности Парусов (Vela-X) и некоторых других пульсаров, также обнаруженных в остатках сверхновых.

Отсутствие туманностей около подавляющего большинства пульсаров объясняется разницей в эволюции пульсаров и остатков вспышек сверхновых звезд. Первые могут существовать и излучать в течение миллионов и миллиардов лет. Вторые через несколько десятков или сотен тысяч лет перестают существовать. Они, расширяясь, сливаются с окружающим межзвездным веществом. Есть еще и другая причина. Согласно современной теории вспышек сверхновых, новых и большинства других нестационарных объектов, они являются членами двойных систем. Если это так, то во время вспышки сверхновой звездный остаток-пульсар вследствие эффекта пращи может с большой скоростью вылететь из области вспышки и существовать отдельно. Аналогичное явление может произойти также вследствие несимметричного взрыва одиночной звезды [1]. В пользу этих предположений свидетельствует обнаружение больших, достигающих до нескольких сотен километров в секунду, собственных движений у пульсаров [1-3].

Существуют также и другие теории, объясняющие большие значения собственных движений у пульсаров. Например, в развитой в [4] идее это явление обусловлено тем, что центр магнитного диполя и центр нейтронной звезды-пульсара не совпадают. Поэтому из-за несимметрии излучения из разных полюсов пульсара возникает реактивная сила.

Вышеизложенные особенности, связанные с рождением и эволюцией пульсаров, могут привести к тому, что, даже если они рождаются в остатках вспышек сверхновых звезд, их пространственное распределение и пространственное распределение туманностей - остатков сверхновых не совпадут. Поэтому детальное исследование и сравнение пространственного распределения пульсаров и остатков сверхновых является весьма актуальной задачей. Исследования такого рода могут пролить свет на характер связи остатков сверхновых и пульсаров.

2. *Возраст и пространственное распределение пульсаров.* В каталоге [5] приводятся данные о 525 пульсарах, а в дополненном каталоге [6] - о 706 пульсарах. В [6] даются сведения о возрасте и  $z$ -координате (высоте пульсара над плоскостью Галактики) 525 пульсаров. В это число не включены объекты в Магеллановых Облаках и пульсары, являющиеся членами двойных или кратных систем. Как известно, такие системы имеют сферическое распределение, и, как правило, они расположены

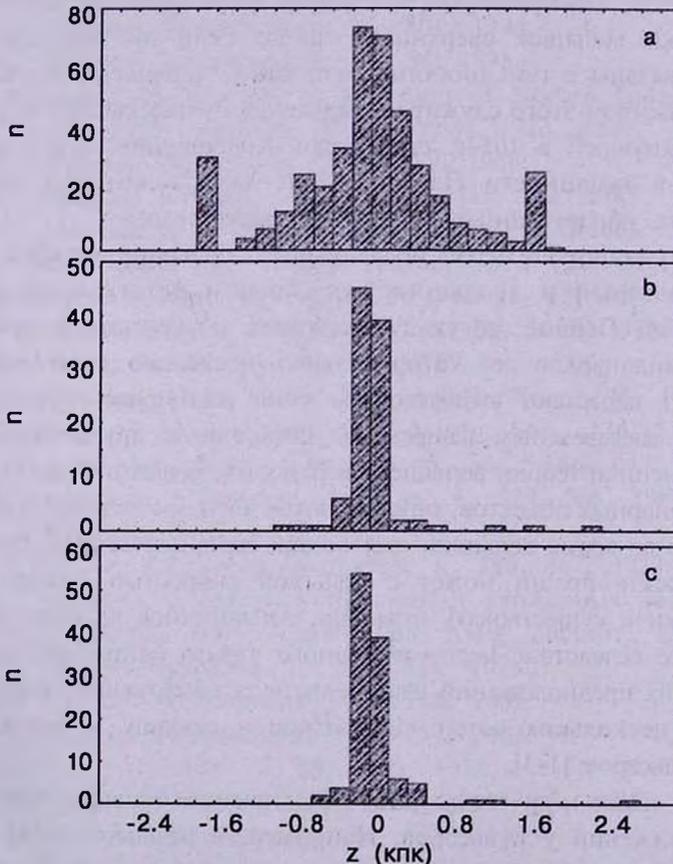


Рис.1. Гистограмма распределения по  $z$ -координате пульсаров и остатков сверхновых звезд. а - пульсары с  $T > 10^4$  лет; б - пульсары с  $T < 10^4$  лет; в - остатки сверхновых звезд;  $n$  - количество объектов.

высоко над плоскостью Галактики.

Мы эти 525 пульсаров разделили по характеристическому возрасту на две группы: "молодые" пульсары, возраст которых  $T < 10^6$  лет и "старые" пульсары, возраст которых  $T > 10^6$  лет. В первую группу попали 101 пульсар, во вторую - 424 объекта.

На рис.1 приведены гистограммы распределения пульсаров по  $z$ . Видно, что подавляющее большинство (83 из 101 объекта) "молодых" пульсаров расположено в зоне  $-0.2 \leq z \leq 0.2$  кпк. Между тем, в этой зоне расположено всего 34% (145 из 424 объектов) пульсаров с  $T > 10^6$  лет. Остальные "старые" пульсары расположены выше этой зоны.

Таким образом, распределения пульсаров разных возрастов по  $z$ -координате существенно отличаются. Практически все "молодые" пульсары расположены в очень узкой полосе шириной в 400 пк вокруг плоскости Галактики, а пульсары, возраст которых превосходит  $10^6$  лет, в основном, находятся выше этой полосы. Вне зоны  $-0.2 \leq z \leq 0.2$  кпк расположены менее 18% пульсаров с  $T < 10^6$  лет.

На рис.1с показана гистограмма распределения по  $z$ -координате 113 галактических остатков вспышек сверхновых звезд из [7]. Из сравнения рис.1b и 1с следует, что молодые галактические пульсары и остатки вспышек сверхновых звезд имеют одинаковое пространственное распределение. Этот факт свидетельствует в пользу предположения о связи пульсаров с остатками вспышек сверхновых. Старые пульсары в ходе их эволюции вследствие больших значений собственных движений могут подняться довольно высоко над плоскостью Галактики [8].

*3. Пространственное распределение пульсаров по периоду.* Отличия в пространственном распределении пульсаров разных возрастов выявляются также при сравнении их периодов излучения.

Как известно, импульсный характер излучения пульсаров обусловлен направленностью их излучения. Они излучают в пределах узких конусов вокруг магнитных осей, которые наклонены относительно осей вращения [9]. Таким образом, периодичность их излучения совпадает с периодом вращения. Так как излучение на разных частотах происходит за счет кинетической энергии вращения, то в процессе эволюции оно должно замедлиться. Что и наблюдается у всех пульсаров. Следовательно, периоды излучения пульсаров в какой-то мере являются индикаторами их возрастов. Чем длиннее период, тем, в среднем, старше пульсар. Поэтому можно ожидать, что короткопериодические пульсары (если, конечно, по своей физической природе они не отличаются от долгопериодических пульсаров и начальные условия рождения пульсаров более или менее одинаковы) по  $z$ -координате имеют похожее с молодыми пульсарами распределение.

Сравнение распределения по  $z$  пульсаров с периодами  $P \leq 0.5$ с и

$P > 0.5c$  из [6] показывает, что свыше 58% пульсаров первой группы расположено в зоне  $-0.2 \leq z \leq 0.2$  кпк. В этой зоне расположено всего 28% пульсаров с  $P > 0.5c$ . Этот результат также не противоречит предположению о генетической связи пульсаров с остатками вспышек сверхновых звезд.

4. *Заключение.* Приведенные нами факты о пространственном распределении пульсаров разных возрастов говорят в пользу их генетической связи с остатками вспышек сверхновых звезд. В пользу этой связи свидетельствует также сравнение распределения по  $z$ -координате пульсаров с разными периодами излучения.

*On the space distribution of pulsars.* It is shown that space distribution of pulsars of age less than  $10^6$  years and more than  $10^6$  years are quite different. The space distribution of pulsars of age less than  $10^6$  years and of remnants of the outbursts of supernovae stars practically are the same. They are located around Galaxy plane in narrow zone with broadness of 400 pc. The overwhelming majority of pulsars of age more than  $10^6$  years are located out of this zone. These facts witness in favour of genetic relation of pulsars and supernovae remnants. The space distribution of pulsars of different periods of radiation witness in favour of this fact as well.

Key words: *pulsars: ages: space distribution*

3 мая 2004

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

В.Г.Малумян  
V.H.Malumian  
А.Н.Арутюнян  
A.N.Arutunyan

## ЛИТЕРАТУРА

1. И.С.Шкловский, Сверхновые звезды, Наука, М., 1976.
2. Р.Манчестер, Дж.Тейлор, Пульсары, Мир, М., 1980.
3. И.С.Шкловский, в сб., "Астрофизика и космическая физика", Наука, М., 1982, с.186.
4. F.Todermar, E.Harrison, *Astrophys. J.*, **201**, 447, 1975.
5. J.H.Taylor, R.N.Manchester, A.G.Lyne, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, **88**, 529, 1993.
6. J.H.Taylor et al., *Catalog of 706 Pulsars*, 1995.
7. D.Downes, *Astron. J.*, **76**, 305, 1971.
8. J.M.Cordes, *Astrophys. J.*, **311**, 183, 1986.
9. A.G.Lyne, R.N.Manchester, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, **234**, 477, 1988.

# АЛФАВИТНЫЙ УКАЗАТЕЛЬ

журнала "Астрофизика", том 47, 2004 год

<i>Абрамян Г.В.</i> Абсолютная калибровка PL-соотношений классических цефеид на основе параллаксов HIPPARCOS и расстояния магеллановых облаков	25
<i>Абрамян Г.В.</i> Классические цефеиды и расстояния HST программных галактик	455
<i>Абрамян Г.В.</i> (см. <i>Гигоян К.С.</i> )	355
<i>Абрамян М.Г.</i> Эволюция политропных дисков Римана внутри гало	657
<i>Аззопарди М.</i> (см. <i>Гигоян К.С.</i> )	355
<i>Айрапетян М.В.</i> (см. <i>Бенаквиста М.</i> )	381
<i>Акопян С.А., Балаян С.К.</i> Спектроскопия галактик в избранных полях Второго Бюраканского обзора	443
<i>Алавердян Г.Б., Арутюнян А.Р., Вартанян Ю.Л.</i> Нейтронные звезды с кварковым ядром. II. Основные интегральные и структурные параметры	65
<i>Алексеев И.Ю., Кожевникова А.В.</i> Вращательная модуляция блеска и пятна на звездах $\Pi$ Com, IL Com, UX Ari, V711 Tau	519
<i>Алоджанц Г.П., Камара С., Ба М., Уларе Ф.</i> К теории аккреции на нейтронные звезды	605
<i>Антонов В.А., Баранов А.С.</i> Устойчивость галактического диска с законом вращения, заданным внешним полем	149
<i>Антонюк К.А., Антохина Э.А.</i> Моделирование затменной двойной системы VW Лебедя	565
<i>Антонюк К.А.</i> (см. <i>Шаховской Н.М.</i> )	171
<i>Антохина Э.А.</i> (см. <i>Антонюк К.А.</i> )	565
<i>Арделян Н.В., Бисноватый-Коган Г.С., Космачевский К.В., Моисеенко С.Г.</i> Двухмерный расчет динамики коллапса вращающегося ядра с образованием нейтронной звезды на адаптивной треугольной сетке в лагранжевых переменных	47
<i>Арутюнян А.Н.</i> (см. <i>Малумян В.Г.</i> )	671
<i>Арутюнян А.Р.</i> (см. <i>Алавердян Г.Б.</i> )	65
<i>Арутюнян Г.А.</i> Подсчеты слабых голубых объектов и аномальное красное смещение	635
<i>Ба М.</i> (см. <i>Алоджанц Г.П.</i> )	605
<i>Балаян С.К., Верходанов О.В.</i> Объекты с континуальным спектром Второго Бюраканского обзора неба	595
<i>Балаян С.К.</i> (см. <i>Акопян С.А.</i> )	443
<i>Баранов А.С.</i> (см. <i>Антонов В.А.</i> )	149
<i>Бенаквиста М., Седракян Д.М., Айрапетян М.В., Шахабасян К.М., Садоян А.А.</i> Гравитационное излучение пульсирующих магнитных белых карликов	381
<i>Бисноватый-Коган Г.С.</i> (см. <i>Арделян Н.В.</i> )	47

<i>Бисноватый-Коган Г.С.</i> Электромагнитное поле цилиндра с периодическим током: поток энергии от направленного релятивистского выброса	473
<i>Бойченко А.М.</i> Третий интеграл и динамика галактики в окрестности Солнца	161
<i>Брутян Г.А.</i> (см. <i>Чавушян О.С.</i> )	369
<i>Вартанян Ю.Л.</i> (см. <i>Алавердян Г.Б.</i> )	65
<i>Вартанян Ю.Л., Григорян А.К., Саркисян Т.Р.</i> Модели странных звезд с корой и странных карликов	223
<i>Верходанов О.В.</i> (см. <i>Балаян С.К.</i> )	595
<i>Виницкий С.</i> (см. <i>Гусев А.</i> )	283
<i>Витриченко Э.А., Ключкова В.Г.</i> Система ВМ Огі. I. Аномалия лучевой скорости	199
<i>Витриченко Э.А., Ключкова В.Г., Цымбал В.В.</i> Система ВМ Огі. II. Содержание гелия и железа в атмосфере главной звезды	583
<i>Валков Е.В.</i> Особенности образования молекулярных облаков в центральных областях спиральных галактик	393
<i>Гигоян К.С., Абрамян Г.В., Маурон Н., Аззопарди М., Руссей Д.</i> FBS 0137+400: Углеродная Мирида с потерей массы?	355
<i>Глаголевский Ю.В.</i> Модель магнитного поля HD 2453	575
<i>Горбацикий В.Г.</i> О формировании протяженных оболочек звезд типа Вольфа-Райе	555
<i>Григорян А.К.</i> (см. <i>Вартанян Ю.Л.</i> )	223
<i>Гусев А., Флин П., Первушин В., Виницкий С., Зорин А.</i> Эволюция Вселенной как возможный механизм формирования галактик и их кластеров	283
<i>Гюльбудагян А.Л., Май Х.</i> О вращении одной изолированной глобулы	415
<i>Дремова Г.Н., Свечников М.А.</i> Сравнительный анализ "точных" и "приближенных" методов оценки абсолютных и относительных элементов разделенных тесных двойных систем	207
<i>Егикян А.</i> (см. <i>Кегяян Е.</i> )	493
<i>Ерастова Л.К.</i> Свойства галактик Второго Бюраканского обзора. I. Диагностические диаграммы	97
<i>Ерастова Л.К.</i> Свойства галактик Второго Бюраканского обзора. II. Характерные особенности отдельной выборки галактик	647
<i>Ерицян М.А.</i> О круговой поляризации света звезд	361
<i>Ефремов Ю.Н.</i> Сверхассоциации и звездные комплексы в галактиках	319
<i>Зорин А.</i> (см. <i>Гусев А.</i> )	283
<i>Казарян М.А., Карапетян Э.Л.</i> Спектрофотометрическое исследование галактик с УФ-избытком	79
<i>Камара С.</i> (см. <i>Алоджанц Г.П.</i> )	605
<i>Кандалян Р.А.</i> Физические условия в ОН мегамазерных галактиках	87
<i>Карапетян А.А.</i> (см. <i>Меликян Н.Д.</i> )	543
<i>Карапетян Э.Л.</i> (см. <i>Казарян М.А.</i> )	79

<i>Каталдо Ф.</i> (см. <i>Кегеян Е.</i> )	493
<i>Кегеян Е., Каталдо Ф., Егикян А.</i> Об индуцированной космическими лучами поликонденсации углеводов в гигантских молекулярных облаках	493
<i>Клочкова В.Г.</i> (см. <i>Витриченко Э.А.</i> )	199
<i>Клочкова В.Г.</i> (см. <i>Витриченко Э.А.</i> )	583
<i>Кожевникова А.В.</i> (см. <i>Алексеев И.Ю.</i> )	519
<i>Козлова О.В.</i> Долговременная спектральная переменность Ae-звезды Хербига HD 179218	339
<i>Космачевский К.В.</i> (см. <i>Арделян Н.В.</i> )	47
<i>Крикорян Р.А.</i> (см. <i>Седракян Д.М.</i> )	237
<i>Магакян Т.Ю., Мовсесян Т.А., Никогосян Е.Г.</i> Поиски HН-объектов и эмиссионных звезд в областях звездообразования. II. Область GM1-61 и V453 Ori	191
<i>Магакян Т.Ю., Мовсесян Т.А., Никогосян Е.Г.</i> Поиски HН-объектов и эмиссионных звезд в областях звездообразования. III. PMS-звезды в NGC7129	611
<i>Магакян Т.Ю.</i> (см. <i>Оганесян Е.Р.</i> )	17
<i>Магалинский В.Б.</i> (см. <i>Чатерджи Т.К.</i> )	139
<i>Май Х.</i> (см. <i>Гюльбудагян А.Л.</i> )	415
<i>Макаров Д.И., Макарова Л.Н.</i> Моделирование звездного населения галактик, разрешаемых на звезды	267
<i>Макарова Л.Н.</i> (см. <i>Макаров Д.И.</i> )	267
<i>Малумян В.Г., Арутюнян А.Н.</i> О пространственном распределении пульсаров	671
<i>Маурон Н.</i> (см. <i>Гигоян К.С.</i> )	355
<i>Мдзинаришвили Т.Г.</i> О новых убегающих O-звездах на основе данных HIPPARCOS	183
<i>Мдзинаришвили Т.Г., Меликидзе Г.И., Дзигвашвили Р.М.</i> О характеристических и динамических возрастах пульсаров	37
<i>Меликидзе Г.И.</i> (см. <i>Мдзинаришвили Т.Г.</i> )	37
<i>Меликян Н.Д., Карапетян А.А.</i> Спектральные наблюдения новоподобной звезды TT Aг1	545
<i>Микаелян А.М., Саргсян Л.А.</i> Оптические отождествления точечных источников IRAS. Галактики IX	109
<i>Микаелян А.М., Саргсян Л.А.</i> Оптические отождествления точечных источников IRAS. Галактики. X	251
<i>Микаелян А.М.</i> Спектральные наблюдения объектов BIG. III	425
<i>Мовсесян Т.А.</i> (см. <i>Магакян Т.Ю.</i> )	191
<i>Мовсесян Т.А.</i> (см. <i>Магакян Т.Ю.</i> )	611
<i>Мовсесян Т.А.</i> (см. <i>Оганесян Е.Р.</i> )	17
<i>Моисеенко С.Г.</i> (см. <i>Арделян Н.В.</i> )	47
<i>Мурика Раул</i> (см. <i>Парсамян Эльма С.</i> )	507
<i>Никогосян А.Г.</i> Перенос излучения в неоднородной атмосфере. I	123

<i>Никогосян А.Г.</i> Перенос излучения в неоднородной атмосфере. II	289
<i>Никогосян А.Г.</i> Перенос излучения в неоднородной атмосфере. III	481
<i>Никогосян Е.Г.</i> (см. <i>Магакян Т.Ю.</i> )	191
<i>Никогосян Е.Г.</i> (см. <i>Магакян Т.Ю.</i> )	611
<i>Оганесян Е.Р., Магакян Т.Ю., Мовсесян Т.А.</i> Спектральные исследования объектов Хербига-Аро NN84 и NN85	17
<i>Оганесян Р.Х.</i> Классификация звезд по свободным от покраснения параметрам Q и D	589
<i>Осканян А.В.</i> (см. <i>Чавушян О.С.</i> )	369
<i>Парсамян Эльма С., Мухика Раул.</i> Спектральные наблюдения субфуоров (EXORS). II. V1143 Ori	507
<i>Первушин В.</i> (см. <i>Гусев А.</i> )	283
<i>Пикичян О.В.</i> (см. <i>Чавушян О.С.</i> )	369
<i>Руссей Д.</i> (см. <i>Гизоян К.С.</i> )	355
<i>Саарян А.А.</i> Квантовые вакуумные эффекты в гравитационном поле глобального монополя	303
<i>Садоян А.А.</i> (см. <i>Бенаквиста М.</i> )	381
<i>Саргсян Л.А.</i> (см. <i>Микаелян А.М.</i> )	109
<i>Саргсян Л.А.</i> (см. <i>Микаелян А.М.</i> )	251
<i>Саркисян Т.Р.</i> (см. <i>Вартанян Ю.Л.</i> )	223
<i>Свечников М.А.</i> (см. <i>Дремова Г.Н.</i> )	207
<i>Седракян Д.М.</i> (см. <i>Бенаквиста М.</i> )	381
<i>Седракян Д.М., Крикорян Р.А.</i> О независимом от времени электрическом поле в сверхпроводниках	237
<i>Симония И.А.</i> Люминесценция пыли туманности CED 201	625
<i>Тараканов П.А.</i> О формировании фрактальной структуры гигантских молекулярных облаков галактики	403
<i>Уларе Ф.</i> (см. <i>Алоджанц Г.П.</i> )	605
<i>Флин П.</i> (см. <i>Гусев А.</i> )	283
<i>Цымбал В.В.</i> (см. <i>Витриченко Э.А.</i> )	583
<i>Чавушян О.С., Пикичян О.В., Осканян А.В., Брутян Г.А.</i> К задаче восстановления распределения пространственной плотности вспыхивающих звезд в плеядах	369
<i>Чатерджи Т.К., Магалинский В.Б.</i> Параметризация основного состояния и ее применение к планетарным системам	139
<i>Чхиквадзе Я.Н.</i> Ae/Be звезда Хербига V586 Ori	5
<i>Чхиквадзе Я.Н.</i> Спектральное и фотометрическое исследование Ae/Be звезды Хербига HD 259431	533
<i>Шахабасян К.М.</i> (см. <i>Бенаквиста М.</i> )	381
<i>Шаховской Н.М., Антонюк К.А.</i> UBVRI фотометрия и поляриметрия затменной двойной системы RY Per	171
<i>Щекинов Ю.А.</i> О динамическом состоянии молекулярного газа в галактике	241

# СОДЕРЖАНИЕ

## Выпуск I

Ас/Ве звезда Хербига V586 Ori	<i>Я.Н.Чхиквадзе</i>	5
Спектральные исследования объектов Хербига-Аро HH84 и HH85	<i>Е.Р.Оганесян, Т.Ю.Магакян, Т.А.Мовсесян</i>	17
Абсолютная калибровка PL-соотношений классических цефеид на основе параллаксов HIPPARCOS и расстояния магеллановых облаков	<i>Г.В.Абрамян</i>	25
О характеристических и динамических возрастах пульсаров	<i>Т.Г.Мдзинаришвили, Г.И.Меликидзе, Р.М.Дзигвашвили</i>	37
Двухмерный расчет динамики коллапса вращающегося ядра с образованием нейтронной звезды на адаптивной треугольной сетке в лагранжевых переменных	<i>Н.В.Арделян, Г.С.Бисноватый-Коган, К.В.Космачевский, С.Г.Моисеенко</i>	47
Нейтронные звезды с кварковым ядром. II. Основные интегральные и структурные параметры	<i>Г.Б.Алавердян, А.Р.Арутюнян, Ю.Л.Вартамян</i>	65
Спектрофотометрическое исследование галактик с УФ-избытком	<i>М.А.Казарян, Э.Л.Карапетян</i>	79
Физические условия в ОН мегамазерных галактиках	<i>Р.А.Кандалян</i>	87
Свойства галактик Второго Бюраканского обзора. I. Диагностические диаграммы	<i>Л.К.Ерастова</i>	97
Оптические отождествления точечных источников IRAS. Галактики. IX	<i>А.М.Микаелян, Л.А.Саргсян</i>	109
Перенос излучения в неоднородной атмосфере. I.	<i>А.Г.Никогосян</i>	123
Параметризация основного состояния и ее применение к планетарным системам	<i>Т.К.Чатерджи, В.Б.Магалинский</i>	139
Устойчивость галактического диска с законом вращения, заданным внешним полем	<i>В.А.Антонов, А.С.Баранов</i>	149
Третий интеграл и динамика галактики в окрестности солнца	<i>А.М.Бойченко</i>	161

# СОДЕРЖАНИЕ

## Выпуск 2

<i>UBVRJ</i> фотометрия и поляриметрия затменной двойной системы RY Per	<i>Н.М.Шаховской, К.А.Антонюк</i>	171
О новых убегающих О-звездах на основе данных HIPPARCOS	<i>Т.Г.Мдзинаришвили</i>	183
Поиски HH-объектов и эмиссионных звезд в областях звездообразования. II. Область GM1-61 и V453 Ori	<i>Т.Ю.Магалян, Т.А.Мовсесян, Е.Г.Никогосян</i>	191
Система VM Ori. I. Аномалия лучевой скорости	<i>Э.А.Витриченко, В.Г.Клочкова</i>	199
Сравнительный анализ "точных" и "приближенных" методов оценки абсолютных и относительных элементов разделенных тесных двойных систем	<i>Г.Н.Дремова, М.А.Свечников</i>	207
Модели странных звезд с корой и странных карликов	<i>Ю.Л.Вартанян, А.К.Григорян, Т.Р.Саркисян</i>	223
О независимом от времени электрическом поле в сверхпроводниках	<i>Д.М.Седракян, Р.А.Крикorian</i>	237
О динамическом состоянии молекулярного газа в галактике	<i>Ю.А.Щекинов</i>	241
Оптические отождествления точечных источников IRAS. Галактики X	<i>А.М.Микаелян, Л.А.Саргсян</i>	251
Моделирование звездного населения галактик, разрешаемых на звезды	<i>Д.И.Макаров, Л.Н.Макарова</i>	267
Эволюция Вселенной как возможный механизм формирования галактик и их кластеров	<i>А.Гусев, П.Флин, В.Первушин, С.Виницкий, А.Зорин</i>	283
Перенос излучения в неоднородной атмосфере. II	<i>А.Г.Никогосян</i>	289
Квантовые вакуумные эффекты в гравитационном поле глобального монополя	<i>А.А.Саарян</i>	303
<b>ОБЗОРЫ</b>		
Сверхассоциации и звездные комплексы в галактиках	<i>Ю.Н.Ефремов</i>	319

# СОДЕРЖАНИЕ

## Выпуск 3

Долговременная спектральная переменность Ae-звезды Хербига HD 179218	<i>О.В.Козлова</i>	339
FBS 0137+4000: Углеродная Мирида с потерей массы? <i>К.С.Гигоян, Г.В.Абрамян, Н.Маурон, М.Аззопарди, Д.Руссей</i>		355
О круговой поляризации света звезд <i>М.А.Ерицян</i>		361
К задаче восстановления распределения пространственной плотности вспыхивающих звезд в плеядах <i>О.С.Чавушян, О.В.Пикичян, А.В.Осканян, Г.А.Брутян</i>		369
Гравитационное излучение пульсирующих магнитных белых карликов <i>М.Бенаквиста, Д.М.Седрачян, М.В.Айрапетян, К.М.Шахабасян,</i> <i>А.А.Садоян</i>		381
Особенности образования молекулярных облаков в центральных областях спиральных галактик <i>Е.В.Волков</i>		393
О формировании фрактальной структуры гигантских молекулярных облаков галактики <i>П.А.Тараканов</i>		403
О вращении одной изолированной глобулы <i>А.Л.Гюльбудагян, Х.Май</i>		415
Спектральные наблюдения объектов ВIG. III <i>А.М.Микаелян</i>		425
Спектроскопия галактик в избранных полях Второго Бюраканского обзора <i>С.А.Акопян, С.К.Балаян</i>		443
Классические цефеиды и расстояния HST программных галактик <i>Г.В.Абрамян</i>		455
Электромагнитное поле цилиндра с периодическим током: поток энергии от направленного релятивистского выброса <i>Г.С.Бисноватый-Коган</i>		473
Перенос излучения в неоднородной атмосфере. III <i>А.Г.Никогосян</i>		481
Об индуцированной космическими лучами поликонденсации угле- водородов в гигантских молекулярных облаках <i>Е.Кегеян, Ф.Каталдо, А.Егикян</i>		493

# СОДЕРЖАНИЕ

## Выпуск 4

Спектральные наблюдения субфуоров (EXORS). II. V1143 Ori <i>Эльма С.Парсмян, Раул Мухика</i>	507
Вращательная модуляция блеска и пятна на звездах IN Com, IL Com, UX Aгі, V711 Tau <i>И.Ю.Алексеев, А.В.Кожевникова</i>	519
Спектральное и фотоэлектрическое исследование Ae/Be звезды Хербига HD 259431 <i>Я.Н.Чхиквадзе</i>	533
Спектральные наблюдения новоподобной звезды TT Aгі <i>Н.Д.Меликян, А.А.Карапетян</i>	543
О формировании протяженных оболочек звезд типа Вольфа-Райе <i>В.Г.Горбацкий</i>	555
Моделирование затменной двойной системы VW Лебеда <i>К.А.Антонюк, Э.А.Антохина</i>	565
Модель магнитного поля HD 2453 <i>Ю.В.Глаголевский</i>	575
Система VM Ori. II. Содержание гелия и железа в атмосфере главной звезды <i>Э.А.Витриченко, В.Г.Клочкова, В.В.Цымбал</i>	583
Классификация звезд по сводным от покраснения параметрам Q и D <i>Р.Х.Оганесян</i>	589
Объекты с континуальным спектром Второго Бюраканского обзора неба <i>С.К.Балаян, О.В.Верходанов</i>	595
К теории аккреции на нейтронные звезды <i>Г.П.Алоджанц, С.Камера, М.Ба, Ф.Уларе</i>	605
Поиски HH-объектов и эмиссионных звезд в областях звездообра- зования. III. PMS-звезды в NGC 7129 <i>Т.Ю.Магакян, Т.А.Мовсисян, Е.Г.Никогосян</i>	611
Люминесценция пыли туманности CED 201 <i>И.А.Симония</i>	625
Подсчеты слабых голубых объектов и аномальное красное смещение <i>Г.А.Арутюнян</i>	635
Свойства галактик Второго Бюраканского обзора. II. Характерные особенности отдельной выборки галактик <i>Л.К.Ерастова</i>	647
Эволюция политропных дисков Римана внутри гало <i>М.Г.Абрамян</i>	657
<b>КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ</b>	
О пространственном распределении пульсаров <i>В.Г.Малумян, А.Н.Арутюнян</i>	671

# CONTENTS

## Number 1

Herbig Ae/Be star V586 Ori	<i>I.N.Chkhikvadze</i>	5
The spectral investigation of two Herbig-Haro objects - HH84 and HH85	<i>E.R.Hovhannessian, T.Yu.Magakian, T.A.Movsessian</i>	17
Absolute calibration of the PL relations of classical cepheids on the basis of HIPPARCOS parallaxes and the distances of the Magellanic Clouds	<i>H.V.Abrahamyan</i>	25
On characteristic and dynamic ages of pulsars	<i>T.G.Mdzinarishvili, G.I.Melikidze, R.M.Dzigvashvili</i>	37
2D simulation of dynamics of the collapse of the rotating core and neutron star formation on adaptive triangular grid in Lagrangian coordinates	<i>N.V.Ardeljan, G.S.Bisnovatyi-Kogan, K.V.Kosmachevskii, S.G.Moiseenko</i>	47
Neutron stars with a quark core. II. The basic integral and structural parameters	<i>G.B.Alaverdyan, A.R.Harutyunyan, Yu.L.Vartanyan</i>	65
Spectrophotometry of the galaxies with UV-excess	<i>M.A.Kazarian, E.L.Karapetian</i>	79
The physical conditions in OH megamaser galaxies	<i>R.A.Kandalyan</i>	87
Properties of the Second Byurakan survey galaxies. I. Diagnostic diagrams	<i>L.K.Erastova</i>	97
Optical identifications of IRAS point sources. Galaxies. IX	<i>A.M.Mickaelian, L.A.Sargsyan</i>	109
Radiative transfer in inhomogeneous atmosphere. I	<i>A.G.Nikoghossian</i>	123
The parametrization of the ground state and its applications to planetary systems	<i>Tapan K.Chatterjee, V.B.Magalinsky</i>	139
Stability of a galactic disk with the law of rotation defined by the external field	<i>V.A.Antonov, A.S.Baranov</i>	149
Third integral and the dynamic of the Galaxy near the Sun	<i>A.M.Boichenko</i>	161

# CONTENTS

## Number 2

<i>UBVRI</i> photometry and polarimetry of eclipsing binary RY Per <i>N.M.Shakhovskoy, K.A.Antonyuk</i>	171
On new runaway O-stars with HIPPARCOS <i>T.G.Mdzinarishvili</i>	183
Search of HH objects and emission-line stars in the star forming regions. II. The region of GM1-61 and V453 Ori nebulae <i>T.Yu.Magakian, T.A.Movsessian, E.H.Nikoghossian</i>	191
BM Ori system. I. The anomalies in radial velocities <i>E.A.Vitrichenko, V.G.Klochkova</i>	199
The comparative analysis of "accurate" and "approximate" evaluation procedure of absolute and relative elements of the detached close binary systems <i>G.N.Dryomova, M.A.Svechnikov</i>	207
Models of strange stars with a crust and strange dwarfs <i>Yu.L.Vartanyan, A.K.Grigoryan, T.R.Sargsyan</i>	223
A note on time - independent electric field in superconductors <i>D.M.Sedrakian, R.A.Krikorian</i>	237
On dynamical state of molecular gas in the galaxy <i>Yu.A.Shchekinov</i>	241
Optical identifications of IRAS point sources. Galaxies. X <i>A.M.Mickaelian, L.A.Sargsyan</i>	251
Modeling of stellar populations in resolved galaxies <i>D.I.Makarov, L.N.Makarova</i>	267
The universe evolution as possible mechanism of formation of galaxies and their clusters <i>A.Gusev, P.Flin, V.Pervushin, S.Vinitzky, A.Zorin</i>	283
Radiative transfer in inhomogeneous atmosphere. II <i>A.G.Nikoghossian</i>	289
Quantum vacuum effects in the gravitational field of the global monopole <i>A.A.Saharian</i>	303
REVIEWS	
Superassociations and stellar complexes in galaxies <i>Yu.N.Efremov</i>	319

# CONTENTS

## Number 3

- Long-term spectral variability of Herbig Ae-star HD 179218  
*O.V.Kozlova* 339
- FBS 0137+400: A mass losing AGB Carbon Mira?  
*K.S.Gigoyan, H.V.Abrahamyan, N.Mauron, M.Azzopardi, D.Russeil* 355
- On the light circular polarization of stars  
*M.H.Eritsian* 361
- On the problem of flare star spatial density reconstruction in Pleiades  
*H.S.Chavushian, H.V.Pikichian, A.V.Oskanian, G.H.Broutian* 369
- Gravitational radiation from pulsating magnetic white dwarfs  
*M.Benacquista, D.M.Sedrakian, M.V.Hairapetyan, K.M.Shahabasyan*  
*A.A.Sadoyan* 381
- Giant molecular clouds formation peculiarities in the central regions  
of spiral galaxies  
*E.V.Volkov* 393
- On the formation of fractal structure of giant molecular clouds of  
Galaxy  
*P.A.Tarakanov* 403
- On rotation of an isolated globule  
*A.L.Gyulbudaghian, J.May* 415
- Spectral observations of BIG objects. III  
*A.M.Mickaelian* 425
- Spectroscopy of galaxies in the selected fields of the Second Byurakan  
survey  
*S.A.Hakopian, S.K.Balayan* 443
- The classical cepheids and the distances of HST program galaxies  
*H.V.Abrahamyan* 455
- Electromagnetic field around a cylinder with a periodic electrical  
current: energy flux from relativistic jet  
*G.S.Bisnovatyi-Kogan* 473
- Radiative transfer in inhomogeneous atmosphere. III  
*A.G.Nikoghossian* 481
- Cosmic rays induced polycondensate hydrocarbons in the giant mole-  
cular clouds  
*Y.Keheyan, F.Cataldo, A.Yeghikyan* 493

# CONTENTS

## Number 4

Spectral Observations of subfuors (EXORS). II. V1143 Ori	
	<i>Elma S.Parsamian, Raul Mujica</i> 507
Rotational modulation and starspots on RS CVn-type stars IN Com, IL Com, UX Ari, V711 Tau	
	<i>I.Yu.Alekseev, A.V.Kozhevnikova</i> 519
Spectral and photoelectric investigation of the Herbig Ae/Be star HD259431	
	<i>J.N.Chkhikvadze</i> 533
Spectral observations of novalike star TT Ari	
	<i>N.D.Melikian, A.A.Karapetian</i> 543
On formation of the WR type stars expanding envelopes	
	<i>V.G.Gorbatsky</i> 555
Modeling of the eclipsing binary system VW Cygni	
	<i>K.A.Antonyuk, E.A.Antokhina</i> 565
Magnetic model of HD 2453	
	<i>Yu.V.Glagolevskij</i> 575
The BM Ori system. II. The abundance of helium and iron of main star atmosphere	
	<i>E.A.Vitrichenko, V.G.Klochkova, V.V.Tsymbal</i> 583
The stars classification by the free from reddening parameters Q and D	
	<i>R.Kh.Hovhannessian</i> 589
Objects with continual spectra in the Second Byurakan sky survey	
	<i>S.K.Balayan, O.V.Verkhodanov</i> 595
To the accretion theory on the neutron stars	
	<i>G.Alojandc, S.Kamara, M.Ba, F.Ulara</i> 605
Search of HH objects and emission-line stars in the star forming regions.	
III. PMS-stars in NGC 7129	
	<i>T.Yu. Magakian, T.A.Movsessian, E.H.Nikogossian</i> 611
Luminescence of the CED 201 nebula dust	
	<i>I.A.Simonia</i> 625
Counts of faint blue galaxies and intrinsic redshifts	
	<i>H.A.Harutyunian</i> 635
The properties of the second Byurakan survey galaxies. II. Some typical features of separate sample of galaxies	
	<i>L.K.Erastova</i> 647
Evolution of the Riemann polytropic discs in halo	
	<i>M.G.Abrahamyan</i> 657
NOTES	
On the space distribution of pulsars	
	<i>V.H.Malumian, A.N.Harutyunyan</i> 671

# CONTENTS

Spectral Observations of subfuors (EXORS). II. V1143 Ori	507
<i>Elma S.Parsamian, Raul Mujica</i>	
Rotational modulation and starspots on RS CVn-type stars IN Com, IL Com, UX Ari, V711 Tau	519
<i>I.Yu.Alekseev, A.V.Kozhevnikova</i>	
Spectral and photoelectric investigation of the Herbig Ae/Be star HD259431	533
<i>J.N.Chkhikvadze</i>	
Spectral observations of novalike star TT Ari	543
<i>N.D.Melikian, A.A.Karapetian</i>	
On formation of the WR type stars expanding envelopes	555
<i>V.G.Gorbatsky</i>	
Modeling of the eclipsing binary system VW Cygni	565
<i>K.A.Antonyuk, E.A.Antokhina</i>	
Magnetic model of HD 2453	575
<i>Yu.V.Glagolevskij</i>	
The BM Ori system. II. The abundance of helium and iron of main star atmosphere	583
<i>E.A.Vitrichenko, V.G.Klochkova, V.V.Tsybal</i>	
The stars classification by the free from reddening parameters Q and D	589
<i>R.Kh.Hovhannessian</i>	
Objects with continual spectra in the Second Byurakan sky survey	595
<i>S.K.Balayan, O.V.Verkhodanov</i>	
To the accretion theory on the neutron stars	605
<i>G.Alojandc, S.Kamara, M.Ba, F.Ulara</i>	
Search of HH objects and emission-line stars in the star forming regions. III. PMS-stars in NGC 7129	611
<i>T.Yu. Magakian, T.A.Movsessian, E.H.Nikogossian</i>	
Luminescence of the CED 201 nebula dust	625
<i>I.A.Simonia</i>	
Counts of faint blue galaxies and intrinsic redshifts	635
<i>H.A.Harutyunian</i>	
The properties of the second Byurakan survey galaxies. II. Some typical features of separate sample of galaxies	647
<i>L.K.Erastova</i>	
Evolution of the Riemann polytropic discs in halo	657
<i>M.G.Abrahamyan</i>	
NOTES	
On the space distribution of pulsars	671
<i>V.H.Malumian, A.N.Harutyunyan</i>	

## СОДЕРЖАНИЕ (продолжение)

- СИСТЕМА ВМ Ori. II. СОДЕРЖАНИЕ ГЕЛИЯ И ЖЕЛЕЗА В  
АТМОСФЕРЕ ГЛАВНОЙ ЗВЕЗДЫ  
*Э.А.Витриченко, В.Г.Клочкова, В.В.Цымбал* 583
- КЛАССИФИКАЦИЯ ЗВЕЗД ПО СВОБОДНЫМ ОТ ПОКРАС-  
НЕНИЯ ПАРАМЕТРАМ Q И D  
*Р.Х.Оганесян* 589
- ОБЪЕКТЫ С КONTИНУАЛЬНЫМ СПЕКТРОМ ВТОРОГО  
БЮРАКАНСКОГО ОБЗОРА НЕБА  
*С.К.Балаян, О.В.Верходанов* 595
- К ТЕОРИИ АККРЕЦИИ НА НЕЙТРОННЫЕ ЗВЕЗДЫ  
*Г.П.Алоджанц, С.Камава, М.Ба, Ф.Уларе* 605
- ПОИСКИ НН-ОБЪЕКТОВ И ЭМИССИОННЫХ ЗВЕЗД В ОБ-  
ЛАСТЯХ ЗВЕЗДООБРАЗОВАНИЯ. III. PMS-ЗВЕЗДЫ В NGC7129  
*Т.Ю.Магакян, Т.А.Мовсесян, Е.Г.Никогосян* 611
- ЛЮМИНЕСЦЕНЦИЯ ПЫЛИ ТУМАННОСТИ CED 201  
*И.А.Симония* 625
- ПОДСЧЕТЫ СЛАБЫХ ГОЛУБЫХ ОБЪЕКТОВ И АНОМАЛЬНОЕ  
КРАСНОЕ СМЕЩЕНИЕ  
*Г.А.Арутюнян* 635
- СВОЙСТВА ГАЛАКТИК ВТОРОГО БЮРАКАНСКОГО ОБЗОРА.  
II. ХАРАКТЕРНЫЕ ОСОБЕННОСТИ ОТДЕЛЬНОЙ ВЫБОРКИ  
ГАЛАКТИК  
*Л.К.Ерастова* 647
- ЭВОЛЮЦИЯ ПОЛИТРОПНЫХ ДИСКОВ РИМАНА ВНУТРИ  
ГАЛО  
*М.Г.Абрамян* 657
- КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ**
- О ПРОСТРАНСТВЕННОМ РАСПРЕДЕЛЕНИИ ПУЛЬСАРОВ  
*В.Г.Малумян, А.Н.Арутюнян* 671