

ԱՍՏՂԱՖԻԶԻԿԱ

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 49

ФЕВРАЛЬ, 2006

ВЫПУСК 1

ОЦЕНКИ МАССЫ МЕСТНОЙ ГРУППЫ И ГРУППЫ М 81
ПО ИСКАЖЕНИЯМ ОКРЕСТНОГО ПОЛЯ СКОРОСТЕЙ

И.Д.Караченцев, О.Г.Кашибадзе 5

СПЕКТРАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ОБЪЕКТОВ VIG НА
2.6-м ТЕЛЕСКОПЕ БАО

Л.А.Саргсян, А.М.Микаелян 23

ФОТОПОЛЯРИМЕТРИЯ ЗС 66А В 2003г.

Ю.С.Ефимов, Н.В.Примах 41

СПЕКТРАЛЬНЫЕ НАБЛЮДЕНИЯ ЗВЕЗД, СВЯЗАННЫХ С
ТУМАННОСТЯМИ. I. PP 52, 57, 63, 89

Эльма С.Парсамян, Л.Г.Гаспарян 61

СПЕКТРАЛЬНОЕ ИЗУЧЕНИЕ ОБЪЕКТА NN12

Е.Р.Оганесян, Т.Ю.Магакян, Т.А.Мовсесян 71

ВЛИЯНИЕ ЗВЕЗДНОГО ВЕТРА НА ДОЛГОВРЕМЕННУЮ
ПЕРЕМЕННОСТЬ ЭМИССИОННОЙ ЛИНИИ $H\alpha$. СЛУЧАЙ
Ae-ЗВЕЗДЫ ХЕРБИГА HD 31648

О.В.Козлова 81

FVS 2213+421: ЯВЛЯЕТСЯ ЛИ ПОГРУЖЕННАЯ В ПЫЛЕВУЮ
ОБОЛОЧКУ ДОЛГОПЕРИОДИЧЕСКАЯ АВГ МИРИДОЙ?

К.С.Гигоян, Д.Руссей 91

(Продолжение на 4-й стр. обложки)

Խմբագրական կոլեգիա

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

Редакционная коллегия

Главный редактор: Д.М.Седракан (Армения)
Заместители главного редактора: В.В.Иванов (Россия), Э.Е.Хачикян (Армения)
Ответственный секретарь: А.Т.Каллоглян (Армения)
Г.С.Бисноватый-Коган (Россия), А.А.Боярчук (Россия), Ю.Н.Гнедин (Россия),
В.П.Гринин (Россия-Украина), И.Д.Караченцев (Россия), Д.Кунт (Франция),
А.Г.Никогосян (Армения), Э.С.Парсамян (Армения), Г.Н.Салуквадзе (Грузия),
Е.Терзян (США), А.М.Черепашук (Россия)

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

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

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

УДК: 524.7

ОЦЕНКИ МАССЫ МЕСТНОЙ ГРУППЫ И ГРУППЫ М 81 ПО ИСКАЖЕНИЯМ ОКРЕСТНОГО ПОЛЯ СКОРОСТЕЙ

И.Д.КАРАЧЕНЦЕВ¹, О.Г.КАШИБАДЗЕ²

Поступила 12 августа 2005

Основываясь на высокоточных измерениях расстояний до близких галактик на космическом телескопе Хаббла, мы определили радиус сферы нулевой скорости для Местной группы, $R_0 = 0.96 \pm 0.03$ Мпк, и для группы галактик вокруг М 81/М 82, 0.89 ± 0.05 Мпк. Эти значения приводят к оценкам полной массы групп, соответственно, $M_T = (1.29 \pm 0.14) \cdot 10^{12} M_\odot$ и $(1.03 \pm 0.17) \cdot 10^{12} M_\odot$. Используемый нами R_0 -метод позволяет определить также отношение масс у двух самых ярких членов в обеих группах. Варьируя положение центра масс между двумя главными членами группы и добиваясь минимального рассеяния галактик на хаббловской диаграмме, мы получили для нашей Галактики и Андромеды отношение масс $0.8 : 1.0$, а для галактик М 82 и М 81 отношение масс $0.54 : 1.00$ в хорошем согласии с наблюдаемым отношением светимостей этих галактик.

1. *Введение.* До недавнего времени использование вириального соотношения $2T + U = 0$ между кинетической (T) и потенциальной (U) энергией группы галактик являлось единственным методом вычисления массы систем галактик на масштабе ~ 0.3 Мпк. Однако неопределенность членства некоторых галактик даже в самых близких группах, возможное отсутствие предполагаемого вириального равновесия, а также неизвестный характер преобладающих движений в группах делают вириальные оценки массы не вполне надежным инструментом, особенно в случае рассеянных (бедных) групп.

Как было отмечено Линден-Беллом [1], всякая группа как некая концентрация массы, оказывает тормозящее воздействие на окружающий хаббловский поток. На малых расстояниях от центра группы зависимость "скорость-расстояние" отклоняется от линейного хаббловского закона $V = H_0 R$ и пересекает линию нулевой скорости при значении $R = R_0$, которое получило название "радиус сферы нулевой скорости". Согласно [1], в случае сферической симметрии полная масса группы M_T и радиус R_0 связаны простым соотношением

$$M_T = (\pi^2 / 8G) \cdot R_0^3 T_0^{-2}, \quad (1)$$

где G - постоянная тяготения, а T_0 - возраст Вселенной. Таким образом, определение из наблюдательных данных величины R_0 позволяет вычислить массу группы, поскольку третий параметр в (1) - возраст Вселенной

известен сейчас с достаточно хорошей точностью: $T_0 = 13.7 \pm 0.2$ млрд. лет [2]. Эти соображения были использованы Сэндиджем [3,4] и Жиро [5] для оценки массы Местной группы. Основываясь на расстояниях и скоростях дюжины близких галактик, Сэндидж [3] определил полную массу Местной группы как $4 \cdot 10^{11} M_{\odot}$. В то время расстояния даже до самых близких галактик были измерены с невысокой точностью. К примеру, принятые Сэндиджем расстояния до некоторых галактик сильно отличаются от современных надежных оценок, указанных в скобках: 1.58 Мпк для LeoA (0.69 Мпк), 1.66 Мпк для NGC 300 (2.15 Мпк), 2.51 Мпк для Pegasus dIг (0.76 Мпк), 2.63 Мпк для NGC 2403 (3.30 Мпк), 5.75 Мпк для M 81 (3.63 Мпк) и 6.31 Мпк для IC 342 (3.28 Мпк). Недавно Караченцев и др. [6] использовали аккуратные оценки расстояний и скоростей у 38 ближайших галактик в окрестности LG и получили значение полной массы группы $(1.3 \pm 0.3) \cdot 10^{12} M_{\odot}$, т.е. в три раза выше оценки Сэндиджа. Позднее этот же подход был применен к определению R_0 и M_T для других близких групп вокруг M 81, CentaurusA, IC342, NGC 253 (Sculptor filament) и NGC 4736 (Canes Venatici cloud). Сводка оценок полной массы этих групп и их сравнение с вириальными оценками массы были представлены в [7]. Как показало сравнение, в группах галактик с "временем пересечения" $t_{\text{cross}} < (2 \cdot H_0)^{-1}$ оценки массы по внутренним (вириальным) движениям и внешнему хаббловскому узору скоростей согласуются друг с другом в пределах ошибок измерений (~30 - 40%). Остается, однако, открытым вопрос, насколько устойчива оценка массы новым методом в зависимости от тех или иных предположений о структуре и кинематике самой группы и ее окружения. Выяснение этих вопросов и является предметом данной работы.

2. Наблюдательные данные для определения радиуса R_0

Рассмотрим группу галактик с центром в "С" (рис. 1а), которая находится от наблюдателя (LG) на расстоянии D_c и удаляется по лучу зрения со скоростью V_c . Пусть в окрестности группы на расстоянии D_g от наблюдателя имеется галактика G, которая движется по лучу зрения со скоростью V_g . При угловом расстоянии Θ между С и G, их взаимное линейное расстояние R выражается как

$$R^2 = D_g^2 + D_c^2 - 2 D_g \cdot D_c \cdot \cos \Theta, \quad (2)$$

а взаимная разность скоростей в проекции на линию, их соединяющую, есть

$$V_{gc} = V_g \cdot \cos \lambda - V_c \cdot \cos \mu, \quad (3)$$

где $\mu = \lambda + \Theta$, а

$$\operatorname{tg} \lambda = D_c \cdot \sin \Theta / (D_g - D_c \cdot \cos \Theta). \quad (4)$$

Здесь мы предполагали, что случайные пекулярные скорости галактик малы по сравнению со скоростями регулярного хаббловского потока.

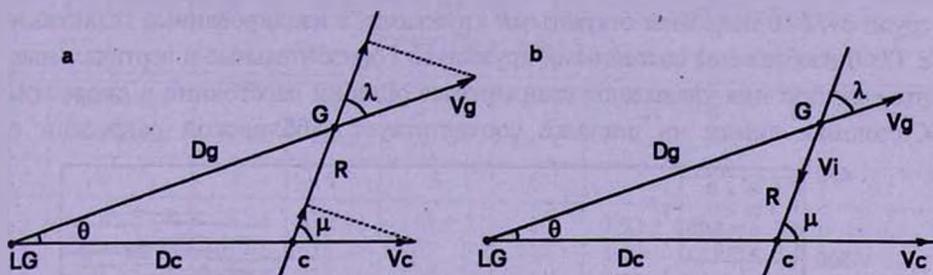


Рис.1. Схемы движения галактики относительно центра группы.

Для построения зависимости между V_{μ} и R мы использовали наблюдательные данные о лучевых скоростях и расстояниях галактик в окрестностях нашей Галактики (MW), Андромеды (M 31) и M 81. Главным источником данных служил Catalog of Neighboring Galaxies = CNG [8], дополненный самыми последними измерениями расстояний до близких галактик. Используемые ниже данные собраны в табл.1, столбцы которой содержат: 1 - имя галактики; 2, 3 - ее галактические координаты; 4 - гелиоцентрическую лучевую скорость со стандартной ошибкой измерения; 5 - лучевую скорость, приведенную к центроиду Местной группы (LG) с параметрами апекса из NED (NASA Extragalactic Database); 6 - измеренное расстояние до галактики и его погрешность в Мпк; 7 - так называемый приливной индекс или индекс изолированности галактики

$$TI_k = \max[\log(M_k/D_{ik})^3] + C, \quad k = 1, 2, \dots \quad (5)$$

где M_k - масса соседней галактики, расположенной на расстоянии D_{ik} от рассматриваемой; константа C здесь выбрана таким образом, чтобы отрицательные значения TI соответствовали изолированным галактикам общего поля, а положительные - членам групп; 8 - ссылка на источник данных о расстоянии галактики. В эту выборку мы включали только галактики с аккуратно измеренными расстояниями, большинство расстояний определено по светимости верхушки ветви красных гигантов (TRGB) с типичной погрешностью $\sim 10\%$. Предварительные оценки расстояния, полученные в текущих обзорах близких галактик, которые выполняются на HST по программам Karachentsev (№9971, №10234) и Tully (№10210), обозначены, соответственно, как Kar05, Kar06 и Tully05. Всего в нашей выборке содержится 133 близкие галактики. В этом же объеме известно еще 35 галактик, однако расстояния у них измерены пока с низкой точностью или же отсутствуют измерения лучевых скоростей.

Используя скорости и расстояния из колонок 5 и 6 табл.1, мы

построили хаббловскую диаграмму $V_{LG} \propto D_{MW}$ для 104 самых близких галактик в сфере радиусом 4 Мпк от нас. На этой диаграмме (рис.2) члены групп с $TI > 0$ показаны открытыми кружками, а изолированные галактики с $TI < 0$ изображены сплошными кружками. Горизонтальные и вертикальные отрезки при них указывают стандартные ошибки расстояния и скорости. Сплошная линия на рисунке соответствует хаббловской регрессии с

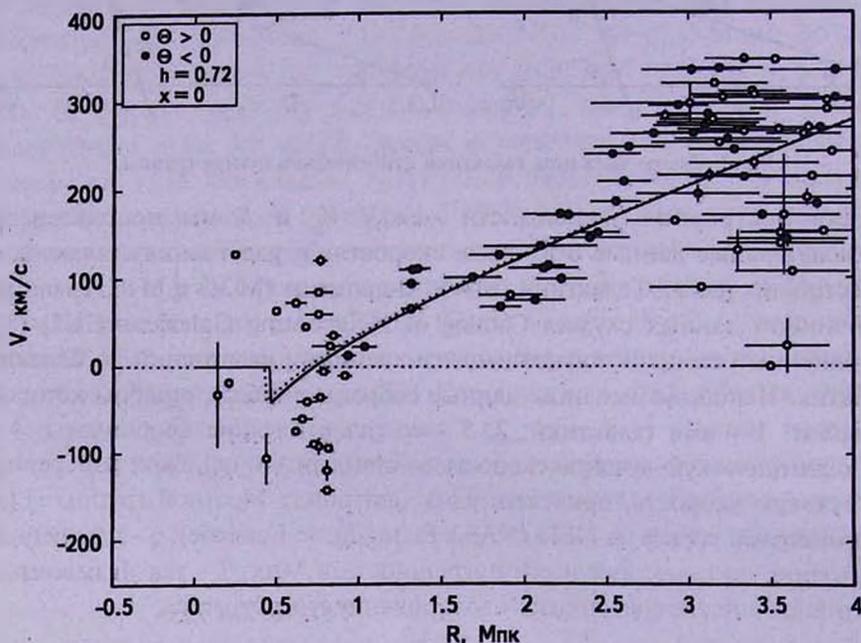


Рис.2. Хаббловская диаграмма для окрестностей Местной группы в случае, когда центром группы является наша Галактика (Млечный Путь).

параметром $H_0 = 72 \text{ км с}^{-1} \text{ Мпк}^{-1}$, искривленной на малых расстояниях из-за гравитационного торможения массой Местной группы. Из семейства регрессий с одинаковым значением H_0 и разными значениями M_{LG} (или R_0) показана только одна регрессия, для которой сумма квадратов уклонений галактик является минимальной. Эта регрессия пересекает линию нулевой скорости при $R_0 = 0.73 \text{ Мпк}$.

Как видно из этой диаграммы, дисперсия скоростей галактик относительно хаббловской регрессии заметно возрастает при $R \approx 3-4 \text{ Мпк}$. Причиной этого являются галактики в группах вокруг М 81 и IC 342/Maffei с большими вириальными скоростями. Две из них (KDG63 и KDG61) имеют близкие к нулю скорости по отношению к центроиду LG. Если продолжить хаббловскую диаграмму до расстояний $\sim 15-20 \text{ Мпк}$, то там мы снова встретим галактики со скоростями $V_{LG} < 0$, которые располагаются в зоне больших вириальных движений в

Таблица 1

ГАЛАКТИКИ С АККУРАТНЫМИ ОЦЕНКАМИ РАССТОЯНИЙ И СКОРОСТЕЙ В ОКРЕСТНОСТЯХ МЕСТНОЙ ГРУППЫ И ГРУППЫ М81

N	Название галактики	l град.	b град.	$V_r \pm dV$ км с ⁻¹	V_{LG} км с ⁻¹	$D_{MW} \pm dD$ Мпк	Tl	Ссылка
1	2	3	4	5	6	7	8	9
1	WLM	75.86	-73.62	-116 ± 2	-10	0.92 ± 0.04	0.3	CNG
2	ESO349-31	351.48	-78.12	207 7	216	3.13 0.31	0.5	Kar05
3	NGC55	332.67	-75.74	129 3	111	2.12 0.21	-0.4	[12]
4	IC10	118.97	-3.34	-344 1	-60	0.66 0.06	1.8	CNG
5	ESO294-10	320.42	-74.42	117 5	81	1.92 0.19	1.0	CNG
6	NGC147	119.82	-14.25	-193 3	85	0.76 0.08	3.0	CNG
7	AndIII	119.37	-26.26	-355 9	-92	0.76 0.07	3.5	CNG
8	NGC185	120.79	-14.48	-202 3	73	0.62 0.06	2.3	CNG
9	NGC205	120.72	-21.14	-244 3	24	0.83 0.11	3.7	CNG
10	NGC221	121.15	-21.98	-145 6	121	0.77 0.04	6.8	CNG
11	M31	121.17	-21.57	-301 1	-35	0.77 0.04	4.6	CNG
12	AndI	121.68	-24.82	-380 11	-120	0.81 0.03	3.7	CNG
13	NGC247	113.94	-83.56	160 2	215	3.75 0.38	1.3	Kar05
14	NGC253	97.43	-87.97	241 2	274	3.94 0.37	0.3	CNG
15	DDO6	119.39	-83.88	295 5	348	3.34 0.24	0.5	CNG
16	SMC	302.81	-44.33	158 4	-22	0.06 0.01	3.5	CNG
17	NGC300	299.21	-79.42	144 5	114	2.15 0.10	-0.3	CNG
18	Sculptor	287.53	-83.16	110 1	96	0.09 0.01	2.8	CNG
19	LGS-3	126.77	-40.88	-286 5	-74	0.62 0.02	1.7	CNG
20	IC1613	129.79	-60.56	-232 1	-89	0.73 0.02	0.9	CNG
21	KKH5	125.49	-11.35	39 2	304	4.26 0.43	-1.2	CNG
22	NGC404	127.03	-27.01	-48 9	195	3.06 0.37	-1.0	CNG
23	AndV	126.22	-15.12	-403 4	-143	0.81 0.04	2.8	CNG
24	AndII	128.92	-29.16	-188 3	46	0.68 0.02	2.4	CNG
25	M33	133.61	-31.33	-180 3	36	0.85 0.04	2.0	CNG
26	KKH6	129.68	-10.21	17 1	270	3.80 0.38	-0.8	Kar05
27	NGC625	273.67	-73.12	405 1	335	3.89 0.39	-0.4	[13]
28	Phoenix	272.16	-68.95	-13 29	-106	0.44 0.02	0.8	CNG
29	Maffei1	135.86	-0.55	66 22	297	3.01 0.60	2.7	[14]
30	Fornax	237.29	-65.65	53 9	-32	0.14 0.01	2.3	CNG
31	KK35	138.20	10.30	105 1	320	3.16 0.32	2.4	CNG
32	IC342	138.17	10.58	31 3	245	3.28 0.27	-0.1	CNG
33	UGCA86	139.77	10.64	67 4	275	3.12 0.31	0.3	Kar05
34	Carina	137.25	16.20	-47 1	164	3.93 0.47	0.1	CNG
35	UGCA92	144.70	10.51	-99 5	89	3.08 0.31	1.1	Kar05
36	NGC1560	138.37	16.02	-36 5	171	3.45 0.36	1.0	CNG
37	CamB	143.38	14.42	77 5	266	3.34 0.32	1.0	CNG
38	UGCA105	148.52	13.66	111 5	279	3.15 0.32	0.3	CNG
39	LMC	280.47	-32.89	278 2	28	0.05 0.01	3.6	CNG
40	KKH34	140.42	22.35	110 1	299	4.61 0.46	-0.8	CNG
41	Carina	260.11	-22.22	223 60	-53	0.10 0.01	2.7	CNG
42	KKH37	133.98	26.54	10 1	214	3.34 0.33	-0.3	Kar05
43	HIZSS003	217.71	0.09	280 1	101	1.69 0.17	-0.6	[15]

Таблица 1 (продолжение)

1	2	3	4	5	6	7	8	9
44	NGC2366	146.43	28.53	99 3	253	3.19 0.41	1.0	CNG
45	NGC2403	150.57	29.19	131 3	268	3.30 0.36	0.0	CNG
46	HoII	144.28	32.69	157 1	311	3.39 0.20	0.6	CNG
47	KDG52	143.82	33.01	113 5	268	3.55 0.26	0.7	CNG
48	DDO53	149.30	34.95	20 1	151	3.56 0.24	0.7	CNG
49	UGC4483	144.97	34.38	156 1	304	3.21 0.18	0.5	CNG
50	HoI	140.73	38.65	139 1	291	3.84 0.46	1.5	CNG
51	NGC2976	143.92	40.90	3 5	139	3.56 0.38	2.7	CNG
52	BK3n	142.31	40.83	-40 5	101	4.02 0.26	1.0	CNG
53	M81	142.09	40.90	-35 4	107	3.63 0.34	2.2	CNG
54	M82	141.40	40.57	202 4	347	3.53 0.26	2.7	CNG
55	KDG61	142.50	41.28	-116 30	23	3.60 0.25	3.9	CNG
56	A0952+69	141.74	40.92	100 5	243	3.87 0.21	1.9	CNG
57	LeoA	196.90	52.42	24 4	-40	0.69 0.06	0.2	CNG
58	SexB	233.20	43.78	301 1	111	1.36 0.07	-0.7	CNG
59	NGC3109	262.10	23.07	403 1	110	1.33 0.08	-0.1	CNG
60	NGC3077	141.90	41.66	13 4	153	3.82 0.38	1.9	CNG
61	Antlia	263.10	22.31	362 1	66	1.32 0.06	2.3	CNG
62	KDG63	144.13	43.10	-129 5	0	3.50 0.24	1.8	CNG
63	LeoI	225.98	49.11	285 2	128	0.25 0.02	1.5	CNG
64	SexA	246.15	39.88	324 1	94	1.32 0.04	-0.6	CNG
65	SexdSph	243.50	42.27	226 2	8	0.09 0.01	2.8	CNG
66	HS117	138.14	41.30	-37 5	116	3.93 0.39	1.9	Kar05
67	DDO78	141.14	44.00	55 9	191	3.72 0.26	1.8	CNG
68	IC2574	140.20	43.60	57 2	197	4.02 0.41	0.9	CNG
69	DDO82	137.90	42.18	56 3	207	4.00 0.40	0.9	CNG
70	KDG73	136.88	44.23	116 6	263	3.70 0.22	1.3	CNG
71	LeoII	220.16	67.23	76 5	-18	0.21 0.02	1.7	CNG
72	UGC6456	127.84	37.33	-103 1	89	4.34 0.43	-0.3	CNG
73	UGC6541	151.90	63.27	250 4	304	3.89 0.47	-0.7	CNG
74	NGC3738	144.56	59.32	228 4	305	4.90 0.49	-1.0	CNG
75	NGC374	157.57	66.45	230 4	264	3.03 0.30	-0.8	CNG
76	KK109	156.85	68.98	212 1	241	4.51 0.45	-0.6	CNG
77	DDO99	166.20	72.75	242 1	248	2.64 0.21	-0.5	CNG
78	NGC4068	138.91	63.04	210 3	290	4.25 0.42	-1.0	Kar05
79	NGC4163	163.21	77.70	163 5	164	2.92 0.29	0.1	Kar05
80	ESO321-14	294.85	24.05	613 5	337	3.19 0.26	-0.3	CNG
81	UGC7242	128.87	50.60	68 2	213	5.20 0.52	0.4	Kar05
82	KDG90	161.10	78.06	280 6	283	2.86 0.14	1.6	CNG
83	NGC4214	160.26	78.07	291 3	295	2.94 0.18	-0.7	CNG
84	UGC7298	135.22	64.06	173 1	255	4.21 0.42	-0.7	CNG
85	NGC4236	127.41	47.36	0 4	160	4.45 0.44	-0.4	CNG
86	NGC4244	154.56	77.16	243 1	255	4.49 0.45	0.0	CNG
87	IC3104	301.41	-16.95	430 5	171	2.27 0.19	-0.5	CNG
88	NGC4395	162.08	81.54	320 1	315	4.61 0.46	0.1	CNG
89	DDO126	148.60	78.74	218 5	231	4.87 0.49	0.1	CNG
90	DDO125	137.75	72.94	195 4	240	2.54 0.17	-0.9	CNG
91	NGC4449	136.85	72.40	201 4	249	4.21 0.42	0.0	CNG
92	UGC7605	150.99	80.13	310 1	317	4.43 0.44	0.7	CNG
93	NGC4605	125.33	55.47	143 5	276	5.32 0.53	-1.1	Kar05

Таблица 1 (окончание)

1	2	3	4	5	6	7	8	9
94	IC3687	131.95	78.46	358 1	385	4.57 0.46	1.1	CNG
95	NGC4736	123.36	76.01	309 1	353	4.66 0.47	-0.5	CNG
96	GR8	310.74	76.98	214 3	136	2.10 0.34	-1.2	CNG
97	IC4182	107.71	79.09	320 1	356	4.70 0.65	0.6	CNG
98	DDO165	120.75	49.36	31 1	196	4.57 0.46	0.0	CNG
99	UGC8215	114.58	70.03	218 1	297	4.47 0.45	-0.5	Kar05
100	DDO167	111.62	70.32	163 6	243	4.19 0.47	0.0	CNG
101	DDO168	110.76	70.66	194 1	273	4.33 0.43	0.0	CNG
102	NGC5102	309.73	25.84	467 7	230	3.40 0.39	0.7	CNG
103	NGC5204	113.50	58.01	203 1	341	4.65 0.46	-1.1	CNG
104	UGC8508	111.14	61.31	62 5	186	2.56 0.15	-1.0	CNG
105	NGC5237	311.88	19.22	361 4	122	3.30 0.33	2.1	Kar05
106	UGC8638	23.28	78.99	274 1	273	4.09 0.40	-1.3	Kar05
107	DDO181	89.73	73.12	202 1	272	3.10 0.31	-1.3	Tully05
108	ESO325-11	313.51	19.91	540 4	307	3.40 0.39	1.1	CNG
109	DDO183	77.79	73.45	191 1	257	3.24 0.32	-0.8	Tully05
110	KKH86	339.04	62.60	287 3	209	2.61 0.16	-1.5	CNG
111	UGC8833	69.71	73.96	226 5	285	3.22 0.31	-1.4	Tully05
112	KK230	63.71	71.99	62 2	126	1.85 0.18	-1.0	Kar05
113	DDO187	25.57	70.46	152 4	172	2.22 0.22	-1.3	Tully05
114	DDO190	82.01	64.48	150 4	263	2.79 0.26	-1.3	CNG
115	UMin	104.95	44.80	-247 1	-44	0.06 0.01	3.3	CNG
116	ESO274-01	326.80	9.33	522 5	335	3.02 0.30	-1.0	Kar06
117	KKR25	83.88	44.41	-139 2	68	1.86 0.12	-0.7	CNG
118	Draco	86.36	34.75	-293 21	-48	0.08 0.01	3.0	CNG
119	MilkyWay	0.73	0.57	0 10	-88	0.01 0.00	2.5	CNG
120	IC4662	328.55	-17.85	308 4	145	2.40 0.24	-0.9	Kar05
121	NGC6503	100.57	30.64	43 7	301	5.27 0.53	-1.2	CNG
122	SagdSph	5.61	-14.09	142 4	161	0.02 0.00	5.6	CNG
123	NGC6789	94.97	21.52	-141 9	144	3.60 0.36	-1.4	CNG
124	SagDIG	21.06	-16.28	-77 4	23	1.04 0.07	-0.3	CNG
125	NGC6822	25.34	-18.40	-57 2	64	0.50 0.01	0.6	CNG
126	DDO210	34.05	-31.34	-137 5	13	0.94 0.04	-0.1	CNG
127	IC5152	343.92	-50.19	124 3	75	2.07 0.18	-1.1	CNG
128	UGCA438	11.86	-70.86	62 5	99	2.23 0.15	-0.7	CNG
129	CasdSph	109.46	-9.96	-307 2	-5	0.79 0.04	2.0	CNG
130	Pegasus	94.77	-43.55	-184 2	60	0.76 0.08	1.2	CNG
131	KKH98	109.09	-22.38	-137 3	151	2.45 0.13	-0.7	CNG
132	PegdSph	106.04	-36.32	-354 3	-94	0.82 0.02	1.7	CNG
133	NGC7793	4.52	-77.17	229 2	252	3.91 0.41	0.1	CNG

скоплении Девы. Чтобы отделить вклад вириальных движений, мы провели на рис.2 еще одну линию регрессии с использованием только галактик поля. Она показана на рисунке пунктиром и дает несколько меньшее значение искомого радиуса, $R_0 = 0.69$ Мпк.

3. Радиус R_0 и положение центроида Местной группы. Как известно, Местная группа имеет бинарную (гантелеобразную) форму.

Млечный Путь с его спутниками и Андромеда (М31) с ее спутниками разделены расстоянием 0.77 Мпк и движутся навстречу друг другу со скоростью 123 км с^{-1} . Ниже мы рассматриваем, насколько оценка радиуса нулевой скорости для Местной группы зависит от того, где находится ее центр масс. Мы предполагаем, что центр масс нашей группы расположен на линии, соединяющей Млечный Путь и Андромеду на произвольном относительном расстоянии $x = D_c / D_{M31}$. Для каждого значения x с шагом 0.05 в интервале от 0 (центр совпадает с Млечным Путем) до 1 (центр совпадает с М31) нами были вычислены расстояния и скорости галактик, используя выражения (2) и (3). В каждом случае мы строили хаббловскую диаграмму, аналогичную рис.2, и определяли радиус R_0 по критерию χ^2 . Результаты представлены в табл.2. Первый столбец указывает относительное положение центра масс Местной группы, второй и третий - значение радиуса R_0 для всех галактик и отдельно для галактик поля. Четвертый столбец показывает дисперсию скоростей относительно хаббловской регрессии и последний - дисперсию скоростей после квадратичного вычитания ошибок $H_0 \cdot \sigma_D$, вызванных ошибками измерения расстояний до галактик. Чтобы уменьшить вклад

Таблица 2

ПАРАМЕТРЫ ХАББЛОВСКОГО ПОТОКА ВОКРУГ МЕСТНОЙ ГРУППЫ ПРИ РАЗНЫХ ПОЛОЖЕНИЯХ ЦЕНТРА ГРУППЫ МЕЖДУ МЛЕЧНЫМ ПУТЕМ и М31

Положение центра	R_0 Мпк	R_0 , поле Мпк	σ_v км с ⁻¹	σ_{v_c} км с ⁻¹
0.00	0.73	0.69	31.9	20.5
0.05	0.76	0.70	31.4	19.8
0.10	0.77	0.71	30.6	19.0
0.15	0.78	0.73	29.9	18.3
0.20	0.79	0.74	29.4	17.8
0.25	0.79	0.75	29.1	17.2
0.30	0.81	0.77	28.9	17.0
0.35	0.83	0.79	28.6	16.8
0.40	0.83	0.80	28.3	16.7
0.45	0.85	0.81	28.1	16.6
0.50	0.86	0.83	27.8	16.3
0.55	0.95	0.89	23.8	12.8
0.60	0.90	0.89	37.7	22.4
0.65	0.92	0.91	38.5	23.2
0.70	0.93	0.92	39.6	24.3
0.75	0.94	0.94	40.5	25.2
0.80	0.96	0.96	41.7	26.4
0.85	0.97	0.97	42.8	27.5
0.90	0.97	0.99	50.3	34.3
0.95	0.81	1.01	59.7	44.0
1.00	0.88	1.02	61.0	46.3

вириальных движений галактик в близких группах, мы вычисляли σ_V и σ_{rc} по галактикам в интервале расстояний от 0.5 до 2.6 Мпк. Приведенные в табл.2 данные позволяют сделать следующие заключения:

а) При любом положении центра масс LG между Млечным Путем и Андромедой радиус сферы нулевой скорости меняется в ограниченном интервале от 0.73 до 0.97 Мпк (или 0.69 - 1.02 Мпк для галактик поля), что свидетельствует об устойчивости оценки R_0 на основе имеющихся наблюдательных данных.

б) При разных положениях центра масс LG дисперсия скоростей галактик относительно хаббловской регрессии меняется от 23 до 61 км с⁻¹, а с учетом ошибок измерения расстояний галактик σ_{rc} меняется в диапазоне (13-46) км с⁻¹. Следовательно, хаббловский поток вокруг Местной группы является довольно холодным.

в) Принимая минимальную величину σ_V или σ_{rc} в качестве индикатора оптимального положения центра масс LG, мы получаем значение $x = D_c/D_{M31} = 0.55 \pm 0.05$. По закону сохранения количества движения это означает, что массы нашей Галактики и M31 находятся в соотношении $M_{MW} : M_{M31} = 0.8 : 1.0$. Близость оценок масс у обеих галактик с небольшим перевесом в пользу Андромеды хорошо согласуется с отношением их максимальной скорости вращения V_m . Согласно Фукуджита и Пиблсу [9], $V_m(MW) = 241 \pm 13$ км с⁻¹, а из LEDA (Lyon Extracalactic Database) имеем $V_m(M31) = 259 \pm 5$ км с⁻¹. Поскольку массы спиральных галактик приблизительно пропорциональны кубу величины V_m , то из приведенных амплитуд вращения следует соотношение масс, $M_{MW} : M_{M31} = 0.8 : 1.0$, совпадающее с нашей оценкой.

Хаббловская диаграмма для окрестностей LG при положении центроида на расстоянии $D_c = 0.55 \cdot D_{M31} = 0.42$ Мпк представлена на рис.3. Верхняя панель рисунка показывает распределение галактик по скоростям и расстояниям относительно центра масс с указанием соответствующих ошибок в скоростях и расстояниях. Нижняя панель содержит ссылки на порядковые номера галактик в табл.1. Как видно из рисунка, положение радиуса сферы нулевой скорости наиболее чувствительно к скоростям и расстояниям всего лишь нескольких "стратегически расположенных" галактик: LeoA, WLM, DDO210 и SagDIG.

4. *Влияние тангенциальных движений.* До сих пор мы предполагали, что тангенциальные скорости галактик пренебрежимо малы. Чтобы проверить, в какой степени это предположение влияет на оценку радиуса R_0 , мы выполнили численные моделирования хаббловской диаграммы, добавляя к лучевой скорости каждой галактики из табл.1 еще тангенциальную компоненту. Распределение тангенциальных скоростей предполагалось гауссовым со средним $\langle V_t \rangle$ и

стандартным отклонением $\sigma(V_i) = 30 \text{ км с}^{-1}$. Ориентация вектора тангенциальной скорости по позиционному углу задавалась равномерно случайной. Принимая положение центра LG на $D_c/D_{M31} = 0.55$, мы выполнили 10 серий моделирования при $\langle V_i \rangle = 35 \text{ км с}^{-1}$ и $\langle V_i \rangle = 70 \text{ км с}^{-1}$. Последняя величина соответствует дисперсии лучевых скоростей

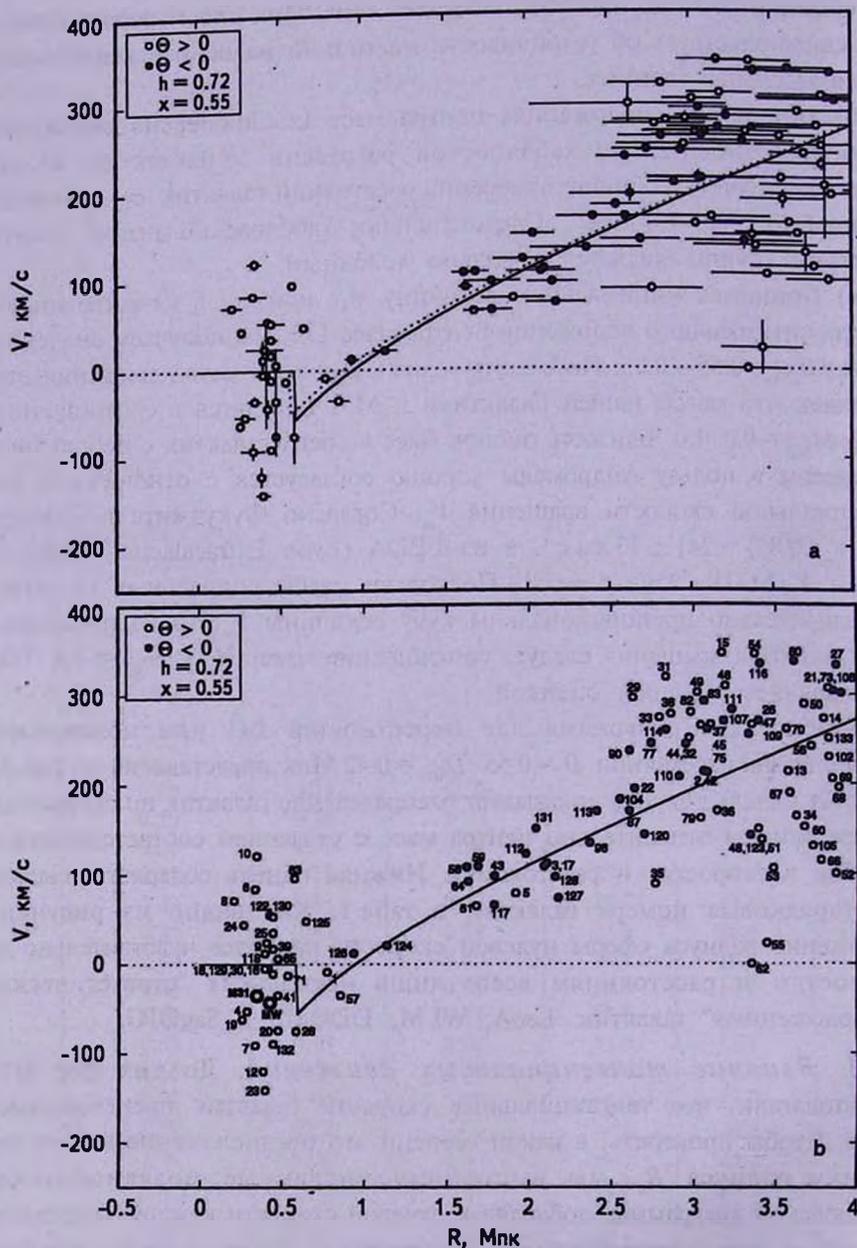


Рис.3. Хаббловская диаграмма окрестностей Местной группы в случае, когда центр масс находится на относительном расстоянии 0.55 в сторону М31.

галактик в LG и группе М81. Результаты определения радиуса R_0 представлены в табл.3. Как следует из этих данных, оценки радиуса флуктуируют вокруг среднего значения $R_0 = 0.96$ Мпк с характерным разбросом всего ± 0.03 Мпк.

Таблица 3

ЗНАЧЕНИЕ РАДИУСА R_0 ДЛЯ МЕСТНОЙ ГРУППЫ ПРИ НАЛИЧИИ У ГАЛАКТИК ТАНГЕНЦИАЛЬНЫХ СКОРОСТЕЙ

	R_0 (Мпк) ($V_t = 35 \text{ км с}^{-1}$)	R_0 (Мпк) ($V_t = 70 \text{ км с}^{-1}$)
	0.99	0.89
	0.96	1.03
	0.95	0.96
	0.96	0.98
	0.95	0.91
	0.94	0.95
	0.99	1.02
	0.96	0.97
	0.91	0.98
	0.95	0.95
Среднее	0.96 ± 0.02	0.96 ± 0.04

Возвращаясь к оценке полной массы LG, мы принимаем в (1) возраст Вселенной $T_0 = 13.7 \pm 0.2$ млрд.лет [2], что приводит к выражению

$$M_T / M_\odot = 1.46 \cdot 10^{12} \cdot (R_0 / \text{Мпк})^3. \quad (6)$$

При указанной погрешности в оценке T_0 и значении радиуса сферы нулевой скорости $R_0 = (0.96 \pm 0.03)$ Мпк величина полной массы Местной группы равна $M_T(LG) = (1.29 \pm 0.14) \cdot 10^{12} M_\odot$. Пренебрегая массой других членов LG, мы получаем значения полной массы двух главных членов группы: $M_{MW} = 5.8 \cdot 10^{11} M_\odot$ и $M_{M81} = 7.1 \cdot 10^{11} M_\odot$.

5. Радиус R_0 для группы М81. Хаббловская диаграмма для галактик в окрестностях М81 представлена на рис.4. Все обозначения здесь такие же, как и на рис.2. Скорости и расстояния галактик выражены по отношению к центроиду группы, совмещенному с ярчайшей галактикой М81. Пересечение хаббловской регрессии с линией нулевой скорости дает $R_0 = 1.10$ Мпк. Регрессия отдельно для изолированных галактик (пунктирная кривая) приводит к несколько меньшей оценке, $R_0 = 1.05$ Мпк.

Как известно, второй по светимости галактикой в этой группе является М82, лучевая скорость которой на 240 км с^{-1} больше, чем у М81. Предполагая, что центр масс группы располагается на линии, соединяющей М81 и М82, мы определили скорости и расстояния галактик по отношению к новому центру и построили соответствующие

хаббловские регрессии. Результаты приведены в табл. 4. Первая колонка таблицы указывает относительное положение центра между M81 ($x=0$) и M82 ($x=1$), вторая и третья колонки дают значение радиуса R_0 для всех галактик и отдельно для галактик поля, две последние колонки

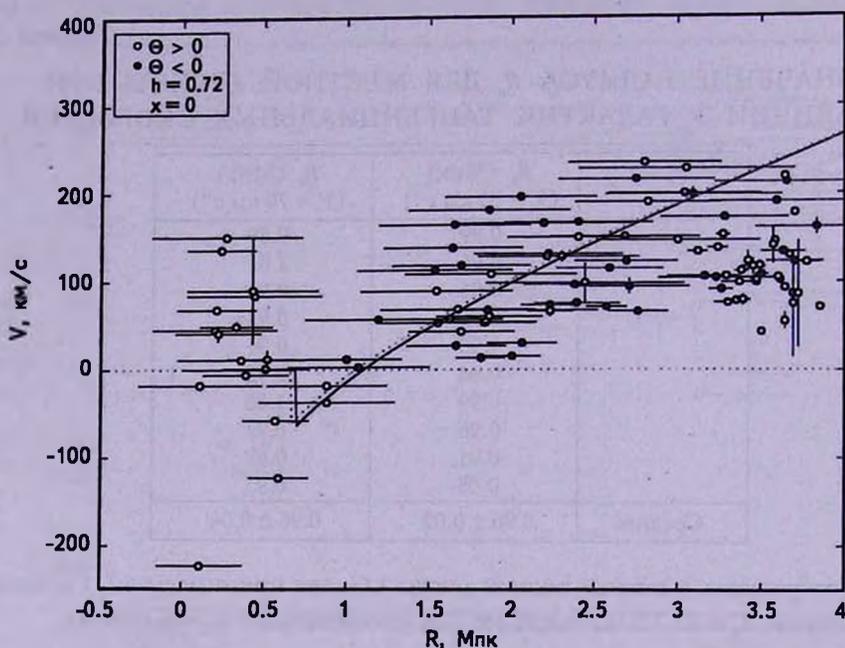


Рис.4. Хаббловская диаграмма для группы M81 и ее окрестностей в случае, когда центром группы является галактика M81.

содержат значения дисперсии скоростей без учета и с учетом ошибок расстояния галактик, $H_0 \cdot \sigma_D$. Оценки R_0 и σ_V сделаны только по галактикам, расположенным в пределах от 0.6 до 3.0 Мпк от центра группы. Из приведенных данных мы можем сделать два заключения:

а) Дисперсия скоростей галактик относительно хаббловской регрессии достигает минимума при положении центра масс группы на расстоянии 0.35 ± 0.05 от M81 в направлении M82. Этому значению соответствует отношение масс двух галактик $M_{M82} : M_{M81} = (0.54 \pm 0.12) : 1$. Полученное соотношение масс согласуется в пределах погрешности с отношением инфракрасных К-светимостей этих галактик, $L_{M82} : L_{M81} = 0.47 : 1$, по данным 2MASS-обзора.

б) Как и в случае окрестностей LG, галактики вокруг группы M81 демонстрируют удивительную "холодность" хаббловского потока. При оптимальном положении центра масс группы ($x=0.35$) дисперсия скоростей относительно хаббловской регрессии не превышает 30 км с^{-1} , а с учетом ошибок измерения расстояний она падает до нескольких км с^{-1} .

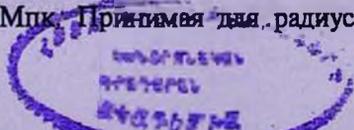
Таблица 4

ПАРАМЕТРЫ ХАББЛОВСКОГО ПОТОКА ВОКРУГ ГРУППЫ М81 ПРИ РАЗНЫХ ПОЛОЖЕНИЯХ ЦЕНТРА ГРУППЫ МЕЖДУ М81 И М82

Положение центра	R_0 (Мпк)	R_0 , поле (Мпк)	σ_v (км с ⁻¹)	σ_{rc} (км с ⁻¹)
0.00	1.10	1.05	49.9	22.2
0.05	1.07	1.03	45.4	17.7
0.10	1.04	1.01	41.2	13.5
0.15	1.01	0.98	37.2	9.7
0.20	0.98	0.96	33.7	6.2
0.25	0.95	0.94	31.0	3.4
0.30	0.92	0.92	29.1	1.5
0.35	0.89	0.90	28.2	0.6
0.40	0.83	0.86	30.1	2.5
0.50	0.80	0.84	32.6	5.0
0.55	0.79	0.82	35.7	8.2
0.60	0.77	0.80	39.4	11.8
0.65	0.74	0.78	43.6	16.1
0.70	0.71	0.76	48.2	20.6
0.75	0.69	0.74	53.0	25.5
0.80	0.66	0.72	58.0	30.5
0.85	0.63	0.70	63.0	35.5
0.90	0.60	0.69	68.4	40.8
0.95	0.63	0.67	73.8	46.3
1.00	0.60	0.65	79.4	51.9

Хаббловская диаграмма для галактик вокруг М81 и М82 при $x=0.35$ представлена на рис.5. Верхняя панель рисунка показывает ошибки измеренных расстояний и скоростей галактик. На нижней панели мы указываем номера, под которыми галактики обозначены в табл.1. Для определения радиуса R_0 наиболее критичными являются положения галактик UGC 6456 = VII Zw403, NGC 4236, KKH37 и UGC 7242, что делает их привлекательными мишенями для применения более рафинированных методов оценки расстояний с целью уточнения величины R_0 .

Чтобы определить роль возможных тангенциальных движений, мы предприняли численное моделирование хаббловского потока вокруг М81/М82, задаваясь теми же параметрами, что и в случае LG. При средней тангенциальной скорости галактик $\langle V_T \rangle = 35 \text{ км с}^{-1}$ мы получили практически то же самое положение центра масс группы $\langle x \rangle = 0.35 \pm 0.03$ и среднее значение радиуса сферы нулевой скорости $\langle R_0 \rangle = 0.89 \pm 0.05$ Мпк. Моделирование при $\langle V_T \rangle = 70 \text{ км с}^{-1}$ оставило эти параметры почти неизменными, но увеличило их погрешности: $\langle x \rangle = 0.37 \pm 0.05$ и $\langle R_0 \rangle = 0.87 \pm 0.10$ Мпк. Принимая для радиуса R_0 значение 0.89 ± 0.05 Мпк, мы



получаем оценку полной массы группы $M_T = (1.03 \pm 0.17) \cdot 10^{12} M_\odot$. Тогда, пренебрегая вкладом других членов группы, имеем индивидуальные массы для двух самых ярких галактик: $M_{M81} = 6.7 \cdot 10^{11} M_\odot$ и $M_{M82} = 3.6 \cdot 10^{11} M_\odot$.

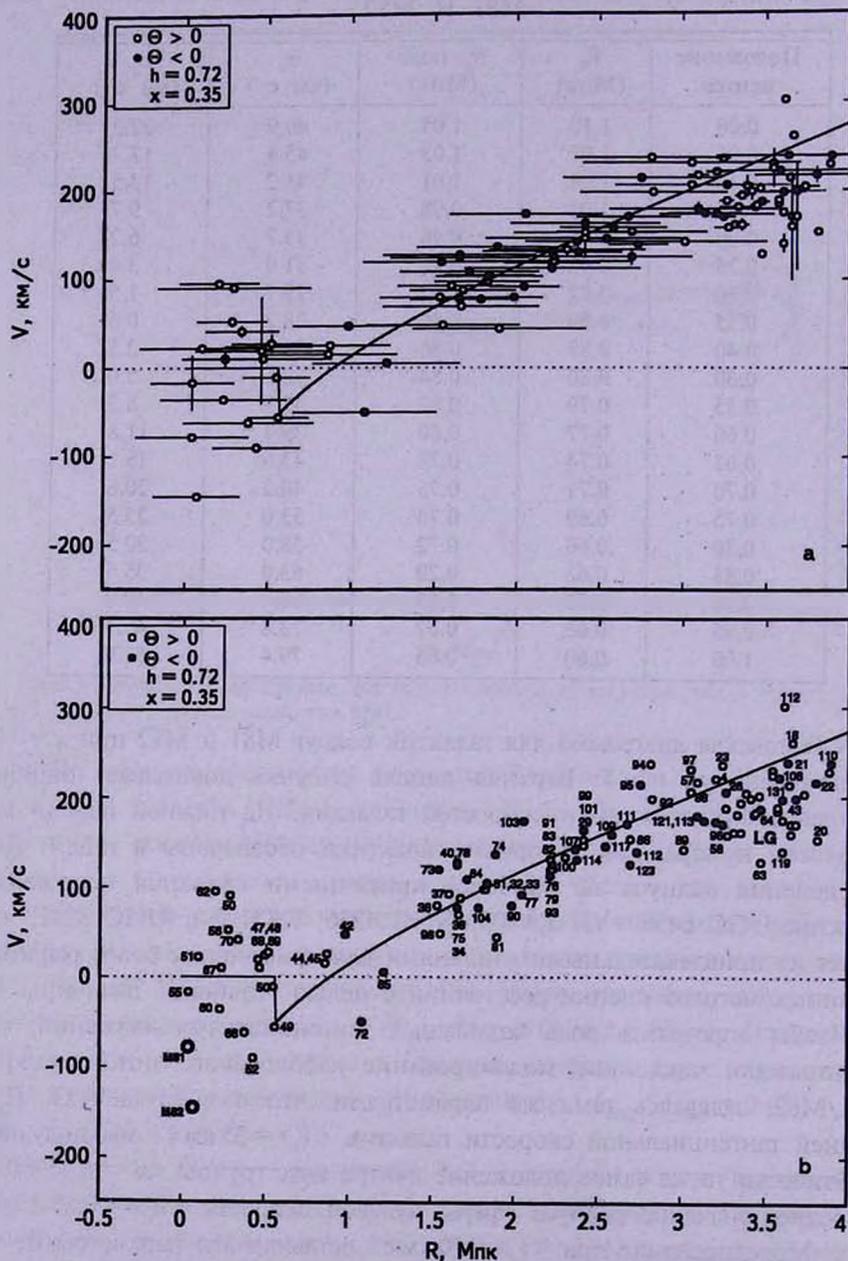


Рис.5. Хаббловская диаграмма для группы M81 и ее окрестностей в случае, когда центр группы находится между M81 и M82 на относительном расстоянии 0.35 от M81.

6. *Другой подход к оценке радиуса R_0* . Дж.Пиблс (частное сообщение) обратил наше внимание на возможность иного хода рассуждений при оценке радиуса сферы нулевой скорости для группы или скопления. Пусть галактика G не участвует в общем космологическом расширении, а падает радиально на центр группы С со скоростью V_i (см. рис.1б). Если центр группы движется от нас со скоростью V_c , направленной по лучу зрения, то скорость по лучу зрения у галактики G, находящейся на угловом расстоянии Θ от центра группы, будет

$$V_g = V_c \cdot \cos\Theta - V_i \cdot \cos\lambda. \quad (7)$$

Тогда скорость падения галактики выражается как

$$V_i = [V_c \cdot \cos\Theta - V_g] / \cos\lambda, \quad (8)$$

и именно эту скорость следует сопоставлять с расстоянием галактики от центра группы, определяемым из (2), при описании картины движения галактик вокруг массивной группы. Когда углы λ и Θ малы (т.е. галактика находится почти строго перед или позади центра группы), выражения (3) и (8) дают приблизительно одинаковую скорость падения галактики на центр группы. Очевидно, что при больших углах λ и Θ расхождение между двумя подходами становится значительным.

Чтобы определить радиус R_0 этим способом, мы построили хаббловскую диаграмму для Местной группы и ее окрестностей при положении центра масс на $x = D_c / D_{M81} = 0.55$. Используя соотношение (8) и исключая галактики с углами $\lambda > 45^\circ$, мы получили для радиуса сферы нулевой скорости значение $R_0 = 0.92$ Мпк (и 0.78 Мпк для галактик поля с $TI < 0$). Дисперсия скоростей относительно хаббловской регрессии получилась равной 29 км с^{-1} или 18 км с^{-1} после учета ошибок в расстояниях галактик. Как видим, в случае LG различия в оценках R_0 и σ_v при двух подходах оказываются небольшими. Однако, рассматривая этим способом хаббловский поток вокруг группы M81, мы обнаружили значительные расхождения. При прежнем положении центра масс $x = 0.35$ и исключении галактик с $\lambda > 45^\circ$ мы получили значительно больший радиус $R_0 = 1.31$ Мпк (или 1.23 Мпк для галактик поля). Рассеяние галактик на хаббловской диаграмме также выросло, составив $\sigma_v = 70 \text{ км с}^{-1}$ и $\sigma_{vc} = 35 \text{ км с}^{-1}$.

Прямое сравнение двух рассмотренных способов оценки радиуса R_0 пока затруднено из-за отсутствия наблюдательных данных о тангенциальных скоростях галактик. Однако такие данные могут появиться в недалеком будущем после осуществления космических проектов типа SIM (Space Interferometric Mission) [10]. При отсутствии данных о полных векторах скоростей галактик, два этих метода делают фактически различный акцент на свойствах хаббловского потока в

окрестности близких групп. В первом случае мы предполагали, что большинство рассматриваемых галактик находятся не в зоне падения, а на асимптотической хаббловской зависимости (модель малого аттрактора). Второй подход предполагает, что многие рассматриваемые галактики вовлечены в зону падения (модель большого протяженного аттрактора). Имеющиеся ограниченные наблюдательные данные пока не позволяют сделать выбор между двумя описанными подходами.

7. Заключительные замечания. Выполненные в последние 2-3 года измерения расстояний до многих близких галактик с точностью ~10% послужили наблюдательной основой для определения массы близких групп не по внутренним (вириальным) движениям, а по внешнему хаббловскому полю скоростей вокруг групп. Применение этого метода, предложенного Линден-Беллом [1] и Сэндиджем [3], предполагает следующие условия: 1) сферически-симметричную форму потенциала группы, 2) малые случайные движения галактик относительно регулярного хаббловского потока и 3) достаточно высокую плотность поля пробных частиц (галактик), для которых известны лучевые скорости и расстояния с высокой точностью.

Основываясь на самых последних измерениях расстояний галактик на Космическом телескопе Хаббла, мы определили радиусы сферы нулевой скорости $R_0 = 0.96 \pm 0.03$ Мпк для LG и $R_0 = 0.89 \pm 0.05$ Мпк для группы галактик вокруг M81/M82. При указанных погрешностях формальная точность оценки массы группы новым методом составляет всего ~15%, что примерно в три раза лучше, чем по вириальным движениям.

При интегральных светимостях $L_B = 10.1 \cdot 10^{10} L_\odot$ для Местной группы и $L_B = 6.1 \cdot 10^{10} L_\odot$ для группы M81 [7], их отношения полной массы к B -светимости составляют всего $(12.8 \pm 1.4) M_\odot/L_\odot$ и $(16.9 \pm 12.8) M_\odot/L_\odot$, соответственно. Полученные значения M_T/L_B существенно ниже старых вириальных оценок $M_T/L_B \sim 100 M_\odot/L_\odot$ [11], считавшихся типичными для бедных групп галактик. Поскольку более половины галактик Местного объема входит в группы типа LG и группы M81, то это приводит к довольно низкой средней плотности материи в Местном объеме.

Случайные движения галактик относительно регулярного хаббловского потока составляют всего 15 - 25 км с⁻¹ в зоне $(1 - 3)R_0$ вокруг LG и 3 - 28 км с⁻¹ в такой же зоне вокруг M81. Наблюдаемая "холодность" хаббловского потока независимо свидетельствует о низкой плотности той части материи в Местном объеме, которая сконцентрирована в группах.

Заслуживает быть отмеченным также тот факт, что R_0 -метод позволил определить соотношение масс у двух самых ярких членов рассмотренных групп. Основываясь на минимальной величине разброса галактик

относительно Хаббловской регрессии, мы получили для Млечного Пути и М31 отношение масс 0.8 : 1.0, а для М82 и М81 нашли отношение масс 0.54 : 1.00, что весьма близко к отношению инфракрасных светимостей этих галактик.

Авторы благодарны Дж.Пиблсу за ценные дискуссии. Работа поддержана грантом РФФИ 04-02-16115 и грантом DFG-РФФИ 02-02-04012.

¹ Специальная астрофизическая обсерватория РАН,
Россия, e-mail: ikar@sao.ru

² Государственный астрономический институт им. П.К.Штернберга,
Россия, e-mail: okashibadze@mail.ru

TOTAL MASSES OF THE LOCAL GROUP AND M 81 GROUP DERIVED FROM THE LOCAL HUBBLE FLOW

I.D.KARACHENTSEV¹, O.G.KASHIBADZE²

Based on accurate measurements of distances to nearby galaxies made with Hubble Space Telescope, we determined the radii of the zero-velocity surface: $R_0 = 0.96 \pm 0.03$ Mpc for the Local Group and $R_0 = 0.89 \pm 0.05$ Mpc for the group of galaxies around M81/M82. This yields the total masses of the groups to be $M_T = (1.29 \pm 0.14) \cdot 10^{12} M_\odot$ and $M_T = (1.03 \pm 0.17) \cdot 10^{12} M_\odot$, respectively. The R_0 -method allowed us to determine the mass ratio of the brightest two members in the considered groups. Based on the minimum scatter of galaxies with respect to the Hubble regression, we derived a mass ratio of 0.8 : 1.0 for the Milky Way and Andromeda, and 0.54 : 1.00 for M82 and M81, which is quite close to the ratio of luminosities of these galaxies.

Key words: (*Galaxies:*)Local Group:M81 group - *galaxies:masses*

ЛИТЕРАТУРА

1. D.Lynden-Bell, Observatory, 101, 111, 1981.
2. D.N.Spergel, L.Verde, H.V.Peiris et al., Astrophys. J. Suppl. Ser., 148, 175, 2003.
3. A.Sandage, Astrophys. J., 307, 1986.
4. A.Sandage, Astrophys. J., 317, 557, 1987.

5. *E.Giraud*, *Astron. Astrophys.*, **231**, 1990.
6. *I.D.Karachentsev, M.E.Sharina, I.D.Makarov et al.*, *Astron. Astrophys.*, **389**, 812, 2002.
7. *I.D.Karachentsev*, *Astron. J.*, **129**, 17, 2005.
8. *I.D.Karachentsev, V.E.Karachentseva, W.K.Hutchmeier, D.I.Makarov*, *Astron. J.*, **127**, 2031, 2004(=CNG).
9. *M.Fukugita, P.J.E.Peebles*, *Astrophys. J.*, **616**, 643, 2004.
10. *P.J.E.Peebles, S.D.Phelps, E.J.Shaya, R.B.Tully*, *Astrophys. J.*, **554**, 104, 2001.
11. *R.B.Tully*, *Astrophys. J.*, **321**, 280, 1987.
12. *A.C.Seth, J.J.Dalkanton, R.S. de Jong*, *Astron. J.*, **129**, 1331, 2005.
13. *J.M.Cannon, E.D.Skillman, K.R.Sembach, D.J.Bomans*, *Astrophys. J.*, **618**, 247, 2005.
14. *R.L.Fingerhut, M.L.McCall, M. De Robertis et al.*, *Astrophys. J.*, **587**, 672, 2003.
15. *D.R.Silva, P.Massey, K.DeGioia-Eastwood, P.A.Henning*, *Astrophys. J.*, **129**, 1331, 2005.

УДК: 524.7-355

СПЕКТРАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ОБЪЕКТОВ BIG
НА 2.6-м ТЕЛЕСКОПЕ БАО

Л.А.САРГСЯН, А.М.МИКАЕЛЯН

Поступила 30 марта 2005

Принята к печати 14 ноября 2005

Приводятся результаты спектральных наблюдений 45 объектов выборки BIG (соответствующих 35 IRAS-источникам) выполненных на 2.6-м телескопе БАО. У 42 галактик наблюдаются эмиссионные линии, 1 является абсорбционной галактикой и 2 объекта оказались звездами. Определены красные смещения, вычислены лучевые скорости, расстояния, размеры и абсолютные звездные величины, определены параметры спектральных линий, проведена классификация объектов по типам активности, вычислены ИК- и далекие ИК-светимости. Из 42 эмиссионных галактик 1 оказалась Sy2, 2 - LINER, 1 - AGN (Sy2 или LINER), 4 - Composite, 25 - III (включая 6 с ядерной звездообразовательной активностью) и 9 - Eп без определения типа (3 из них могут оказаться AGN). Вычислено, что 23 объекта являются LIG. Выявлена физическая связь для 9 кратных систем. Приводятся спектры некоторых из исследуемых галактик.

1. *Введение.* Для понимания процессов звездообразования в галактиках, а также их связи с активностью ядер и взаимодействиями между галактиками, наиболее подходящим и эффективным оказалось изучение инфракрасных галактик, выявленных спутником IRAS (InfraRed Astronomical Satellite). Два каталога IRAS: PSC (Point Source Catalog) [1] и FSC (Faint Source Catalog) [2] содержат более 300 тысяч источников, более половины которых еще не отождествлены с оптическими объектами. Многие из IRAS-галактик классифицированы как галактики с высокой ИК-светимостью (LIG, ULIG, HLIG) [3], в зависимости от светимости галактик 5-40% оказываются AGN [4], введен новый класс "затемненных" (obscured) IRAS-галактик и открыто новое население инфракрасных AGN [5]. При наиболее мощном ИК-излучении ($L_{IR} = 10^{12} L_{\odot}$ и выше) почти все эти объекты оказываются кратными и выявляют признаки взаимодействия или слияния [6].

На основе Первого Бюраканского спектрального обзора неба (FBS) [7], обзоров DSS1 [8] и DSS2 [9] и IRAS-потоков было проведено отождествление новых источников IRAS в области $+61^{\circ} \leq \delta \leq +90^{\circ}$ на высоких галактических широтах ($|b| \geq 15^{\circ}$) и составлены две выборки объектов: BIG (Byurakan-IRAS Galaxies [10] и ссылки в ней) и BIS (Byurakan-IRAS Stars) [11]. Эта программа включает также последующие спектральные наблюдения объектов. Данная работа является четвертой

в серии систематических спектральных наблюдений объектов BIG. В предыдущих работах опубликованы результаты наблюдений 120 галактик (соответствующих 103 IRAS-источникам) с помощью 6-м телескопа САО РАН [12,13] и 1.93-м телескопа ОНР [14]. Опубликованы также результаты спектральных наблюдений 16 кратных (в основном взаимодействующих) IRAS-галактик [15].

В данной статье приводятся результаты спектральных наблюдений еще 45 объектов BIG.

2. Наблюдения и обработка. Наблюдения проводились в 1998-2000гг. на 2.6-м телескопе БАО со спектральной камерой VuFOSC-2 [16], установленной в первичном фокусе. Использовалась CCD Thomson 1060 x 1028 pix с размерами элементов в 19 x 19 мкм. Пространственное разрешение - 0.66"/pix. Щель спектрографа во время наблюдений была ориентирована на север-юг ($PA = 0^\circ$).

В 1998г. использовалась "зеленая" гризма с дисперсией в 2.5 Å/pix, охватывающая спектральный диапазон 4250 – 6950 Å. Ширина щели была равна 2", соответствующая проекция на приемнике - 57 мкм или 3 pix. Спектральное разрешение равно 7.6 Å.

Во время наблюдений в 1999-2000гг. использовалась "красная" гризма с дисперсией в 2.1 Å/pix. Соответственно, наблюдался спектральный диапазон 45350 – 7650 Å. Ширина щели также была равна 2", спектральное разрешение - 6.5 Å. Для калибровки потоков наблюдались стандартные звезды HZ 44, Feige 34 и BD +28 4211 [17], которые также использовались для исправления наблюдений за атмосферное поглощение.

Размер изображения, рассчитанный по *FWHM* линий ночного неба, для всех ночей лежит в диапазоне 2".0-3".2.

В табл.1 приводится журнал наблюдений. В последовательных столбцах приводятся: 1 - IRAS и 2 - предварительные BIG названия объектов (с указанием компонентов); 3, 4 - точные оптические DSS2 координаты на эпоху J2000; 5 - дата наблюдения; 6 - длительность экспозиции (и количество экспозиций); 7 - зенитное расстояние; 8 - отношения *S/N* на непрерывном спектре и 9 - в линии H α (или H β для коротковолнового диапазона). Помимо перечисленных в табл.1 объектов было проведено также и множество вспомогательных экспозиций для исправления поля и чувствительности CCD и перехода на длины волны (использовалась лампа He-Ne), а также для наблюдения стандартных звезд.

Обработка осуществлялась в пакете программ ESO MIDAS. Осуществлялись очистка космических частиц, вычитание смещения CCD и фона неба, устранение атмосферного поглощения, переход на длины волны и исправление за чувствительность оборудования с помощью стандартной звезды. В 17 случаях последовательно наблюдалось по 2

Таблица 1

ЖУРНАЛ НАБЛЮДЕНИЙ ОБЪЕКТОВ VIG В 1998-2000гг.

IRAS	BIG	Оптические J2000 координаты						Дата наблюдения	Эксп. с	Зен. рас. °	S/N	
		R.A.			DEC						конт.	линия
		h	m	S	°	'	"					
1	2	3			4			5	6	7	8	9
18026+6952	c312	18	2	16.68	69	52	57.2	06/04/1998	1200	30	1	
17348+8531	e262	17	23	16.04	85	28	56.4	29/08/1998	1800	50	1	
18380+8640	e296b	18	21	59.91	86	43	6.7	30/08/1998	2x1800	50	7	3
03304+8456	e025b	3	43	51.46	85	5	32.5	31/08/1998	2x1800	50	13	
03304+8456	e025a	3	43	25.55	85	6	29.8	01/09/1998	2x1800	50	16	15
03424+8713	e029b	4	5	12.58	87	22	27.7	01/09/1998	900	50	8	108
03424+8713	e029a	4	5	5.85	87	22	35.0	01/09/1998	900	50	1	
03424+8424	e030	3	55	1.28	84	33	39.0	01/09/1998	2x900	50	1	
09492+7108	c183b	9	53	36.09	70	54	18.7	20/11/1998	1800	32	1	
05126+6516	b003	5	17	35.14	65	20	13.2	21/11/1998	1800	42	9	17
05324+6651	b021	5	37	44.51	66	53	8.2	21/11/1998	2x1800	30	1	
06273+6858	b054b	6	32	48.73	68	56	0.5	21/11/1998	1800	30	11	5
06273+6858	b054a	6	32	43.62	68	56	0.8	21/11/1998	1800	29	16	26
08339+6517	b084	8	38	23.44	65	7	14.7	21/11/1998	600	28	10	138
08036+7211	c127	8	9	1.63	72	2	37.9	21/11/1998	2x600	32	12	5
08379+6753	b085	8	42	24.46	67	42	41.1	21/11/1998	1200	28	10	41
18380+8640	e296b	18	21	59.91	86	43	6.7	21/11/1998	2x1800	49	9	3
18380+8640	e296c	18	21	51.68	86	42	22.9	21/11/1998	2x1800	49	3	
17380+6709	b239	17	37	59.72	67	8	15.3	25/11/1998	2x1800	58	1	
06028+6734	b038a	6	8	9.62	67	33	41.1	26/11/1998	1800	28	3	25
06028+6734	b038b	6	8	9.62	67	33	41.1	26/11/1998	1800	29	2	36
09056+6538	b099	9	9	56.36	65	26	9.9	17/03/1999	2x2400	26	7	13
10527+7136	c207c	10	56	13.76	71	20	34.8	17/03/1999	2x2400	31	11	19
13410+7837	d264	13	41	17.46	78	22	36.8	17/03/1999	2x1800	38	8	15
14004+7445	d269b	14	1	11.01	74	30	50.1	17/03/1999	3000	36	7	11
14004+7445	d269a	14	0	57.96	74	30	54.9	17/03/1999	1200	36	7	51
15374+6822	b194	15	37	43.52	68	13	0.3	17/03/1999	2400	29	15	30
14196+7734	d275	14	19	25.70	77	20	45.6	03/06/1999	2400	39	4	5
16044+6727	b205	16	4	39.59	67	19	30.6	03/06/1999	1800	29	7	9
17089+6558	b233a	17	8	58.05	65	55	9.2	05/06/1999	2400	26	2	15
17089+6558	b233b	17	9	3.49	65	55	12.5	05/06/1999	1200	29	4	20
17330+7619	d339	17	30	58.77	76	17	49.7	05/06/1999	3300	38	3	5
14445+7003	c241	14	45	8.13	69	51	29.7	06/06/1999	2x3600	30	5	4
16358+6709	b219b	16	36	0.81	67	3	55.5	06/06/1999	2400	27	2	5
16358+6709	b219a	16	35	57.22	67	3	44.1	06/06/1999	2400	29	4	3
17062+7544	d325	17	4	29.80	75	40	8.7	08/06/1999	2x2400	36	5	3
17591+8628	e282	17	43	37.49	86	28	9.5	02/12/1999	3600	51	16	24
11371+8106	e137a	11	40	19.86	80	49	47.1	02/12/1999	3600	56	11	25
12040+8158	e149	12	6	23.22	81	41	51.6	02/12/1999	3600	54	8	137
12077+8131	e154	12	10	4.80	81	15	22.1	02/12/1999	3600	52	13	33
17591+8628	e282	17	43	37.49	86	28	9.5	03/12/1999	3600	50	11	20
18192+8650	e290b	18	1	55.90	86	51	39.1	03/12/1999	3600	51	3	34
17457+8601	e270	17	32	22.22	85	59	47.2	03/12/1999	3600	51	1	

Таблица 1 (окончание)

1	2	3	4	5	6	7	8	9
18380+8640	e296a	18 21 35.42	86 42 47.7	04/12/1999	3600	49	1	
19037+8803	e301	18 33 18.21	88 7 18.7	05/12/1999	3600	49	1	
06432+8551	e059a	7 0 24.49	85 47 41.0	08/12/1999	3600	48	7	56
18380+8640	e296b	18 21 59.91	86 43 6.7	10/12/1999	2x3600	52	6	23
18380+8640	e296c	18 21 51.68	86 42 22.9	10/12/1999	2x3600	52	3	16
16049+8802	e224	15 40 30.38	87 53 1.3	11/12/1999	3600	52	6	17
16119+8551	e228a	16 0 15.70	85 43 29.3	11/12/1999	3600	54	6	30
06261+7818	d118a	6 34 1.96	78 15 56.1	11/12/1999	2x3600	38	2	5
06261+7818	d118b	6 34 8.87	78 15 53.0	11/12/1999	3000	41	2	6
09490+7719	d180	9 54 13.40	77 4 44.3	11/12/1999	3600	37	1	
04574+7639	d072	5 4 35.03	76 43 22.5	12/12/1999	3600	38	6	1
06319+7536	d120b	6 38 52.65	75 34 11.5	12/12/1999	3600	37	1	
07479+7832	d141a	7 55 21.47	78 25 3.8	12/12/1999	3600	39	1	
07479+7832	d141b	7 55 23.57	78 25 5.3	12/12/1999	3600	39	1	
09020+6751	b095a	9 6 28.79	67 39 38.8	12/12/1999	3600	28	4	23
09020+6751	b095b	9 6 30.97	67 39 30.6	12/12/1999	3600	27	2	6
06245+7441	d117	6 31 7.83	74 39 15.6	17/12/1999	2x3600	35	1	
09229+7731	d168	9 28 41.84	77 18 14.6	17/12/1999	3600	37	5	148
20537+8737	e313	20 34 57.69	87 48 55.4	27/05/2000	1800	47	7	5
21263+8705	e318	21 14 18.25	87 18 21.3	27/05/2000	1800	48	1	

спектра одного и того же объекта для последующего суммирования в ходе обработки.

В ходе анализа спектров (выполненном также в пакете программ MIDAS) отождествлялись все спектральные линии, измерялись их положения и красные смещения, полные ширины линий на уровне нулевой интенсивности (непрерывного спектра) (*FWOI*), эквивалентные ширины (*EW*) и интенсивности линий. Вычислены отношения *S/N* на непрерывном спектре и в линии $\text{H}\alpha$ ($\text{H}\beta$ для коротковолнового диапазона) для полученных спектров, которые колеблются соответственно в пределах 1-16 и 1-148.

3. *Результаты наблюдений.* Всего наблюдалось 45 объектов BIG: 42 оказались эмиссионными галактиками, 1 - абсорбционной галактикой, 2 - звездами. Звездами оказались IRAS 03424+8713 = BIG e029a и IRAS 05324+6651 = BIG b021. В случае e029a оба компонента были в тесном контакте и трудно было различить звезду от галактики, изображение DSS скорее похоже на мерджер. В случае b021 возможно наблюдался соседний объект.

На рис.1 приведены щелевые CCD спектры относительно хорошего качества 20 эмиссионных галактик.

В табл.2 приводятся параметры основных эмиссионных линий исследуемых IRAS-галактик. В последовательных столбцах приводятся: 1 - BIG названия объектов, 2-17 - *FWOI* и *EW* для спектральных

Таблица 2

ПАРАМЕТРЫ ОСНОВНЫХ ЭМИССИОННЫХ СПЕКТРАЛЬНЫХ ЛИНИЙ ОБЪЕКТОВ ВIG*

BIG	H β		[OIII]		He I		[OI]		H α		[NII]		[SII]		[SII]	
	$\lambda 4861.3$		$\lambda 5006.7$		$\lambda 5875.7$		$\lambda 6300.3$		$\lambda 6562.8$		$\lambda 6583.4$		$\lambda 6716.4$		$\lambda 6730.8$	
	FWOI	EW	FWOI	EW	FWOI	EW	FWOI	EW	FWOI	EW	FWOI	EW	FWOI	EW	FWOI	EW
e025a	17.9	11.1	21.9	3.7	13.4	2.4	17.4	2.8								
e029b	23.7	23.3	30.1	78.0	19.4	5.0	15.1	3.3	36.6	131.3	21.5	16.4				
d072									9.9	1.4	18.6	3.6				
b003							14.6	1.2	25.0	17.7	25.0	8.4				
b038a	25.4	13.9	30.5	36.8					25.4	76.9	20.3	22.6	20.3	11.4	20.3	10.5
b038b	25.4	23.6	35.5	76.8					25.4	157.3	20.3	38.5	20.3	20.6	15.2	16.4
d118a					10.7	5.4			24.9	24.3	18.2	9.5				
d118b							9.9	6.6	25.7	53.9	18.4	25.4				
b054a	22.5	17.69	28.6	14.6	20.4	3.9	24.5	3.1								
b054b	28.6	6.4	42.9	38.4	12.3	1.4	14.3	3.6								
e059a			21.5	15.7	17.2	3.0	15.1	5.7	32.3	73.7	25.8	21.7	19.4	13.0	15.1	7.5
c127									19.8	5.2	14.8	3.1				
b084	22.3	21.8	34.6	35.4	21.7	4.4	22.3	3.2	39.6	140.5	12.4	37.8	19.8	17.5	17.3	16.1
b085	17.4	2.5							47.3	48.7	28.0	23.0				
b095a							20.4	8.2	36.8	49.3	26.6	27.9	25.0	12.8	20.5	7.6
b095b									19.4	23.4	11.9	12.0				
b099									25.7	15.8	25.7	10.5	12.4	3.0		
d168					20.4	10.1	10.2	4.3	18.4	212.9	22.5	9.4	20.4	17.6	14.3	14.1
c207c							14.2	1.7	45.2	16.3	26.1	7.7				
e137a					10.8	0.7	17.2	2.3	21.5	25.7	28.0	9.3	25.8	5.2	21.5	4.1
e149			19.4	16.4	12.9	3.3			21.5	140.0	28.0	50.7	19.4	18.5	19.4	17.8
e154					19.8	0.8			18.4	21.4	22.0	10.2	17.3	3.3	17.3	1.8
d264									22.5	16.8	18.9	10.9			14.2	1.8
d269a									31.0	70.3	27.5	26.1	21.8	10.9	15.5	10.4
d269b									18.4	14.7	22.0	8.9	17.3	3.9		
d275									14.7	7.2	18.4	6.2				
c241									14.7	7.5	25.7	7.9				
b194							7.7	1.7	40.0	25.2	32.3	12.0	24.5	5.1	19.4	3.5
b205									25.7	12.4	22.0	5.0				
e224									26.6	28.1	20.4	20.2	14.3	5.0	20.4	5.9
e228a					18.2	2.1	14.3	2.6	22.5	48.5	30.7	25.6	20.4	6.3	20.4	5.0
b219a									18.4	4.9	22.0	2.8				
b219b									18.4	20.8	18.4	8.1				
d325									29.4	6.2	11.0	5.0				
b233a									16.1	103.6	11.6	4.3	7.1	19.6	7.7	11.3
b233b									17.4	43.7	17.4	11.0	19.4	9.6	14.8	8.5
d339									18.4	15.3	18.4	8.3	8.7	3.2		
e282					19.8	0.2			22.0	14.3	27.5	5.3				
e290b									28.0	79.8	19.4	22.2	21.5	17.0	17.2	9.9
e296b	25.7	4.1			9.9	1.3			22.3	29.2	21.0	10.1	19.8	3.9	13.6	3.4
e296c					11.1	5.7			27.2	40.0	14.8	12.7	13.6	7.9	8.7	2.8
e313					8.1	2.2			16.3	6.0	10.9	2.8				

* Приведены данные для спектров среднего и хорошего качества.

линий H β , [OIII] λ 5007, HeI λ 5876, [OI] λ 6300, H α , [NII] λ 6583, [SII] λ 6716 и λ 6731.

Для классификации объектов по типам активности использовались отношения интенсивностей эмиссионных линий [OIII] λ 5007/H β , [OI] λ 6300/H α и [NII] λ 6584/H α . Выполнена классификация объектов на HII, LINER, Sy2 и Comp. Тип HII (области HII) соответствует галактикам с очагами звездообразования. Некоторые из них, особенно имеющие более широкие эмиссионные линии (близкие к линиям Sy2), могут быть причислены к типу галактик с окооядерной вспышкой звездообразования (Nuclear Starburst) [18]. Тип LINER обозначает ядерные эмиссионные области низкой ионизации [19]. Тип Composite обозначает объекты, у которых наблюдается составной спектр [20]. Типом "AGN" обозначены объекты, проявляющие признаки активности по эмиссионным линиям без точного определения класса. Тип "Em" относится к спектру с признаками эмиссии без возможности более точного определения класса объекта. Единственная абсорбционная галактика обозначена "Abs".

В табл.3 приведены результаты наблюдений всех 43 галактик с их основными вычисленными параметрами. В последовательных столбцах приводятся: 1- BIG названия объектов; 2 - звездная величина V и 3 - цвет $B - V$ взятые (при наличии) из MAPS или оцененные с изображений DSS; 4 - морфологический тип; 5 - угловые размеры; 6 - красные смещения, определенные по эмиссионным линиям ($z_{\text{эм}}$) и 7 - ошибки их определения; 8 - лучевые скорости (v_r), определенные по эмиссионным z (и вычисленные по релятивистской формуле) и 9 - их среднеквадратические ошибки; 10 - соответствующие расстояния объектов, вычисленные при $H = 75 \text{ км/с} \cdot \text{Мпк}$; 11 - линейный диаметр; 12 - абсолютные звездные величины (M_v); 13 - инфракрасные (L_{IR}) и 14 - далекие инфракрасные (L_{FIR}) светимости в единицах светимостей Солнца; 15, 16 - отношение интенсивностей эмиссионных линий [OI] λ 6300/H α и [NII] λ 6583/H α ; 17 - тип активности объектов (":" обозначает объекты с неуверенной классификацией). Типы объектов с определенными отношениями интенсивностей эмиссионных линий соответствуют их расположениям на диагностических диаграммах, однако ввиду малого количества объектов с определенными значениями всех трех (включая и [OIII] λ 5007/H β) отношений, диагностические диаграммы не приводятся. Для объектов, имеющих спектры относительно низкого качества, проведена приблизительная классификация.

Инфракрасные (L_{IR} , светимость в диапазоне 8-1000 мкм) и далекие инфракрасные (L_{FIR} , светимость в диапазоне 40-500 мкм) светимости вычислены с использованием более точных данных IRAS FSC (т.к. для исследуемых объектов в каталоге IRAS PSC, как правило, приведены

НАБЛЮДАТЕЛЬНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ИССЛЕДУЕМЫХ ОБЪЕКТОВ BIG

BIG	V	$B-V$	Тип	d "	z_m	$\sigma(z_m)$	V_r км/с	$\sigma(V_r)$ км/с	r Мpc	D кpc	M_V	L_{IR}/L_{\odot}	L_{FIR}/L_{\odot}	[OI]/ H α	[NII]/ H α	Тип актив.
1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	15	16	17
e025a	16.01	1.45	Sa:	13x9	0.05061	0.00046	14799	138	197	12	-20.47	9.61E+10	6.74E+10			HII
e025b	16.41	1.64	Sa:	17x7	0.05000	0.00101	14625	303	195	16	-20.04	9.39E+10	6.59E+10			Abs
e029b	15.41	1.71	Sa	13x8	0.02486	0.00031	7365	93	98	6	-19.55	3.04E+10	2.39E+10	0.03	0.13	HII
d072	17.12	2.28	Sab	8x5	0.12086	0.00052	34081	156	454	18	-21.17	4.86E+11	3.46E+11	<0.70	2.55:	Em
b003	15.40		S	18x11	0.03950	0.00029	11616	87	155	14	-20.55	1.95E+11	3.85E+10	0.07	0.47	HII
b038a	15.92	1.29	S:	19x14	0.01686	0.00039	5015	116	67	6	-18.21	1.88E+10	1.11E+10	<0.04	0.29	HII
b038b	15.92	1.29	S:	19x14	0.01675	0.00037	4983	110	66	6	-18.19	1.86E+10	1.10E+10	<0.03	0.25	HII
d118a	18.44	1.53	Sab	7x5	0.09391	0.00009	26855	27	358	12	-19.33	2.87E+11	1.48E+11	<0.20	0.39	HII
d118b	17.41	1.20	Sa	7x6	0.09401	0.00010	26883	30	358	12	-20.36	2.88E+11	1.48E+11	0.12	0.47	LINER:
b054a	17.21	1.26	S:	8x6	0.06637	0.00016	19252	48	257	10	-19.84	2.02E+11	1.15E+11			Em
b054b	16.40		Sab:	11x9	0.06528	0.00023	18946	69	253	13	-20.61	1.96E+11	1.11E+11			Em
e059a	19.00		Sb:	6x4	0.08983	0.00015	25743	45	343	10	-18.68	3.56E+11	2.29E+11	0.08	0.30	HII
c127	15.39	0.96	Sa	19x18	0.03866	0.00017	11374	51	152	14	-20.51	3.40E+10	1.69E+10	<0.18	0.59	Em
b084	14.38	1.35	Sa:	31x23	0.01896	0.00036	5634	108	75	11	-20.00	9.77E+10	6.86E+10	0.02	0.27	HII
b085	16.00	1.68	Sa	15x10	0.03628	0.00056	10687	168	142	10	-19.77	4.94E+10	3.05E+10	<0.02	0.47	HII
b095a	16.70	1.59	Sa:	11x8	0.05045	0.00016	14754	48	197	10	-19.77	1.31E+11	8.02E+10	0.17	0.57	LINER
b095b	16.08	1.33	Sa:	18x10	0.05637	0.00033	16435	99	219	19	-20.62	1.63E+11	9.95E+10	<0.18	0.51	Em
b099	16.25	1.73	Sa:	16x10	0.06515	0.00024	18910	72	252	20	-20.76	1.55E+11	1.07E+11	<0.08	0.66	Comp
d168	15.00		Sa	20x10	0.00918	0.00015	2741	45	37	4	-17.81	3.05E+09	1.67E+09	0.02	0.04	HII
c207c	16.36	1.45	Sa:	13x11	0.10105	0.00020	28790	60	384	24	-21.56	4.26E+11	2.60E+11	0.11	0.47:	Comp
e137a	16.72	0.80	Sa	26x9	0.04450	0.00020	13053	60	174	22	-19.48	9.89E+10	7.13E+10	0.09	0.36	HII
e149	17.67	0.86	Sa:	11x6	0.09025	0.00010	25858	30	345	18	-20.02	2.70E+11	1.82E+11	<0.01	0.36	HII
e154	16.52	1.38	Sa	19x16	0.03969	0.00022	11671	66	156	14	-19.44	5.58E+10	3.28E+10	<0.03	0.48	HII

Таблица 3 (окончание)

1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	15	16	17
d264	15.95	1.77	Sab	14x10	0.05803	0.00011	16905	33	225	15	-20.81	9.80E+10	6.11E+10	<0.07	0.65	Comp:
d269a	15.91	1.25	Sa	16x12	0.06698	0.00009	19422	27	259	20	-21.16	1.70E+11	1.24E+11	<0.02	0.37	НII
d269b	16.53	1.48	Sa:	16x10	0.06734	0.00021	19523	63	260	20	-20.55	1.72E+11	1.25E+11	<0.09	0.61	Comp:
d275	16.56	1.40	Sa	13x10	0.04687	0.00005	13732	15	183	12	-19.75	5.93E+10	4.01E+10	<0.22	0.88	AGN
c241	16.99	1.69	Sab	14x7	0.05180	0.00017	15138	51	202	14	-19.54	1.03E+11	7.97E+10	<0.27	1.06:	Em
b194	15.71	1.28	Sa:	22x14	0.05784	0.00015	16851	45	225	24	-21.05	2.36E+11	1.83E+11	0.07	0.48	НII
b205	16.09	1.38	Sb	23x9	0.02329	0.00011	6906	33	92	10	-18.73	1.51E+10	8.74E+09	<0.11	0.40	НII
e224	16.79	1.20	Sab	13x8	0.05414	0.00013	15803	39	211	13	-19.83	9.65E+10	7.04E+10	<0.06	0.72	Sy2
e228a	17.13	1.13	Sa	9x7	0.08469	0.00011	24335	33	324	14	-20.43	2.81E+11	2.09E+11	0.05	0.53	НII
b219a	15.02	1.46	Sa:	29x11	0.05340	0.00029	15593	87	208	29	-21.57	1.08E+11	7.94E+10	<0.34	0.58	Em
b219b	15.02	1.46	Sa:	22x8	0.05373	0.00014	15687	42	209	22	-21.58	1.09E+11	8.03E+10	<0.20	0.39	НII
d325	16.11	1.27	Sa	21x12	0.06538	0.00026	18974	78	253	26	-20.91	7.03E+10	4.40E+10	<0.29	0.80	Em
b233a	17.60		Sa	10x6	0.02791	0.00026	8256	78	110	5	-17.61	2.36E+10	1.65E+10	<0.07	0.04	НII
b233b	15.60		Sa:	23x10	0.02818	0.00009	8335	27	111	12	-19.63	2.41E+10	1.68E+10	<0.05	0.25	НII
d339	17.21	1.63	Sa	14x6	0.07690	0.00008	22185	24	296	20	-20.15	1.46E+11	9.66E+10	<0.20	0.55	НII
e282	15.22	2.17	Sa	23x14	0.02333	0.00010	6917	30	92	10	-19.60	2.75E+10	2.03E+10	<0.05	0.37	НII
e290b	16.26	1.08	SBb	19x7	0.06548	0.00010	19002	30	253	23	-20.76	1.41E+11	1.05E+11	<0.03	0.28	НII
e296b	16.07	1.59	Sa	16x9	0.07780	0.00021	22435	63	299	23	-21.31	1.60E+11	1.15E+11	<0.04	0.35	НII
e296c	16.04	1.72	Sa:	12x11	0.07786	0.00013	22451	39	299	17	-21.34	1.60E+11	1.15E+11	<0.06	0.32	НII
e313	14.78	1.17	Sa	27x11	0.01947	0.00025	5784	75	77	10	-19.66	1.96E+10	1.50E+10	<0.18	0.46	Em

только верхние границы для потоков на 12 и 25 мкм) согласно формулам, приведенным в [21].

Основные эмиссионные линии, присутствующие почти во всех спектрах, приведены в табл.2. Линия [NII] $\lambda 6548$ также присутствует во всех спектрах, однако в большинстве случаев сливается с $H\alpha$ и измерение ее параметров затруднительно. В спектрах отдельных галактик встречаются эмиссионные линии HeII $\lambda 4686$, [OIII] $\lambda 4959$, [FeVII] $\lambda 6087$, [OI] $\lambda 6364$, HeI $\lambda 6678$ и $\lambda 7065$, [OII] $\lambda 7320$, а также абсорбционные линии MgI $\lambda 5180$ и NaI $\lambda 5890$. Непрерывный спектр часто значительный, что указывает на сильную звездную составляющую (материнскую галактику) вокруг наблюдаемого ядра. В некоторых случаях наблюдается одновременно эмиссия и абсорбция в линии $H\alpha$, и эмиссионные компоненты ослабляются. Ниже приводится описание спектров и дополнительные данные для исследуемых объектов BIG.

Отметим, что почти все галактики (кроме BIG b038b и b233a) являются также и объектами 2MASS [22].

IRAS 03304+8456 = BIG e025a = NPM1G + 84.0012 [23] = [KE93] 40 [24] = WN B0330.1+8456 [25]. Объект наблюдался также на 1.93-м телескопе ОНР [14]. Кроме линий, приведенных в табл.2, также наблюдаются [OIII] $\lambda 4959$ и дублет [NII] $\lambda 5199$ в эмиссии и MgI $\lambda 5180$ и NaI $\lambda 5890$ в поглощении. Отношение интенсивностей линий [OIII] $\lambda 5007/H\beta = 0.34$. Имеет горизонтальный континуум. Измерения красных смещений находятся в хорошем согласии: 0.05085 (ОНР) и 0.05061 (БАО) в пределах их ошибок (0.00032 и 0.00046). Радиосточник NVSS с $f_{21} = 5.8$ мЯн [26].

IRAS 03304+8456 = BIG e025b. Единственная абсорбционная галактика в наблюдаемой выборке (в спектре наблюдаются только линии поглощения MgI $\lambda 5180$ и NaI $\lambda 5890$). Звездная составляющая значительна. Вместе с компонентом "а", возможно, является взаимодействующей парой. Однако ИК-излучение, по всей видимости, исходит из компонента "а".

IRAS 03424+8713 = BIG e029b. Кроме линий, приведенных в табл.2, также наблюдаются [OIII] $\lambda 4959$. Отношение интенсивностей линий [OIII] $\lambda 5007/H\beta = 3.34$. $H\alpha$ имеет большое значение EW , что указывает на ядерную звездообразовательную активность, согласно классификации Терлевича [18]. Звездная составляющая очень слаба, практически наблюдается только спектр ядра, который имеет горизонтальный континуум. Радиосточник NVSS с $f_{21} = 4.7$ мЯн [26].

IRAS 04574+7639 = BIG d072. Кроме линий, приведенных в табл.2, наблюдается также линия NaI $\lambda 5890$ в поглощении. Линия $H\alpha$, по-видимому, присутствует одновременно в эмиссии и поглощении, ввиду чего интенсивность эмиссионного компонента искусственно ослаблена, что затрудняет классификацию. Имеет горизонтальный континуум. Радиосточник NVSS с $f_{21} = 5.6$ мЯн [26].

IRAS 05126+6516 = BIG b003. Кроме линий, приведенных в табл.2, наблюдается также линия NaI $\lambda 5890$ в поглощении. Звездная составляющая умеренная. Имеет очень красный континуум. Наблюдался также на 1.93-м телескопе ОНР [14]. Измерения красных смещений несколько различаются (0.04022 и 0.03950). Так как этот объект (единственный в выборке) не является источником IRAS FSC [2], IR и FIR светимости вычислены с помощью ИК потоков IRAS PSC [1].

IRAS 06028+6734 = BIG b038ab = VII Zw 060ab [27] = CGPG 0603.0+6732 [28]. Кроме линий, приведенных в табл.2 в спектре компонентов "а" и "б" наблюдается также линия [OIII] $\lambda 4959$. Отношение интенсивностей линий [OIII] $\lambda 5007/H\beta = 2.64$ ("а") и 3.25 ("б"). В спектре компонента "б" $H\alpha$ имеет большое значение EW , что указывает на ядерную звездообразовательную активность согласно классификации Терлевича. Оба объекта имеют горизонтальный континуум. Кандидаты в "мерджеры". Радиосточник NVSS с $f_{21} = 3.9$ мЯн [26].

IRAS 06261+7818 = BIG d118ab. Кроме линий, приведенных в табл.2 в спектре компонента "а" наблюдается также линия NaI λ 5890 в поглощении. Звездная составляющая у обоих компонентов значительна, что затрудняет изучение ядерного спектра. Оба объекта имеют горизонтальный континуум. Возможно, является взаимодействующей парой.

IRAS 06273+6858 = BIG b054a. Кроме линий, приведенных в табл.2, также наблюдаются [OIII] λ 4959 в эмиссии и MgI λ 5180 в поглощении. Отношение интенсивностей линий [OIII] λ 5007/H β = 0.83. Имеет голубой континуум. Звездная составляющая слаба.

IRAS 06273+6858 = BIG b054b. Кроме линий, приведенных в табл.2, наблюдаются также линии HeII λ 4686, [OIII] λ 4959 и дублет [NII] λ 5199 в эмиссии и MgI λ 5180 и NaI λ 5890 в поглощении. Отношение интенсивностей линий [OIII] λ 5007/H β = 6.02, однако звездная составляющая значительна, что наводит на подозрение, что H β имеет также абсорбционный компонент, искусственно ослабляя ее интенсивность и увеличивая значение [OIII] λ 5007/H β . Имеет красный континуум. Наблюдался также на 1.93-м телескопе ОНР [14]. Измерения красных смещений несколько различаются (0.06654 и 0.06528). Учитывая спектр ОНР, объект является объектом НII. Кандидат в "мерджеры".

IRAS 06432+8551 = BIG e059a. Кроме линий, приведенных в табл.2, наблюдаются также линии [FeVII] λ 6087 и HeI λ 6678 в эмиссии и NaI λ 5890 в поглощении. Имеет горизонтальный континуум. Звездная составляющая слаба.

IRAS 08036+7211 = BIG c127 = NPM1G + 72.0045 [23]. Кроме линий, приведенных в табл.2, также наблюдается NaI λ 5890 в поглощении. Щель спектрографа проходит через периферии галактики и только частично охватывает ядерную часть, из-за чего линия Na присутствует одновременно в эмиссии и поглощении, и интенсивность эмиссионного компонента искусственно ослаблена, что затрудняет классификацию. Очень голубая галактика согласно MAPS [29] с $O - E = 0.96$ и изображениям DSS2.

IRAS 08339+6517 = BIG b084 = PGC 024283 [30] = IWGA J0838.4+6507 [31]. Кроме линий, приведенных в табл.2, наблюдаются также эмиссионные линии HeII λ 4686 и [OIII] λ 4959. Отношение интенсивностей линий [OIII] λ 5007/H β = 1.63. Звездная составляющая очень слаба, т.е. практически наблюдается чистый голубой континуум ядра. На имеет большое значение EW , что указывает на ядерную звездообразовательную активность, согласно классификации Терлевича. Измерения красных смещений находятся в хорошем согласии (0.01911 (NED) и 0.01896) в пределах их ошибок (0.00027 и 0.00036). Радиосточник NVSS с $f_{21} = 34.4$ мЯн [26].

IRAS 08379+6753 = BIG b085 = PGC 024449 [30]. Кроме линий, приведенных в табл.2, также наблюдаются [OIII] λ 4959 в эмиссии и NaI λ 5890 в поглощении. Звездная составляющая значительна. Имеет очень красный континуум. Измерения красных смещений находятся в хорошем согласии (0.03706 (NED) и 0.03628) в пределах их ошибок (0.00056). Кандидат в "мерджеры".

IRAS 09020+6751 = BIG b095ab. Звездная составляющая в спектре компонента "а" слаба. Этот компонент ассоциируется с радиосточником NVSS с $f_{21} = 5.8$ мЯн [26]. Оба объекта имеют горизонтальный континуум. Взаимодействующая пара.

IRAS 09056+6538 = BIG b099 = 87GB 090551.7+653945 [32] = 8C 0905+656 [33] = TXS 0905+656 [34]. Кроме линий, приведенных в табл.2, также наблюдается NaI λ 5890 в поглощении. Имеет красный континуум. Классифицирован как Comp, где одновременно присутствуют признаки Sy2 и НII. Радиосточник NVSS с $f_{21} = 3.8$ мЯн [26].

IRAS 09229+7731 = BIG d168. Кроме линий, приведенных в табл.2, наблюдаются также линии [OI] λ 6364, HeI λ 6678 и λ 7065 и [OII] λ 7320 в эмиссии и NaI λ 5890 в поглощении. Звездная составляющая очень слаба, т.е. практически наблюдается чистый спектр ядра, который имеет горизонтальный континуум. На имеет большое значение EW (максимальное в наблюдаемой выборке - 212.9 Å), что указывает на ядерную звездообразовательную активность, согласно классификации Терлевича. Кандидат в "мерджеры". Радиосточник NVSS с $f_{21} = 3.4$ мЯн [26].

IRAS 10527+7136 = BIG c207c. Кроме линий, приведенных в табл.2, наблюдаются также линии NaI λ 5890 в поглощении и эмиссионные [SII] $\lambda\lambda$ 6716/6731, которые в данном спектре не разрешаются. Звездная составляющая значительна. Классифицирован как Comp, где одновременно присутствуют признаки Sy и НII. Линия Na явно имеет широкий эмиссионный компонент, что позволяет классифицировать ядро как объект типа Sy1.9. Однако так как профиль Na формируется из узкого и широкого компонентов, суммарная интенсивность

больше и отношение $[NII]/H\alpha$ соответственно меньше, чем должно быть для *Sy*. Имеет горизонтальный континуум. Радиоисточник NVSS с $f_{21} = 8.6$ мЯн [26].

IRAS 11371+8106 = BIG e137a. Кроме линий, приведенных в табл.2, также наблюдается NaI $\lambda 5890$ в поглощении. Звездная составляющая умеренная. Имеет красный континуум. Голубая галактика согласно MAPS [29] с $O-E=0.80$ и изображениям DSS2. Взаимодействующая пара. Радиоисточник NVSS с $f_{21} = 6.9$ мЯн [26].

IRAS 12040+8158 = BIG e149. Линия $H\alpha$ имеет большое значение EW, что указывает на ядерную звездообразовательную активность, согласно классификации Терлевича. Звездная составляющая очень слаба. Имеет горизонтальный континуум. Голубая галактика согласно MAPS с $O-E=0.86$ и изображениям DSS2. Кандидат в "мерджеры".

IRAS 12077+8131 = BIG e154 = NPM1G+81.0049 [23]. Кроме линий, приведенных в табл.2, также наблюдается NaI $\lambda 5890$ в поглощении. Звездная составляющая значительна. Имеет горизонтальный континуум.

IRAS 13410+7837 = BIG d264 = NPM1G+78.0067 [23]. Кроме линий, приведенных в табл.2, наблюдается также линия NaI $\lambda 5890$ в поглощении. Звездная составляющая умеренная. Имеет голубой континуум. Классифицирован как *Com*, где одновременно присутствуют признаки *Sy2* и *III*.

IRAS 14004+7445 = BIG d269a = NPM1G+74.0104 [23]. Кроме линий, приведенных в табл.2, наблюдается также линия NaI $\lambda 5890$ в поглощении. Звездная составляющая очень слаба или отсутствует, т.е. наблюдается чистый голубой континуум ядра. Измерения красных смещений находятся в хорошем согласии (0.06735 (NED) и 0.06698) в пределах их ошибок (0.00083 и 0.00009).

IRAS 14004+7445 = BIG d269b. Имеет горизонтальный континуум. Классифицирован как *Com*, где одновременно присутствуют признаки *Sy2* и *III*. Кандидат в "мерджеры". Радиоисточник NVSS с $f_{21} = 4.0$ мЯн [26].

IRAS 14196+7734 = BIG d275. Кроме линий, приведенных в табл.2, наблюдается также линия NaI $\lambda 5890$ в поглощении. Имеет горизонтальный континуум. Относительно низкое качество спектра не позволяет точно определить тип активности: *Sy2* или *LINER*.

IRAS 14445+7003 = BIG c241. Кроме линий, приведенных в табл.2, наблюдается также линия NaI $\lambda 5890$ в поглощении. Так как звездная составляющая значительна, линия $H\alpha$, возможно, присутствует также и в поглощении, ввиду чего интенсивность эмиссионного компонента искусственно ослаблена. Имеет горизонтальный континуум. Измерения красных смещений находятся в хорошем согласии (0.05170 (NED) и 0.05180) в пределах их ошибок (0.00017).

IRAS 15374+6822 = BIG b194 = NPM1G+68.0135 [23] = WN B1537+6822 [25]. Кроме линий, приведенных в табл.2, также наблюдается NaI $\lambda 5890$ в поглощении. Звездная составляющая значительна. Имеет горизонтальный континуум. Измерения красных смещений находятся в хорошем согласии (0.05774 (NED) и 0.05784) в пределах их ошибок (0.00010 и 0.00015). Радиоисточник NVSS с $f_{21} = 12.3$ мЯн [26].

IRAS 16044+6727 = BIG b205 = NPM1G+67.0134 [23]. Имеет красный континуум. Радиоисточник NVSS с $f_{21} = 2.9$ мЯн [26].

IRAS 16049+8802 = BIG e224. Кроме линий, приведенных в табл.2, наблюдается также линия NaI $\lambda 5890$ в поглощении. Звездная составляющая умеренная. Имеет горизонтальный континуум.

IRAS 16119+8551 = BIG e228a. Кроме линий, приведенных в табл.2, наблюдается также линия NaI $\lambda 5890$ в поглощении. На красный континуум ядра накладывается значительная звездная составляющая.

IRAS 16358+6709 = BIG b219ab. В спектре компонента "a" линия $H\alpha$, возможно, присутствует также и в поглощении, ввиду чего интенсивность эмиссионного компонента искусственно ослаблена. Кроме линий, приведенных в табл.2, в спектре компонента "b" также наблюдается NaI $\lambda 5890$ в поглощении. Звездная составляющая в спектрах обоих компонентов умеренная. "a" имеет красный континуум, а "b" - горизонтальный. "a" и "b" находятся в сильном взаимодействии (рис.2). Кандидат в "мерджеры". Радиоисточник NVSS с $f_{21} = 5.2$ мЯн [26] несколько ближе к компоненту "b".

IRAS 17062+7544 = BIG d325 = NPM1G+75.0126 [23]. Кроме линий, приведенных в табл.2, наблюдается также линия NaI $\lambda 5890$ в поглощении. Звездная составляющая значительна.

Линия $\text{H}\alpha$, возможно, присутствует также и в поглощении, ввиду чего интенсивность эмиссионного компонента искусственно ослаблена. Имеет красный континуум. Возможно, является AGN (Sy2 или LINER).

IRAS 17089+6558 = BIG b233a = SDSS J170858.12+655509.2 [35]. Звездная составляющая очень слаба или отсутствует, что позволяет изучить чистый спектр ядра, который имеет горизонтальный континуум. $\text{H}\alpha$ имеет большое значение EW , что указывает на ядерную звездообразовательную активность, согласно классификации Терлевича. Измерения красных смещений находятся в весьма хорошем согласии (0.02786 (NED) и 0.02791) в пределах их ошибок (0.00003 и 0.00026).

IRAS 17089+6558 = BIG b233b. Имеет красный континуум. Компоненты "а" и "б" возможно находятся во взаимодействии. Радиоисточник NVSS с $f_{21} = 4.9$ мЯн [26].

IRAS 17330+7619 = BIG d339. Звездная составляющая умеренная. Имеет красный континуум. Радиоисточник NVSS с $f_{21} = 5.2$ мЯн [26].

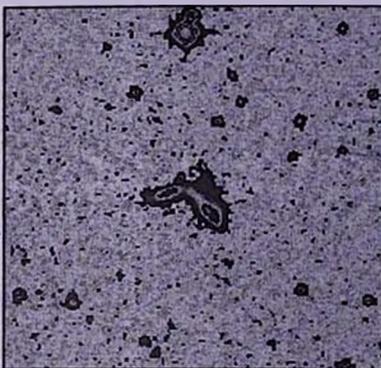
IRAS 17591+8628 = BIG e282. Кроме линий, приведенных в табл.2, также наблюдается $\text{NaI } \lambda 5890$ в поглощении. Звездная составляющая значительна. Имеет горизонтальный континуум. Источник NVSS с $f_{21} = 2.8$ мЯн [26].

IRAS 18192+8650 = BIG e290b. Кроме линий, приведенных в табл.2, наблюдается также линия $\text{NaI } \lambda 5890$ в поглощении. Звездная составляющая очень слаба. Имеет горизонтальный континуум. Источник NVSS с $f_{21} = 3.8$ мЯн [26].

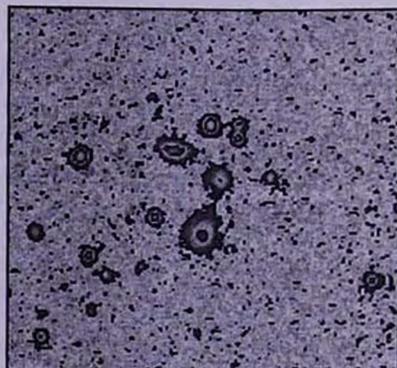
IRAS 18380+8640 = BIG e296b = NPM1G+86.0026 [23] = [KE93] 89C [24]. Кроме линий, приведенных в табл.2, наблюдается также линия $\text{NaI } \lambda 5890$ в поглощении. Звездная составляющая слаба. Имеет горизонтальный континуум. Измерения красных смещений находятся в согласии (0.07740 (NED) и 0.07780) в пределах их ошибок (0.00021). Компоненты "а", "б" и "с", возможно, находятся во взаимодействии (рис.2).

IRAS 18380+8640 = BIG e296c = [KE93] 89A [24]. Звездная составляющая очень слаба или отсутствует. Имеет горизонтальный континуум. Измерения красных смещений находятся в весьма хорошем согласии (0.07790 (NED) и 0.07786) в пределах их ошибок (0.00013). Компонент "с" является кандидатом в "мерджеры".

IRAS 20537+8737 = BIG e313 = NPM1G+87.0022 [23]. Кроме линий, приведенных в табл.2, наблюдается также линия $\text{NaI } \lambda 5890$ в поглощении. Звездная составляющая умеренная. Имеет красный континуум.



IRAS 16358+6709 = BIG b219ab



IRAS 18380+8640 = BIG e296abc

Рис.2. Изображения DSS2 для двух кратных систем BIG, показывающие тесную взаимосвязь компонентов.

Спектральные наблюдения и многосторонний анализ позволяют выявить физические свойства IRAS-источников, что необходимо для понимания мощного ИК-излучения и связанных с ним процессов. В первую очередь, в случае неопределенных отождествлений (кратных систем) стало возможным

точное установление истинных оптических отождествлений, причем это может быть как один из компонентов системы, так и система в целом, т. е. ИК-излучение IRAS обусловлено суммарным излучением двух или трех объектов или является результатом их взаимодействия. Для этого привлечены как позиционные и фотометрические данные (оптические и ИК), так и наличие и величина излучения в радио и ближнем ИК-диапазонах, тип активности, полученные физические данные и вычисленные возможные ИК-светимости объектов. Весь этот анализ, а также суммарные результаты спектральных исследований объектов BIG будут опубликованы в отдельной статье.

4. **Заключение.** В данной работе приведены результаты спектральных наблюдений 45 объектов BIG. Определены параметры спектральных линий для всех объектов, вычислены красные смещения, лучевые скорости, расстояния, линейные диаметры, абсолютные звездные величины, инфракрасные и далекие инфракрасные светимости, параметры эмиссионных линий ($FWOI$, I и EW), на основе отношений интенсивностей эмиссионных линий определен тип активности объектов. Объекты имеют красные смещения в диапазоне $0.00918 \div 0.12086$, $v_r = 2741 \div 34081$ км/с, расстояния - $37 \div 454$ Мпк, диаметры - $4 \div 29$ кпк, абсолютные звездные величины $M_V - 16^m.9 \div -21^m.6$, $L_{IR}/L_{\odot} - 3.05 \cdot 10^9 \div 4.86 \cdot 10^{11}$ и $L_{FIR}/L_{\odot} - 1.67 \cdot 10^9 \div 3.46 \cdot 10^{11}$.

Среди исследуемых объектов обнаружена 1 галактика типа Sy2, 2 LINER, 1 AGN (Sy или LINER), 4 Composite, 25 НП (включая 6 с ядерной звездообразовательной активностью), 9 имеют эмиссионный спектр (обозначены как Em), но по типу активности не классифицируются из-за плохого качества спектров и 2 объекта оказались звездами. Среди исследуемых объектов 21 галактика и еще 2 тесные системы ("мерджеры") являются радиоисточниками NVSS [26]. 23 являются галактиками LIG.

По близости значений z выявлено 9 физических пар, являющихся оптическими двойниками IRAS-источников. Полученная в среднем высокая ИК-светимость для всех этих объектов подтверждает мнение о том, что, по-видимому, явление LIG/ULIG связано со взаимодействиями галактик. Учитывая их морфологическую классификацию и вычисленные линейные диаметры большинства из них (табл.3), можно заключить, что эти объекты в основном являются гигантскими и сверхгигантскими спиральными галактиками, что свойственно большинству галактик IRAS.

В течение последних лет накопился богатый наблюдательный материал для 181 объекта BIG, полученный на телескопах БАО, САО и ОНР. Суммарные результаты этих наблюдений, а также многосторонний сравнительный анализ многоволновых данных этих объектов, позволяют исследовать выборку BIG в целом и выявить ряд интересных особенностей для этих объектов. Эти результаты будут опубликованы в следующей статье.

Авторы благодарны С.К.Балаяну за помощь в проведении наблюдений.

Бюраканская астрофизическая обсерватория им. В.А.Амбарцумяна,
Армения, e-mail: sar111@rambler.ru

SPECTRAL STUDY OF BIG OBJECTS ON THE BAO 2.6-m TELESCOPE

L.A.SARGSYAN, A.M.MICKAELIAN

The results of spectral observations of 45 objects from the BIG sample (corresponding to 35 IRAS sources) are given made with the Byurakan Astrophysical Observatory 2.6-m telescope. Emission lines in 42 galaxies are being observed, 1 is an absorption line galaxy and 2 turned to be stars. Redshifts have been measured, radial velocities, distances, linear sizes and absolute magnitudes have been calculated, parameters of spectral lines have been determined, classification of objects for activity types has been carried out, IR and far IR luminosities have been calculated. Out of 42 emission line galaxies, 1 turned to be Sy2, 2 -LINER, 1 - AGN (Sy2 or LINER), 4 - Composite, 25 - HII (including 6 with nuclear starburst activity), and 4 - Em without a definition of the type (3 of them may turn to be AGN). It is calculated that 23 objects are LIG. The physical relation for 9 multiple systems has been revealed. The spectra some of studied galaxies are given.

Key words: *Galaxies: IRAS: active - galaxies: starburst*

ЛИТЕРАТУРА

1. Joint IRAS Science Working Group. Infrared Astronomical Satellite Catalogs, The Point Source Catalog, Version 2.0, NASA RP-1190, 1988.
2. *M.Moshir, G.Kopan, T.Conrow et al.*, Infrared Astronomical Satellite Catalogs, The Faint Source Catalog, Version 2.0, NASA, 1990.
3. *D.B.Sanders, I.F.Mirabel*, Ann. Rev. Astron. Astrophys., **34**, 749, 1996.
4. *S.Veilleux*, ASP Conf. Ser. **284**, 111, 2002.
5. *A.J.Barger, L.L.Cowie, E.A.Richards*, Astron. J., **119**, 2092, 2000.
6. *A.M.Mickaelian, M.-P.Véron-Cetty, P.Véron*, Proc. IAU Symp. 205: Galaxies and their Constituents at the Highest Angular Resolutions, held Aug 2000, Manchester, UK, Eds. R.Schilizzi, S.Vogel, F.Paresce & M.Elvis, ASP, **205**, 232, 2001.
7. *B.E.Markarian, V.A.Lipovetski, J.A.Stepanian, L.K.Erastova, A.I.Shapovalova*,

- Commun. Special Astrophys. Observ., 62, 5, 1989.
8. *T.McGlynn, N.E.White, K.Scollick*, ASP Conf. Ser., 61, 34, 1994.
 9. *B.M.Lasker, J.Doggett, B.McLean et al.*, The Second Generation Digitized Sky Survey, ASP Conf. Ser. 101, 88, 1996.
 10. *А.М.Микаелян, Л.А.Саргсян*, *Астрофизика*, 47, 213, 2004.
 11. *А.М.Mickaelian, K.S.Gigoan*, *Вуракан-IRAS Star Catalog*, Catalog No.III/237 at CDS, Strasbourg, at <http://vizier.u-strasbg.fr/viz-bin/VizieR?source=BIS>, 2003.
 12. *А.М.Микаелян, С.А.Акопян, С.К.Балаян, А.Н.Буренков*, *Письма в Астрон. ж.*, 24, 736, 1998.
 13. *С.К.Балаян, С.А.Акопян, А.М.Микаелян, А.Н.Буренков*, *Письма в Астрон. ж.*, 27, 330, 2001.
 14. *А.М.Микаелян*, *Астрофизика*, 47, 425, 2004.
 15. *А.М.Микаелян, Л.Р.Оганесян, Л.А.Саргсян*, *Астрофизика*, 46, 221, 2003.
 16. *Т.Н.Movsessian, J.Boulesteix, J.-L.Gach, S.V.Zaratsian*, *Baltic Astronomy*, 9, 652, 2000.
 17. *P.Massey, K.Strobel, J.V.Barnes, E.Anderson*, *Astrophys. J.*, 328, 315, 1988.
 18. *R.J.Terlevich*, *Rev. Mex. Astron. Astrofis.*, 6, 1, 1997.
 19. *Т.М.Хекман*, *Astron. Astrophys.*, 87, 142, 1980.
 20. *Р.Н.рон, А.С.Gonçalves, М.-P.Véron-Cetty*, *Astron. Astrophys.*, 319, 52, 1997.
 21. *Р.-А.Дук, I.F.Mirabel, J.Maza*, *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.*, 124, 533, 1997.
 22. *R.M.Cutri, M.F.Skrutskie, S. Van Dyk et al.*, *The 2MASS All-Sky Catalog. Final Release*, University of Massachusetts and IPAC/California Institute of Technology, 2003.
 23. *A.R.Klemola, B.F.Jones, R.B.Hanson*, *Astron. J.*, 94, 501, 1987.
 24. *U.Klaas, H.Elsasser*, *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.*, 99, 71, 1993.
 25. *R.B.Rengelink, Y.Tang, A.G. de Bruyn et al.*, *Astron. Astrophys. Supl. Ser.* 124, 259, 1997.
 26. *J.J.Condon, W.D.Cotton, E.W.Greisen et al.*, *Astron. J.*, 115, 1693, 1998.
 27. *E.E.Falco, M.J.Kurtz, M.J.Geller et al.*, *Publ. Astron. Soc. Pacif.*, 111, 438, 1999.
 28. *F.Zwicky, E.Herzog, P.Wild et al.*, *Catalogue of Galaxies and of Clusters of Galaxies (CGCG)*, Caltech, Pasadena, 1961-1968.
 29. *J.E.Cabanela, R.M.Humphreys, G.Aldering et al.*, *Publ. Astron. Soc. Pacif.*, 115, 837, 2003.
 30. *G.Paturel, C.Petit, R.Garnier, P.Prugniel*, *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.*, 144, 475, 2000.
 31. *N.E.White, P.Giommi, L.Angelini*, *The WGACAT version of the ROSAT PSPC Catalogue*, HEASARC, LHEA/GSFC, 1995.
 32. *P.C.Gregory, W.K.Scott, K.Douglas, J.J.Condon*, *Astrophys. J. Suppl. Ser.* 103, 427, 1996.
 33. *N.Rees*, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, 244, 233, 1990.
 34. *J.N.Douglas, F.N.Bash, F.A.Bozyan, G.W.Torrence, C.Wolfe*, *Astron. J.*, 111, 1945, 1996.
 35. *K.Abazajian, J.K.Adelman-McCarthy, M.A.Agüeros et al.*, *Astron. J.*, 126, 2081, 2003.
 36. *D.G.Monet, S.E.Levine, B.Casian et al.*, *Astron. J.*, 125, 984, 2003.

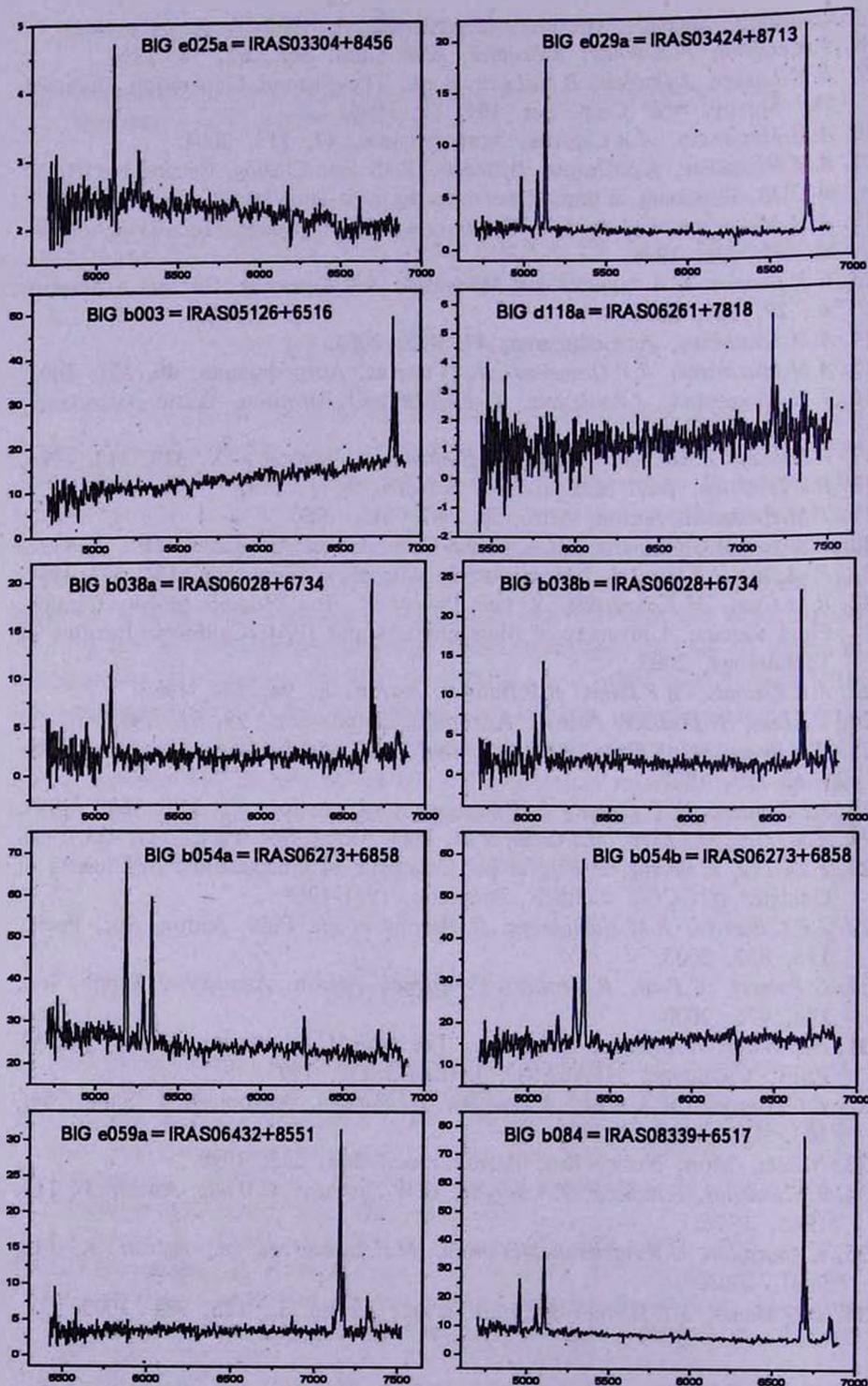


Рис.1. Спектры 20 объектов BIG, полученные на 2.6-м телескопе БАО.

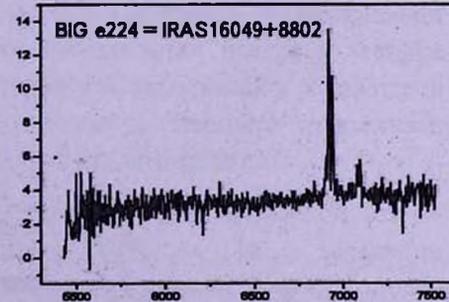
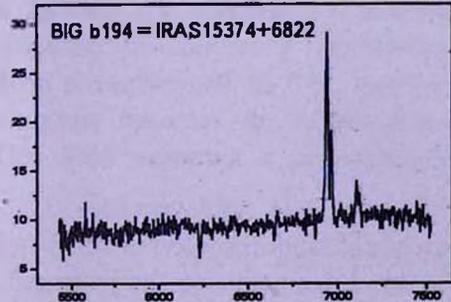
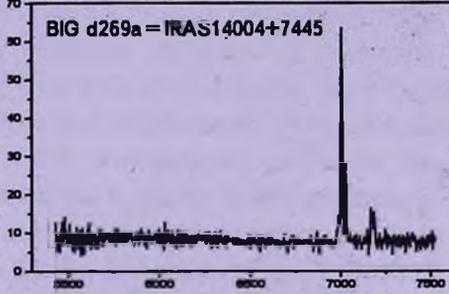
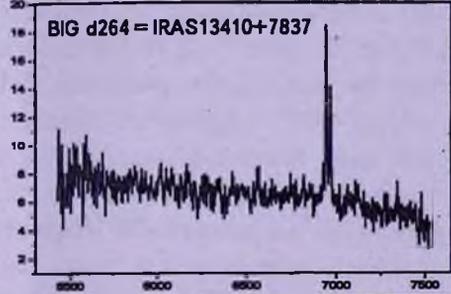
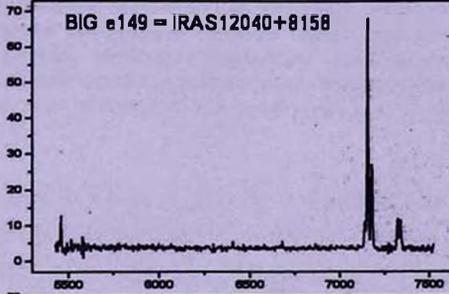
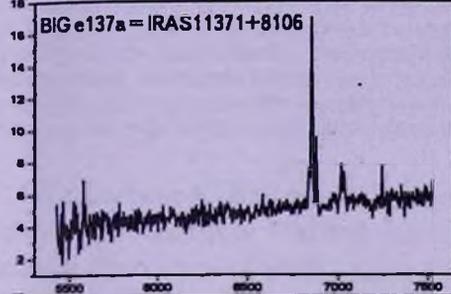
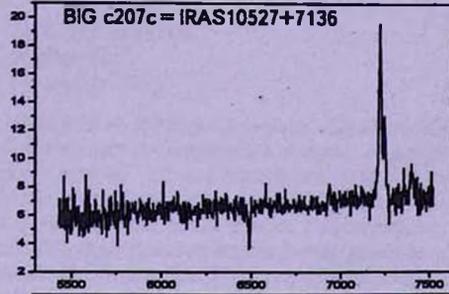
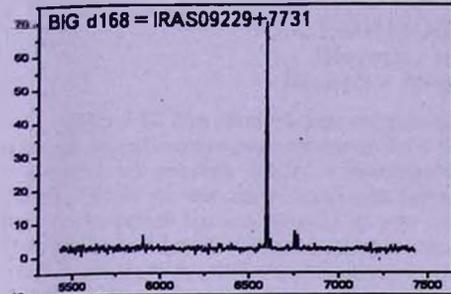
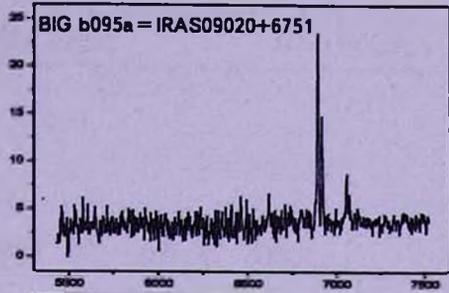
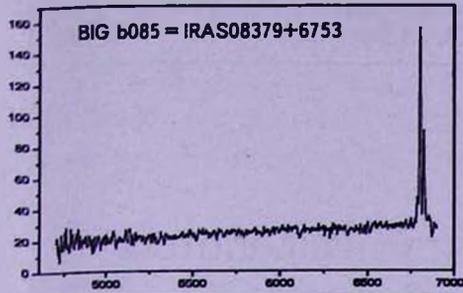


Рис.1. Продолжение.

УДК: 524.35

ФОТОПОЛЯРИМЕТРИЯ ЗС 66А В 2003г.

Ю.С.ЕФИМОВ, Н.В.ПРИМАК

Поступила 16 сентября 2005

Принята к печати 14 ноября 2005

Объект ЗС 66А типа VL Лас наблюдался в Крымской астрофизической обсерватории в продолжение международного проекта OJ-94. Наблюдения проводились в течение 10 ночей с февраля по декабрь 2003г. в касегреновском фокусе 125-см телескопа АЗТ-11 на фотополяриметре, обеспечивающим одновременные измерения в полосах *UBVRI*. Во время наших измерений яркость объекта во всех полосах увеличилась более чем на 1 зв. величину. При этом изменились его показатели цвета и происходило падение степени поляризации с ~16% в феврале до ~3% в конце наших наблюдений. В декабре 2003г. отмечено резкое изменение позиционного угла от 15° до 40°. Спектральное распределение энергии F_ν хорошо описывается степенным законом со спектральным индексом α ($F_\nu \propto \nu^{-\alpha}$). Рост яркости сопровождался уменьшением спектрального индекса. Наиболее вероятным механизмом наблюдаемых изменений блеска, степени поляризации и спектрального индекса может быть уменьшение напряженности магнитного поля или изменение его конфигурации из-за возрастания роли хаотической компоненты поля.

1. *Введение.* Довольно долго объект ЗС 66А считался относительно спокойным блазаром. По этой причине он был выбран в качестве второго, дополнительного объекта наблюдения к активному блазару OJ 287, являвшемуся главным объектом комплексного изучения в международном проекте OJ-94 [1]. Выбор ЗС 66А был обусловлен его яркостью (в среднем 15^m), удобным положением на небе и сравнительно большим значением красного смещения ($z = 0.444$). Интенсивные наблюдения этого объекта в оптическом диапазоне начались с 1993г. Наблюдения показали, что этот объект является исключительно активным и одним из интереснейших блазаров. Изменения его яркости происходят во всем электромагнитном диапазоне. В изменениях оптического блеска найден период 65 дней [2] и 2.5 года [3]. Амплитуда изменений блеска в длинной шкале времени (месяцы) доходит до 3^m. Наблюдаются и колебания блеска в течение ночи с амплитудой до 0^m.2. Степень линейной поляризации меняется в широких пределах (от нескольких процентов до тридцати процентов). При этом меняется и ориентация плоскости поляризации.

2. *Наблюдения.* Наблюдения блазара ЗС 66А в Крымской астрофизической обсерватории были начаты в 1986г. на 125-см телескопе обсерватории, оснащенный пятиканальным модуляционным фотополяриметром конструкции Пииролы [4] и проводятся на нем по настоящее

время. Этот прибор обеспечивает одновременность измерений блеска и параметров линейной поляризации в *UBVRI*-полосах нашей системы, близкой к системе Джонсона. Соответствующие длины волн даны во втором столбце табл.1. В данной работе мы сообщаем результаты наших наблюдений блазара 3С 66А в течение 10 ночей с 4 февраля по 24 декабря 2003г.

Таблица 1

МЕЖЗВЕЗДНОЕ ПОГЛОЩЕНИЕ ДЛЯ ОПТИЧЕСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ 3С 66А

Полоса	Длина волны в максимуме, μ	Поглощение (зв. вел.)
<i>U</i>	0.36	0.46
<i>B</i>	0.44	0.39
<i>V</i>	0.53	0.32
<i>R</i>	0.69	0.23
<i>I</i>	0.83	0.17

Фотометрическая калибровка делалась по отношению к звезде сравнения А с координатами $RA = 02^h 22^m 44^s.2$, $DEC = +43^{\circ} 05' 34".3$ (2000.0) на карте из коллекции карт (<http://www.lsw.uni-heidelberg.de/projects/extragalactic/charts/0219+428.html>), для которой были приняты *UBVRI*-величины 14.04, 14.07, 13.57, 13.36, 13.01 соответственно, определенные нами привязкой к фотометрическим стандартам из списков [5,6].

Все измеренные оценки блеска объекта были исправлены за межзвездное поглощение, определенное интерполяцией данных, приведенных в статье Гаген-Торна и др. [7], на длины волн нашей системы. Соответствующие данные приведены в третьем столбце табл.1.

Параметры наблюдаемой поляризации были исправлены за влияние инструментальной поляризации, которая определялась по наблюдениям ряда поляризационных стандартов с большой и малой степенью поляризации. Результаты наших измерений блеска и параметров поляризации оптического излучения 3С 66А собраны в табл.2, в столбцах которой последовательно указаны календарная дата наблюдения, юлианская дата минус 2450000 (без приведения к Солнцу), обозначение полосы, количество наблюдений блеска N , использованных при оценке блеска в данную ночь, наблюденные оценки блеска $MAGN$ и стандартные ошибки их измерения $\sigma(M)$, оценки степени поляризации $P\%$ и позиционного угла плоскости поляризации PA и их стандартные ошибки $\sigma(P)$ и $\sigma(PA)$.

Исправление за межзвездную поляризацию не проводилось, так как для объектов на умеренных широтах максимальная степень межзвездной поляризации $P\%_{max} < 5E_{B-V}$ [8]. При $E_{B-V} = 0.07$ (см. табл.1), $R = 3.0$ и широте $b = -16^{\circ}.8$ межзвездная поляризация не превышает 0.5%.

Таблица 2

РЕЗУЛЬТАТЫ ФОТОПОЛЯРИМЕТРИЧЕСКИХ НАБЛЮДЕНИЙ
ЗС66А В 2003г.

Дата 2003	JD-2450000	Полоса	N	mag	$\sigma(M)$	P(%)	$\sigma(P)$	PA(°)	$\sigma(PA)$
1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
02/04	2675.220	U	42	15.24	0.01	17.14	3.21	9.5	5.3
02/04	2675.220	B		15.62	0.01	15.99	1.74	14.7	3.1
02/04	2675.220	V		15.25	0.01	14.82	2.74	9.8	5.2
02/04	2675.220	R		14.63	0.01	14.70	0.65	14.4	1.3
02/04	2675.220	I		13.92	0.01	15.75	1.07	16.1	1.9
08/30	2882.532	U	67	14.74	0.01	10.83	1.42	4.8	3.7
08/30	2882.532	B		15.20	0.02	11.12	1.00	10.6	2.6
08/30	2882.532	V		14.68	0.01	8.94	1.82	3.1	5.8
08/30	2882.532	R		14.24	0.01	10.60	0.72	12.1	2.0
08/30	2882.532	I		13.64	0.01	11.13	0.83	8.7	2.1
08/31	2883.560	U	175	14.73	0.01	12.76	1.05	9.3	2.3
08/31	2883.560	B		15.20	0.01	10.19	0.81	7.7	2.3
08/31	2883.560	V		14.71	0.01	11.36	1.11	4.8	2.8
08/31	2883.560	R		14.25	0.01	10.01	0.41	7.7	1.2
08/31	2883.560	I		13.66	0.01	9.37	0.56	6.1	1.7
11/22	2966.426	U	42	14.45	0.01	7.52	1.16	5.9	4.4
11/22	2966.426	B		14.91	0.01	6.32	0.94	10.5	4.2
11/22	2966.426	V		14.37	0.01	5.82	1.81	7.9	8.6
11/22	2966.426	R		13.95	0.01	6.86	0.50	5.4	2.1
11/22	2966.426	I		13.24	0.01	7.44	0.53	4.8	2.0
11/23	2967.464	U	97	14.48	0.01	9.45	1.42	15.0	4.3
11/23	2967.464	B		14.99	0.01	10.23	1.02	5.5	2.8
11/23	2967.464	V		14.44	0.01	6.42	1.40	4.2	6.2
11/23	2967.464	R		13.95	0.01	7.16	0.56	3.6	2.2
11/23	2967.464	I		13.28	0.01	7.65	0.60	4.5	2.2
11/25	2969.446	U		-	-	9.39	3.58	43.1	10.4
11/25	2969.446	B		-	-	11.51	2.05	16.8	5.0
11/25	2969.446	V		-	-	13.25	2.65	22.2	5.7
11/25	2969.446	R		-	-	11.04	1.03	12.8	2.7
11/25	2969.446	I		-	-	9.96	1.37	23.8	3.9
11/30	2974.400	U	135	14.40	0.01	3.38	0.92	19.6	7.6
11/30	2974.400	B		14.92	0.01	3.81	0.74	15.6	5.5
11/30	2974.400	V		14.35	0.01	3.45	0.92	4.5	7.5
11/30	2974.400	R		13.92	0.01	3.28	0.36	16.6	3.1
11/30	2974.400	I		13.37	0.01	3.12	0.40	8.7	3.7
12/22	2996.413	U	63	14.28	0.01	3.68	1.37	38.2	10.2
12/22	2996.413	B		14.82	0.01	2.86	0.83	23.7	8.1
12/22	2996.413	V		14.24	0.01	1.41	1.13	41.1	19.4
12/22	2996.413	R		13.93	0.01	3.20	0.44	42.4	3.9
12/22	2996.413	I		13.32	0.01	2.96	0.46	31.3	4.4
12/23	2997.472	U	69	14.20	0.01	7.66	1.66	12.0	6.1
12/23	2997.472	B		14.75	0.01	3.88	0.89	35.6	6.5
12/23	2997.472	V		14.28	0.01	6.38	1.52	35.8	6.7
12/23	2997.472	R		13.88	0.01	3.57	0.42	30.9	3.3
12/23	2997.472	I		13.31	0.01	3.65	0.50	17.8	3.9

Таблица 2 (окончание)

1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
12/24	2998.296	<i>U</i>	140	14.04	0.01	2.47	0.78	21.3	8.7
12/24	2998.296	<i>B</i>		14.60	0.01	2.26	0.60	21.7	7.4
12/24	2998.296	<i>V</i>		14.05	0.01	3.02	0.80	43.0	7.4
12/24	2998.296	<i>R</i>		13.68	0.01	2.77	0.33	26.0	3.4
12/24	2998.296	<i>I</i>		13.15	0.01	2.27	0.43	22.2	5.4

3. **Фотометрия. Изменения блеска и цвета.** Изменения блеска ЗС 66А в полосах *UBVRI* со временем в 2003 г. показаны на рис.1, где по оси ординат отложены наблюдаемые величины, исправленные за межзвездное поглощение, а по оси абсцисс-время в юлианских днях.

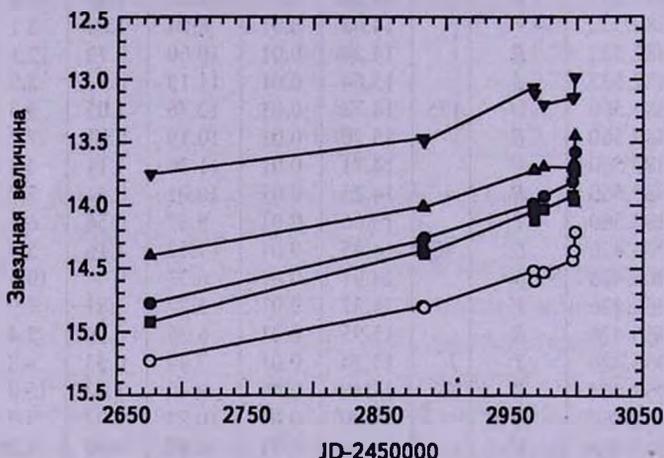


Рис.1. Изменение наблюдаемой яркости ЗС 66А в полосах *UBVRI* со временем в 2003г. Разные значки соответствуют наблюдениям в полосах *U* (сплошные кружки), *B* (открытые кружки), *V* (квадраты), *R* (треугольники вершиной вверх), *I* (треугольники вершиной вниз). Величины ошибок не превышают размеров символов.

Просмотр индивидуальных данных показал, что во время наших наблюдений с максимальной продолжительностью 2 часа изменения блеска объекта внутри ночи имели чисто случайный характер и не превышали $0^m.2$.

Важной фотометрической характеристикой наблюдаемого излучения является наличие или отсутствие цветовых изменений. Рис.2 показывает, что при росте яркости объекта он поглубел примерно на $0^m.2$, кроме показателя цвета *B - V*, который за это время покраснел примерно на такую же величину. Это отличие от поведения других показателей цвета вызвано практически одинаковой яркостью объекта в полосах *U* и *V*. Естественно, что при этом показатели цвета *U - B* и *B - V* будут иметь примерно одинаковые значения, но с противоположными знаками.

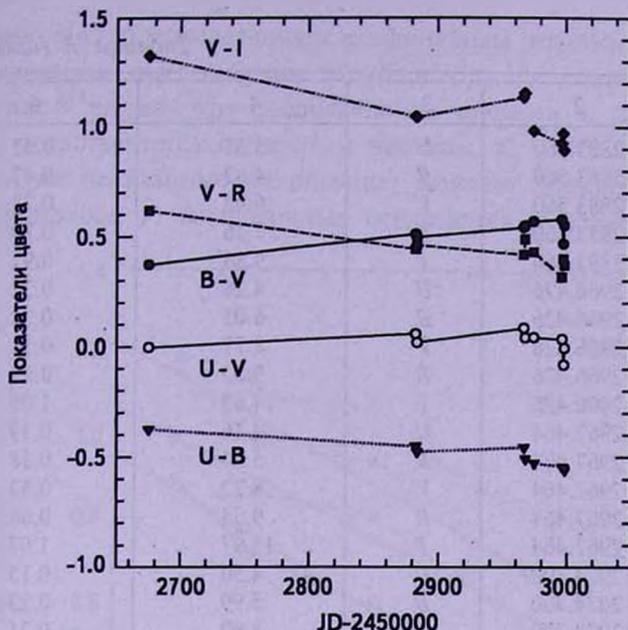


Рис.2. Изменение показателей цвета ЗС 66А со временем в 2003г. Изменение цветов показано на рисунке различными значками: *U - B* (треугольники), *B - V* (сплошные кружки), *U - V* (пустые кружки), *V - R* (квадраты), *V - I* (ромбы). Величины ошибок не превышают размеров символов.

3.1. *Фотометрия. Распределение энергии в спектре и определение спектрального индекса.* Полученные нами одновременные измерения яркости ЗС 66А в полосах *UBVRI* позволяют проследить за изменениями формы распределения энергии в спектре объекта. Для перехода от звездных величин к абсолютным потокам мы воспользовались калибровкой системы О'Делла [9], которая наиболее близка к нашей. При

Таблица 3

ПОЛНЫЙ И ПОЛЯРИЗОВАННЫЙ ПОТОКИ ЗС 66А В 2003г.

Дата 2003	JD-2450000	Полоса	Полный поток F (мЯн)	Поляризованный поток F_p (мЯн)
1	2	3	4	5
02/04	2675.220	<i>U</i>	2.06	0.35
02/04	2675.220	<i>B</i>	3.15	0.50
02/04	2675.220	<i>V</i>	3.90	0.58
02/04	2675.220	<i>R</i>	5.11	0.75
02/04	2675.220	<i>I</i>	7.76	1.22
08/30	2882.532	<i>U</i>	3.26	0.35
08/30	2882.532	<i>B</i>	4.66	0.52
08/30	2882.532	<i>V</i>	6.56	0.59
08/30	2882.532	<i>R</i>	7.30	0.77
08/30	2882.532	<i>I</i>	10.09	1.11

Таблица 3 (окончание)

1	2	3	4	5
08/31	2883.560	<i>U</i>	3.31	0.42
08/31	2883.560	<i>B</i>	4.62	0.47
08/31	2883.560	<i>V</i>	6.42	0.73
08/31	2883.560	<i>R</i>	7.26	0.73
08/31	2883.560	<i>I</i>	9.86	0.92
11/22	2966.426	<i>U</i>	4.26	0.32
11/22	2966.426	<i>B</i>	6.05	0.38
11/22	2966.426	<i>V</i>	8.77	0.51
11/22	2966.426	<i>R</i>	9.53	0.65
11/22	2966.426	<i>I</i>	14.63	1.09
11/23	2967.464	<i>U</i>	4.16	0.39
11/23	2967.464	<i>B</i>	5.64	0.58
11/23	2967.464	<i>V</i>	8.22	0.53
11/23	2967.464	<i>R</i>	9.54	0.68
11/23	2967.464	<i>I</i>	13.97	1.07
11/30	2974.400	<i>U</i>	4.50	0.15
11/30	2974.400	<i>B</i>	5.99	0.23
11/30	2974.400	<i>V</i>	8.90	0.31
11/30	2974.400	<i>R</i>	9.79	0.32
11/30	2974.400	<i>I</i>	12.90	0.40
12/22	2996.413	<i>U</i>	5.01	0.18
12/22	2996.413	<i>B</i>	6.58	0.19
12/22	2996.413	<i>V</i>	9.84	0.14
12/22	2996.413	<i>R</i>	9.75	0.31
12/22	2996.413	<i>I</i>	13.56	0.40
12/23	2997.472	<i>U</i>	5.37	0.41
12/23	2997.472	<i>B</i>	7.02	0.27
12/23	2997.472	<i>V</i>	9.49	0.61
12/23	2997.472	<i>R</i>	10.14	0.36
12/23	2997.472	<i>I</i>	13.61	0.50
12/24	2998.296	<i>U</i>	6.22	0.15
12/24	2998.296	<i>B</i>	8.06	0.18
12/24	2998.296	<i>V</i>	11.78	0.36
12/24	2998.296	<i>R</i>	12.26	0.34
12/24	2998.296	<i>I</i>	15.78	0.36

вычислениях использовались звездные величины объекта, исправленные за межзвездное поглощение по данным табл.1. Для каждой ночи были получены величины полных и поляризованных потоков в полосах *UBVRI* (табл.3.) и построены графики, показывающие в логарифмической шкале зависимость полного потока F_v от частоты ν .

Примеры этих зависимостей для нескольких ночей показаны на рис.3.

Прямыми линиями показаны линии регрессии для этих ночей, наклон которых к оси абсцисс дает оценку величины спектрального индекса α в данную ночь. Полученные таким образом оценки α с

ошибками $\sigma(\alpha)$ их определения и коэффициенты регрессии R с ошибками их определения $\sigma(R)$ собраны в табл.4.

Из рис.3 видно, что распределение энергии в спектре ЗС 66А хорошо представляется степенным законом $F_\nu \sim \nu^{-\alpha}$. Во всех случаях (включая не показанные на рисунке) заметно отклонение от прямой линии в полосе V . Аналогичные отклонения отмечались и ранее в

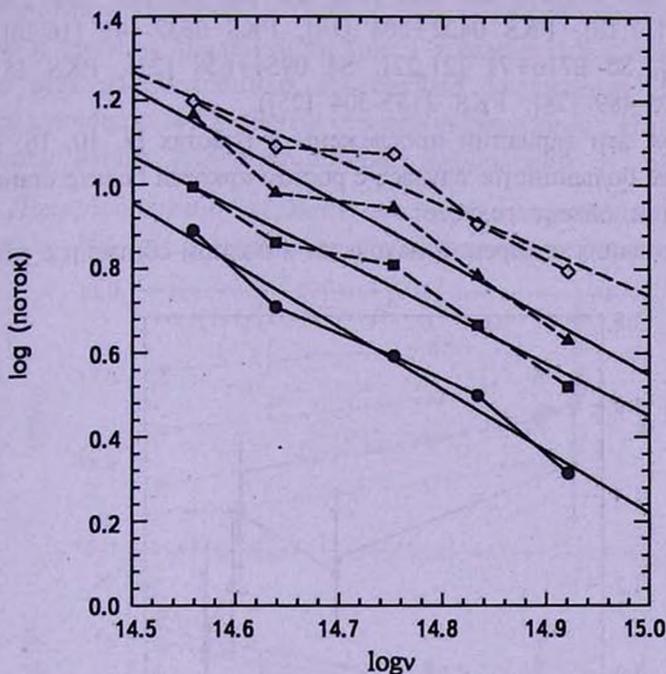


Рис.3. Примеры изменения потоков по спектру ЗС 66А для нескольких дат в 2003г. В начале наших измерений (JD2452675, сплошные кружки), в середине (JD2452883, квадраты, JD2452966, треугольники), и в конце наблюдений (JD2452998, ромбы).

Таблица 4

СПЕКТРАЛЬНЫЙ ИНДЕКС α И СРЕДНИЕ ПО ДАТАМ ПАРАМЕТРЫ ЛИНЕЙНОЙ ПОЛЯРИЗАЦИИ $\langle P \rangle$ И $\langle PA \rangle$ ОПТИЧЕСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ЗС 66А В 2003г.

Дата 2003	JD-2450000	α	$\sigma(\alpha)$	R	$\sigma(R)$	$\langle P\% \rangle$	$\sigma(P\%)$	$\langle PA \rangle$	$\sigma(PA)$
02/04	2675.2200	1.47	0.13	0.99	0.04	15.10	0.83	14.5	1.6
08/30	2882.5320	1.26	0.16	0.98	0.05	10.73	1.38	9.7	3.7
08/31	2883.5600	1.23	0.14	0.98	0.04	10.15	2.70	7.3	7.6
11/22	2966.4260	1.36	0.18	0.98	0.05	7.01	1.34	5.8	5.5
11/23	2967.4640	1.38	0.14	0.99	0.04	7.76	2.39	5.1	8.8
11/30	2974.4000	1.21	0.16	0.98	0.05	3.26	2.52	13.3	22.2
12/22	2996.4130	1.11	0.20	0.96	0.06	2.90	2.27	36.0	22.4
12/23	2997.4713	1.04	0.14	0.98	0.04	3.72	3.31	26.4	25.5
12/24	2998.3074	1.06	0.17	0.96	0.05	2.51	3.11	25.7	35.4

других временных интервалах (например, в работе [10]).

3.2. Фотометрия. Изменения спектрального индекса со временем. Как известно, синхротронная природа оптического излучения 3С 66А не вызывает сомнений. Заметные вариации спектрального индекса в оптическом и смежных диапазонах со временем отмечались у ряда объектов (ОJ 287 [11-13], 3С 66А [14], BL Lac [15,16], 3С 273 [14], АО 0235+16 [17,18], PKS 0422+004 [19], PKS 0537-441 [16,20], PKS 0735+178 [16], S5 0716+71 [21,22], S4 0954+658 [23], PKS 1514-241 [16], PKS 2005-489 [24], PKS 2155-304 [25]).

Для 3С 66А эти вариации прослежены в работах [7, 10, 16, 26-29]. В подавляющем большинстве случаев с ростом яркости спектр становится менее крутым и объект голубеет.

Результаты наших измерений находятся в полном согласии с результа-

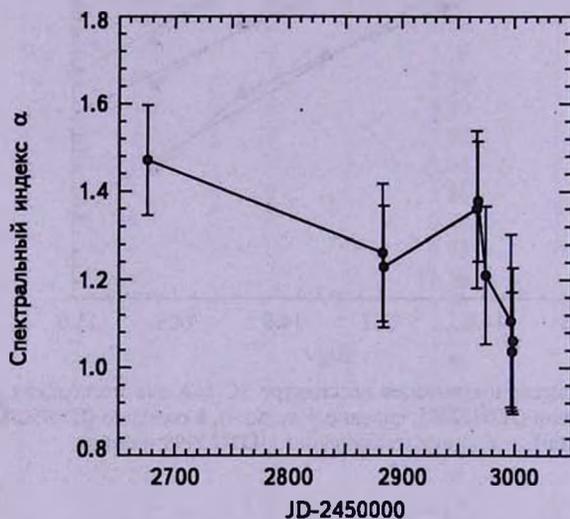


Рис.4. Изменения спектрального индекса оптического излучения 3С 66А в 2003г.

тами упомянутых выше наблюдений. На рис.4 показано, как изменялся спектральный индекс α оптического излучения 3С 66А в 2003г.

Из сравнения рис.1 и рис.4 видно, что с ростом яркости объекта спектральный индекс уменьшался. Так как наблюдаемое излучение 3С 66А имеет синхротронную природу, то можно ожидать корреляции изменений спектрального индекса с изменениями степени поляризации. Эта связь является одной из важнейших характеристик источников синхротронного излучения. Она позволяет облегчить выбор модели магнитного поля в источнике. Связь спектрального индекса со степенью поляризации исследована в ряде работ [26,30,31]. Следует отметить, что из перечисленных выше случаев, когда наблюдалось уменьшение

величины спектрального индекса с увеличением блеска, только в одном случае учитывалось изменение степени поляризации [26]. Сравнение результатов поляриметрических наблюдений небольшой выборки квазаров и 7 объектов типа BL Lac с двумя типами моделей оптически тонких источников синхротронного излучения с частично ориентированным магнитным полем сделано в работе Нордсика [32]. Приведенный в этой работе график теоретической связи спектрального индекса и степени поляризации (рис.1 в статье Нордсика) показывает, что во всех рассмотренных им случаях увеличение спектрального индекса сопровождается ростом степени поляризации. Ниже приводятся результаты наших поляризационных наблюдений ЗС 66А.

4. Поляриметрия. Изменения параметров поляризации со временем. На рис.5 показано, как менялись со временем в 2003г.

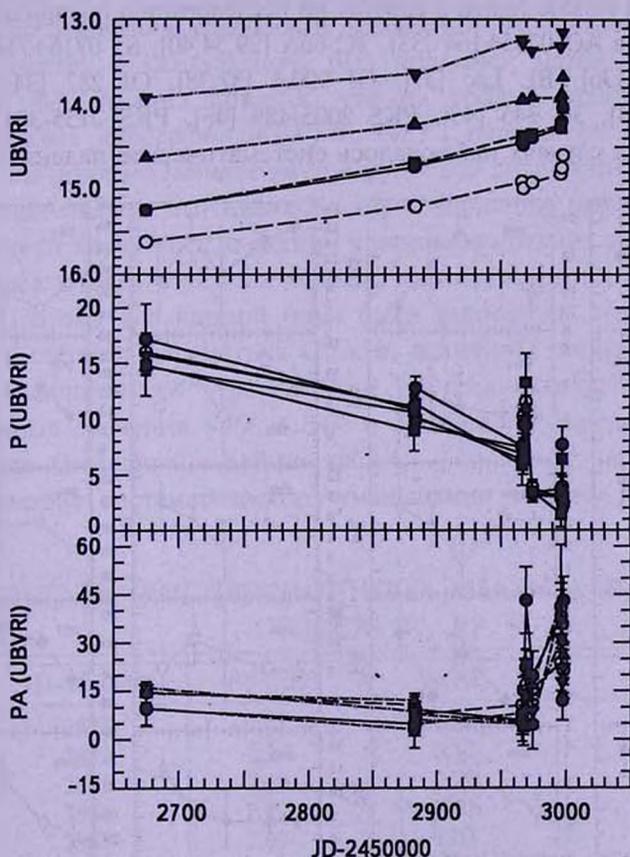


Рис.5. Изменения яркости (верхняя панель), степени поляризации (средняя панель) и позиционного угла плоскости поляризации оптического излучения ЗС 66А в полосах UBVR со временем в 2003г. Различными значками показаны результаты наблюдений в полосах U (сплошные кружки), B (открытые кружки), V (квадраты), R (треугольники вершиной вверх), I (треугольники вершиной вниз).

наблюдаемые параметры поляризации оптического излучения ЗС 66А. Видно, что во всех полосах эти изменения имели одинаковый характер: с ростом яркости степень поляризации упала от 15-17% в феврале до уровня 3% в конце года и тогда же наметился поворот плоскости поляризации примерно на 30°.

4.1. Поляриметрия. Изменения спектральной зависимости параметров поляризации со временем. Известно, что поляризация, создаваемая оптически тонким источником синхротронного излучения со степенным спектром, в идеальном случае не зависит от длины волны. Однако полученные в последнее время данные показывают, что у ряда блазаров наблюдается зависимость параметров поляризации от длины волны.

Примеры заметных изменений степени и угла плоскости поляризации с длиной волны можно найти в работах по исследованию поляризационных свойств блазаров АО 0235+164 [33], ЗС 66А [29,34,40], S5 0716+714 [34,35], PKS 0735+178 [36], BL Lac [37], ОI 090.4 [37,38], ОJ 287 [34,39,41,42], MRK 421 [43,44], ЗС 345 [45], PKS 2005-489 [46], PKS 2155-304 [47].

В некоторых случаях наблюдалось систематическое падение степени

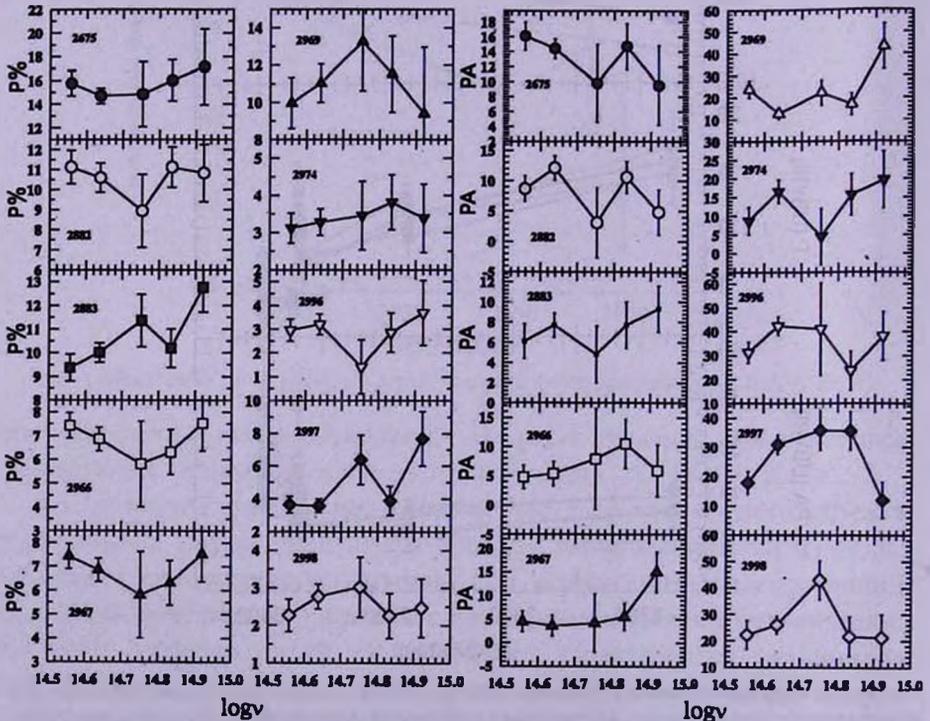


Рис.6. Изменения спектральной зависимости степени поляризации (левая панель) и позиционного угла плоскости поляризации (правая панель) оптического излучения ЗС 66А в даты наблюдений в 2003г. Даты на графиках указаны в юлианских днях -2450000.

поляризации в длинноволновую сторону (MRK 421 [44], PKS 2005-489 [46], PKS 2155-304 [47]). Причиной такого поведения является вклад излучения звездного населения галактики, с которой связан блазар.

Наибольшее количество измерений изменений формы спектральной зависимости степени поляризации и позиционного угла плоскости поляризации оптического излучения со временем с 1991 по 1998 годы получено для ЗС 66А [29,34,40,48].

На возможность появления заметного изменения степени поляризации с длиной волны указано в работах Балларда и др. [26], Бьернсона и Блюменталя [30], Бьернсона [31].

Наши наблюдения ЗС 66А в 2003г. также показывают изменения параметров поляризации с длиной волны в 2003г. (рис.6), но без какого-либо систематического изменения с частотой.

Для исследования реальности изменения параметров Стокса PX и PY по спектру в каждую ночь был применен метод дисперсионного анализа [49]. Анализ показал, что на уровне значимости $\alpha=0.05$ межгрупповые дисперсии $F(PX)$ и $F(PY)$ параметров Стокса во всех случаях значительно меньше внутригрупповой дисперсии $F(0.05)$ (табл.5).

Отсюда следует, что наблюдавшиеся вариации параметров поляризации имеют случайный характер, а различия средних за ночь значений параметров Стокса в разных полосах являются статистически незначимыми. Поэтому для каждой ночи были вычислены средневзвешенные значения степени параметров Стокса, величины степени поляризации $\langle P \rangle$ и позиционного угла $\langle PA \rangle$ и их среднеквадратичные ошибки. Полученные значения $\langle P \rangle$, $\langle PA \rangle$ и ошибки их определения собраны в четырех последних столбцах табл.4.

Отсутствие систематического уменьшения степени поляризации от

Таблица 5

РЕЗУЛЬТАТЫ ДИСПЕРСИОННОГО АНАЛИЗА ПАРАМЕТРОВ СТОКСА PX , PY

JD-2450000	$F(0.05)$	$F(PX)$	$F(PY)$
2675	2.43	0.83	0.17
2882	2.50	0.17	0.81
2883	2.45	2.75	1.82
2966	2.49	0.91	0.41
2967	2.49	1.03	1.49
2969	2.64	1.66	1.52
2974	2.44	0.35	0.90
2996	2.45	0.34	0.20
2997	2.50	2.01	1.96
2998	2.41	1.06	1.39

ультрафиолета в длинноволновую сторону указывает, что вклад излучения от ядра галактики, связанной с блазаром, значительно больше вклада излучения от ее звездной компоненты. Для оценки влияния галактической подложки на поляризацию воспользуемся формулой $P_{true} = P_{obs} [1 - 10^{0.4(m_{gal} - m_{gal})}]^{-1}$ из статьи Тости и др. [50], где P_{true} - поляризация, вычисленная с учетом вклада галактической подложки, P_{obs} - наблюдаемая степень поляризации, m_{gal} - наблюдаемая яркость объекта, m_{gal} - оценка яркости галактической подложки. Согласно Вюртцу и др. [51] видимая яркость галактики m_{gal} в полосе R составляет $19^m.0$, а по данным Нильсона и др. [52] видимая яркость галактики равна $17^m.0$. Во время наших наблюдений яркость блазара выросла от $14^m.6$ до $13^m.7$. Принимая для оценки наблюдаемую величину $m_{gal} = 14^m$, получим, что исправленная за вклад галактической подложки степень поляризации превышает наблюдаемую всего на 6% от ее величины, то есть "разбавление" поляризации галактической компонентой практически отсутствует.

4.2. Поляриметрия. Связь изменений блеска, степени поляризации и спектрального индекса. Важнейшее значение для определения физических параметров изучающей среды имеет исследование связи таких наблюдаемых величин, как яркость и степень поляризации со спектральным индексом. В дальнейшем для изучения связей наблюдаемых величин друг с другом используются полученные выше значения $\langle P \rangle$ и $\langle PA \rangle$.

Изменение средних по датам параметров поляризации со временем во время наших наблюдений в 2003г. показано на диаграмме параметров Стокса PX , PY (рис.7).

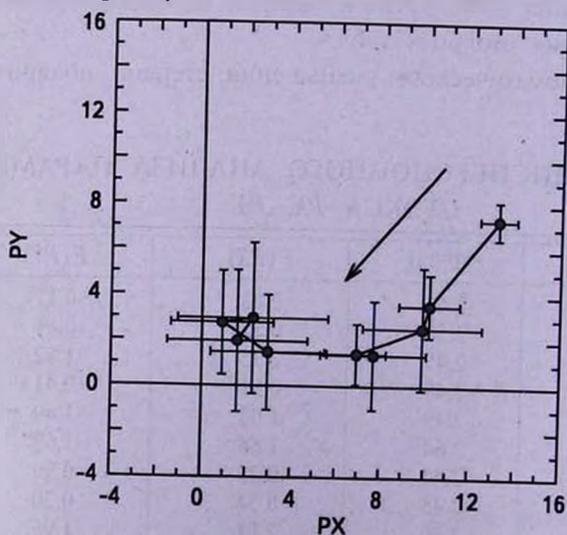


Рис.7. Изменение средних по датам наших наблюдений в 2003г. параметров поляризации со временем на диаграмме параметров Стокса PX , PY . Стрелкой указано направление обхода точек.

Видно, что в начале наших наблюдений происходило быстрое уменьшение степени поляризации с ее поворотом.

Общее представление о характере изменений спектрального индекса α , средней степени поляризации $\langle P \rangle$ и блеска в полосе V со временем дает рис.8.

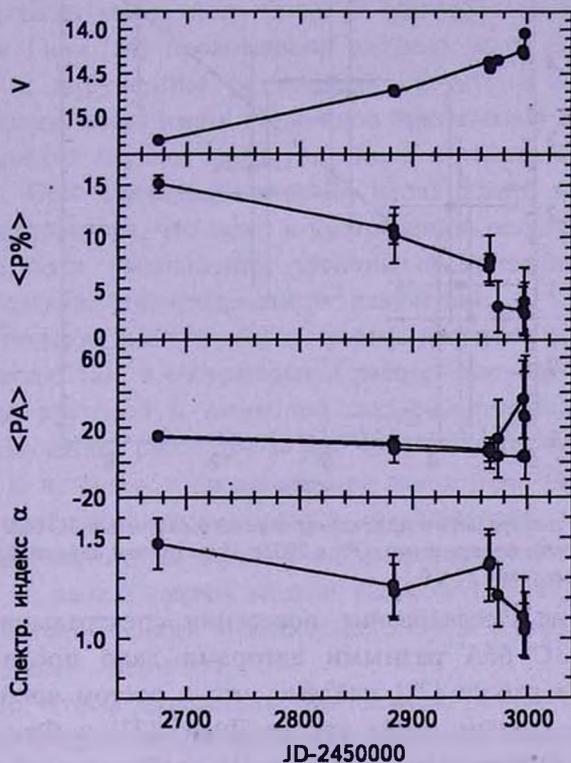


Рис.8. Изменения блеска в полосе V (верхняя панель), средних по ночам параметров поляризации $\langle P \rangle$ и $\langle PA \rangle$ (две средние панели) и спектрального индекса α (нижняя панель) ЗС 66А со временем в 2003г.

Видно, что изменения со временем средних параметров поляризации $\langle P \rangle$ и $\langle PA \rangle$ и спектрального индекса α у ЗС 66А имели довольно регулярный характер, кроме конца года, когда степень поляризации была минимальной, а позиционный угол определялся с большой ошибкой.

Сравнение изменений спектрального индекса α с изменениями средней степени поляризации $\langle P \rangle$ показывает, что степень поляризации возрастала с ростом крутизны спектра (рис.9).

Аппроксимируя корреляцию спектрального индекса α и средне-взвешенной степени поляризации $\langle P \rangle$ линией регрессии, вычисленной с учетом ошибок по обеим осям, получаем статистическую связь степени наблюдаемой поляризации $\langle P \rangle$ со спектральным индексом α :

$$\langle P(\%) \rangle = \alpha + b\alpha,$$

где $\alpha = -34.58 \pm 19.00$, $b = 33.72 \pm 15.00$, или иначе:

$$\langle P \rangle (\%) = 33.72(\alpha - 1.026). \quad (1)$$

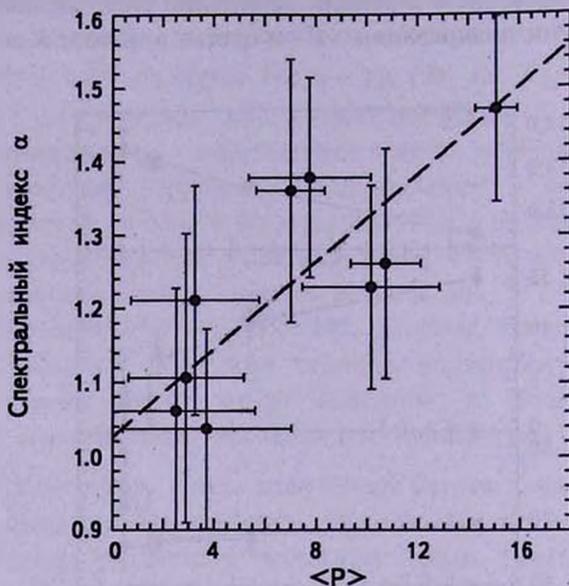


Рис.9. Изменение спектрального индекса оптического излучения ЗС 66А с изменением средней по ночам степени поляризации $\langle P \rangle$ в 2003г. Пунктирной линией показана линия регрессии с коэффициентом 0.82 ± 0.11 .

5. Обсуждение. Исследование поведения спектрального индекса со временем у ЗС 66А разными авторами дало противоречивые результаты. Так, в работе [28] найдено, что с ростом яркости спектр становится менее крутым, тогда как де Диего [27] и Фан и др. [16] нашли обратную корреляцию. В работе [1] сообщается об отсутствии какой-либо корреляции между спектральным индексом и яркостью объекта в полосе V . Изучив поведение спектрального индекса у ЗС 66А за 1993-1998гг., Гаген-Торн и др. [7] показали, что у этого объекта существуют небольшие изменения спектрального индекса от сезона к сезону. По-видимому, такое поведение спектрального индекса связано со сложным характером его изменений в разные годы наблюдений. Пример такого поведения дают наши наблюдения ОJ 287 в 1994-1997гг., когда наблюдалось волнообразное изменение спектрального индекса со временем: с ростом яркости спектральный индекс сначала возрастал, а потом уменьшался, причем степень поляризации росла, когда спектр становился круче (рис.3, 4, 7 в статье [53]).

Наблюдаемая линейная поляризация излучения блазаров значительно меньше теоретической оценки для случая полностью упорядоченного магнитного поля.

Бьернссон [31] показал, что существует несколько причин, могущих вызвать наблюдаемые особенности поведения параметров поляризации со временем. Наиболее вероятными причинами являются нарушение упорядоченности магнитного поля в джете из-за появления хаотической компоненты, изменение его ориентации к лучу зрения и/или ослабление силы магнитного поля. В общепринятой *jet-shock* модели Маршера и Гира [54] прохождение ударных волн вдоль джета может приводить к нарушению регулярной структуры магнитного поля. Сгустки плазмы могут иметь различную ориентацию и силу магнитного поля. Во многих случаях магнитное поле в джетах имеет спиральную топологию. При движении сгустков вдоль джета может нарушаться спиральная структура, что ведет к уменьшению регулярной компоненты магнитного поля, уменьшению степени поляризации и уменьшению крутизны спектра синхротронного излучения.

В теоретических работах обычно рассматриваются упрощенные модели топологии поля. Так, в обстоятельной работе Сазонова [55], посвященной вычислению круговой и линейной поляризации источников синхротронного излучения, рассмотрены две модели источника синхротронного излучения: 1) источник с неоднородным магнитным полем и изотропным распределением электронов относительно магнитного поля и 2) источник с однородным магнитным полем и анизотропным угловым распределением электронов. В рамках первой модели рассмотрены два варианта: вариант суперпозиции однородного и хаотического полей и вариант неизотропного поля постоянной величины.

Для того, чтобы определить, как зависит величина отношения сил регулярного и хаотического магнитного поля от спектрального индекса для случая оптически тонкого источника синхротронного излучения можно воспользоваться формулой, связывающей наблюдаемые величины (степень линейной поляризации $\langle P \rangle$ и спектральный индекс α с отношением величин регулярного B_0 и хаотического поля B_1 [55,56]:

$$\langle P \rangle = ((3\delta + 3)/(3\delta + 7))((\delta + 3)(\delta + 5)/32) B_0^2 \sin^2 \theta / B_1^2, \quad (2)$$

где $\delta = (\alpha - 1)/2$, а θ есть угол между направлениями распространения излучения и магнитного поля. Подставив в эту формулу статистическую связь наблюдаемых величин степени поляризации и спектрального индекса (1) и проведя вычисления, получим зависимость между отношением $B_0^2 \sin^2 \theta / B_1^2$ и спектральным индексом α , показанную на рис.10 (кривая линия). Предполагается, что хаотическое поле $B_1 \gg B_0 \sin^2 \theta$ и $\theta = 90^\circ$.

Из рассмотрения рисунка видно, что уменьшение наблюдаемого спектрального индекса α от 1.5 до 1.1 и степени поляризации от 16% при $\alpha = 1.5$ до уровня 3% при $\alpha = 1.1$ может быть вызвано увеличением

силы хаотической компоненты магнитного поля почти на 30%. Таким образом, можно сделать вывод о том, что наблюдавшиеся у ЗС 66А изменения параметров линейной поляризации оптического излучения и спектрального индекса в 2003г. были вызваны ростом величины

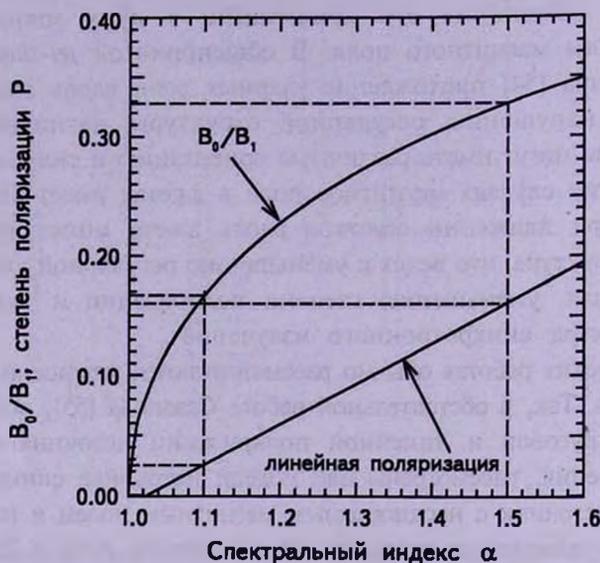


Рис.10. Изменение отношения силы регулярного магнитного поля V_0 к силе хаотического поля V_1 (кривая линия) и наблюдаемой степени поляризации $\langle P \rangle$ объекта ЗС 66А (прямая линия) для случая оптически тонкого источника в зависимости от степени крутизны спектра, характеризуемой спектральным индексом α . Пунктирными линиями показаны границы интервалов наблюдавшихся изменений спектрального индекса и степени поляризации.

хаотического магнитного поля из-за изменения топологии общего магнитного поля. Наличие связи между изменениями спектрального индекса, степени поляризации и характеристик магнитного поля позволяет сделать выбор объектов для изучения характеристик магнитного поля джета по данным о величине и характере изменений со временем степени поляризации и спектрального индекса, который определяется по многоцветным фотометрическим измерениям.

6. *Выводы.* Основные результаты статьи можно суммировать следующим образом:

1. В 2003г. происходило поярчание объекта примерно на 1^m .
2. С ростом яркости объект голубеет.
3. Рост яркости сопровождается уменьшением степени поляризации от 16% до 3%, поворотом плоскости поляризации на 10° и уменьшением спектрального индекса α от ~ 1.5 до 1.1.
4. Для случая оптически тонкого источника связь степени поляризации и спектрального индекса с напряженностью магнитного поля

позволяет определить вклад хаотической компоненты в общее магнитное поле источника синхротронного излучения.

5. Наблюдаемые изменения параметров поляризации и спектрального индекса вызваны, по-видимому, ослаблением силы регулярного магнитного поля.

6. Изменения спектрального индекса и/или степени поляризации могут быть использованы для определения степени упорядоченности магнитного поля.

Выполнение этой работы было возможно благодаря частичной поддержке грантом фундаментальных гражданских исследований UP1-2549-CR-03 для независимых государств бывшего СССР (CRDF). Авторы выражают искреннюю благодарность рецензенту за ценные замечания.

НИИ Крымская астрофизическая обсерватория,
Украина, e-mail: efimov@crao.crimea.ua

PHOTOPOLARIMETRY OF 3C 66A IN 2003

Yu.S.EFIMOV, N.V.PRIMAK

BL Lac type object 3C 66A was observed at the Crimean astrophysical observatory as a continuation of the international project OJ-94. Observations were made in 10 nights from February till December 2003 in the cassegrain focus of the 125 cm telescope AZT-11 providing simultaneous observations in *UBVRI* bands. In the course of our measurements the brightness of the object increased by more then 1 magnitude. The color indices were changed too and the polarization degree decreased from ~16% in February to ~3% at the end of our measurements. In December 2003 the position angle changed rapidly from 15° to 40°. Spectral energy distribution F_{ν} is well fitting by power law $F_{\nu} \propto \nu^{-\alpha}$ with a spectral index α . The brightness increasing was accompanied by the decreasing of the spectral index. It is supposed that most probable mechanism of observed variations of brightness, polarization degree and spectral index in 3C 66A may be the decreasing of the magnetic field strength or changing of its topology due to increasing of chaotic component of the magnetic field.

Key words: *blazars:polarimetry:photometry - individual:3C 66A*

ЛИТЕРАТУРА

1. *L.O.Takalo*, *Astron. Soc. Pacific Confer.*, **110**, 70, 1996.
2. *M.Lainela, L.O.Takalo, A.Sillanpää et al.*, *Astrophys. J.*, **521**, 561, 1999.
3. *E.T.Belokon, M.K.Babadzhanyants*, *High Energy Blazar Astronomy, ASP Confer. Ser.*, **299**, 2003.
4. *V.Pirola*, in "Polarized Radiation of Circumstellar Origin", eds. *G.V.Coyne et al.*, Vatican City State, 1988, p.735.
5. *Th.G.Barnes III, Th. J.Moffett*, *Publ. Astron. Soc. Pacif.*, **91**, 289, 1979.
6. *Th.Neckel, R.Chini*, *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.*, **39**, 411, 1980.
7. *В.А.Гаген-Торн, А.В.Гаген-Торн, С.Г.Эрштадт и др.*, *Астрофизика*, **44**, 347, 2001.
8. *I.S.McLean, D.Clarke*, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, **186**, 245, 1979.
9. *S.L.O'Dell, J.J.Pushell, W.A.Stein et al.*, *Astrophys. J.*, **224**, 22, 1978.
10. *L.O.Takalo, A.Sillanpää, T.Pursimo et al.*, *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.*, **120**, 313, 1996.
11. *M.Moles, J.Garcia-Pelayo, J.Masegosa*, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, **211**, 621, 1984.
12. *C.G.Hanson, M.J.Coe*, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, **217**, 831, 1985.
13. *L.O.Takalo, A.Sillanpää*, *Astron. Astrophys.*, **218**, 45, 1989.
14. *W.K.Gear, E.I.Robson, L.M.J.Brown*, *Nature*, **324**, 546, 1986.
15. *J.R.Webb, I.Freeman, E.Howard et al.*, *Astron. J.*, **115**, 2244, 1998.
16. *J.H.Fan, R.G.Lin*, *Astrophys. J.*, **537**, 101, 2000.
17. *C.M.Raiteri, M.Villata, H.D.Aller et al.*, *Astron. Astrophys.*, **377**, 396, 2001.
18. *L.Ostorero, M.Villata, C.M.Raiteri*, Report in Turku Meeting (Finland), 2002.
19. *E.Massaro, R.Nesci, M.Maesano et al.*, *Astron. Astrophys.*, **314**, 87, 1996.
20. *G.E.Romero, S.A.Cellone, J.A.Combi*, *Astron. J.*, **120**, 1192, 2000.
21. *L.Ostorero, C.M.Raiteri, M.Villata et al.*, *Mem. Salt.*, **72**, 147, 2001.
22. *C.M.Raiteri, M.Villata, G.Tosti et al.*, *Astron. Astrophys.*, **402**, 151, 2003.
23. *I.E.Papadakis, V.Samaritakis, P.Boumis et al.*, *Astron. Astrophys.*, **426**, 437, 2004.
24. *E.S.Perlman, G.Madeiski, J.T.Stocke et al.*, *Astrophys. J.*, **523**, L11, 1999.
25. *S.Paltani, T.J.-L.Courvoisier, A.Blecha, P.Bratschi*, *Astron. Astrophys.*, **327**, 539, 1997.
26. *K.R.Ballard, A.R.G.Mead, P.W.J.L.Brand et al.*, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, **243**, 640, 1990.
27. *J.A.De Diego, M.R.Kidger, J.N.Gonzales-Perez et al.*, *Astron. Astrophys.*, **318**, 331, 1997.
28. *K.K.Ghosh, B.D.Ramsey, A.C.Sadun et al.*, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, **127**, 11, 2000.
29. *Yu.S.Efimov, N.M.Shakhovskoy*, Tuorla observatory reports, **174**, 35, 1994.
30. *C.-I.Björnsson, G.R.Blumental*, *Astrophys. J.*, **259**, 805, 1982.
31. *C.-I.Björnsson*, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, **216**, 241, 1985.
32. *K.H.Nordsieck*, *Astrophys. J.*, **209**, 653, 1976.
33. *L.O.Takalo, A.Sillanpää, K.Nilsson et al.*, *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.*, **94**,

37, 1992.

34. *L.O.Takalo, A.Sillanpää, K.Nilsson*, *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.*, 107, 497, 1994.
35. *Yu.S.Efimov, N.M.Shakhovskoy*, *Tuorla Observatory Reports*, 174, 42, 1994.
36. *L.O.Takalo*, *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.*, 90, 161, 1991.
37. *J.J.Puschell, W.A.Stein*, *Astrophys. J.*, 237, 331, 1980.
38. *J.J.Puschell, T.W.Jones, A.C.Phillips et al.*, *Astrophys. J.*, 265, 625, 1983.
39. *Yu.S.Efimov, N.M.Shakhovskoy*, *Tuorla Observatory Reports*, 174, 28, 1994.
40. *Yu.S.Efimov, N.M.Shakhovskoy*, *Perugia Univ. Observ. Publ.*, 3, 24, 1998.
41. *Yu.S.Efimov, N.M.Shakhovskoy*, *Perugia Univ. Observ. Publ.*, 3, 30, 1998.
42. *P.A.Holmes, P.W.J.L.Brand, C.D.Impey et al.*, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, 211, 497, 1984.
43. *G.H.Rieke, M.J.Lebofsky, J.C.Kemp et al.*, *Astrophys. J.*, 218, L37, 1977.
44. *Yu.S.Efimov, N.M.Shakhovskoy*, *Perugia Univ. Observ. Publ.*, 3, 155, 1998.
45. *M.L.Sitko, W.A.Stein, G.D.Schmidt*, *Astrophys. J.*, 282, 29, 1984.
46. *F.Scaltriti, C.M.Raiteri, M.Villata et al.*, *Proceedings of the OJ-94 Annual Meeting, Osservatorio Astronomico di Torino*, 1999, p.53.
47. *A.Treves, E.Pian, F.Scaltriti et al.*, *Proceedings of the OJ-94 Annual Meeting, Osservatorio Astronomico di Torino*, 1999, p.49.
48. *L.O.Takalo*, *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.*, 90, 161, 1991.
49. *В.Е.Гмурман*, *Теория вероятностей и математическая статистика*, 1977, с.355.
50. *G.Tosti, M.Fiorucci, M.Liciani et al.*, *Astron. Astrophys.*, 330, 41, 1998.
51. *R.Wurtz, J.T.Stocke, H.K.C.Yee*, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, 103, 109, 1996.
52. *K.Nilsson, T.Pursimo, L.O.Takalo, A.Sillanpää, J.Heidt*, *Publ. of Perugia Univ. Observ.*, 3, 43, 1998.
53. *Yu.S.Efimov, N.M.Shakhovskoy, L.O.Takalo et al.*, *Astron. Astrophys.*, 381, 408, 2002.
54. *A.P.Marscher, W.K.Gear*, *Astrophys. J.*, 298, 114, 1985.
55. *V.N.Sazonov*, *Astrophys. and Space Sci.*, 19, 3, 1972.
56. *А.З.Долгинов, Ю.Н.Гнедин, Н.А.Силантьев*, *Распространение и поляризация излучения в космической среде*, Наука, М., 1979, с.402.

УДК: 524.54-355

СПЕКТРАЛЬНЫЕ НАБЛЮДЕНИЯ ЗВЕЗД, СВЯЗАННЫХ С ТУМАННОСТЯМИ. I. PP 52, 57, 63, 89

ЭЛЬМА С.ПАРСАМЯН, Л.Г.ГАСПАРЯН

Поступила 5 октября 2005

Приведены результаты спектральных наблюдений звезд, связанных с туманностями PP52, PP57, PP63, PP89. Звезда PP52 - спектрального типа А и связана с отражательной туманностью. Звезда PP57 нестационарная. Слабый объект (1079-0122733) в непосредственной близости от PP57 показывает значительную переменность. Показано, что туманности PP63 и PP89 являются кометарными.

1. *Введение.* Среди туманностей, имеющих внешне кометарную форму и включенных в Каталог кометарных туманностей и родственных объектов (ККТРО) [1], далеко не все являются представителями редкого типа кометарных туманностей, классическими образцами которых являются туманности NGC 2261 и NGC 6729. Так, среди туманностей, приведенных в ККТРО, есть такие, которые связаны с фуорами, PP43 (FU Ori), PP 88 (Parsamian 21), PP 92 (V1515 Cyg), PP71 (Z CMa); с объектами HH (PP 13, 27, 30, 40, 44, 50). Галактикой оказалась туманность PP31 (GM17) [2,3], а PP94 (GM11) - планетарной туманностью [4]. Приведенные примеры показывают, что внешний вид не определяет однозначно природу объекта, с другой стороны ККТРО содержит много интересных объектов, которые стоят чтобы их изучали.

Основные характеристики кометарных туманностей это - переменность туманности и ассоциированных звезд, которые могут относиться к звездам типа Т Тельца и Ae/Be.

В статье приведены результаты спектральных наблюдений звезд, связанных с туманностями PP 52, 57, 63, 89. На рис.1 приведены изображения туманностей по Паломарским картам DSS2 в лучах *B* и *R*.

2. *Наблюдательный материал.* Спектральные наблюдения проводились на 6-м телескопе Специальной астрофизической обсерватории академии наук России с SP -124 планетарным спектрографом со сканнером в фокусе Несмита. В табл.1 приведены данные о наблюдательном материале.

В табл.2 приведены экваториальные координаты туманностей.

3. Результаты наблюдений и обсуждение.

Туманность PP 52. Обнаружена на Паломарских картах [1], находится южнее туманности Сед 061. С северной стороны от звезды простирается слабо выраженная дугообразная туманность, внешне напоминающая туманность около фуора Z СМа и по классификации, приведенной в

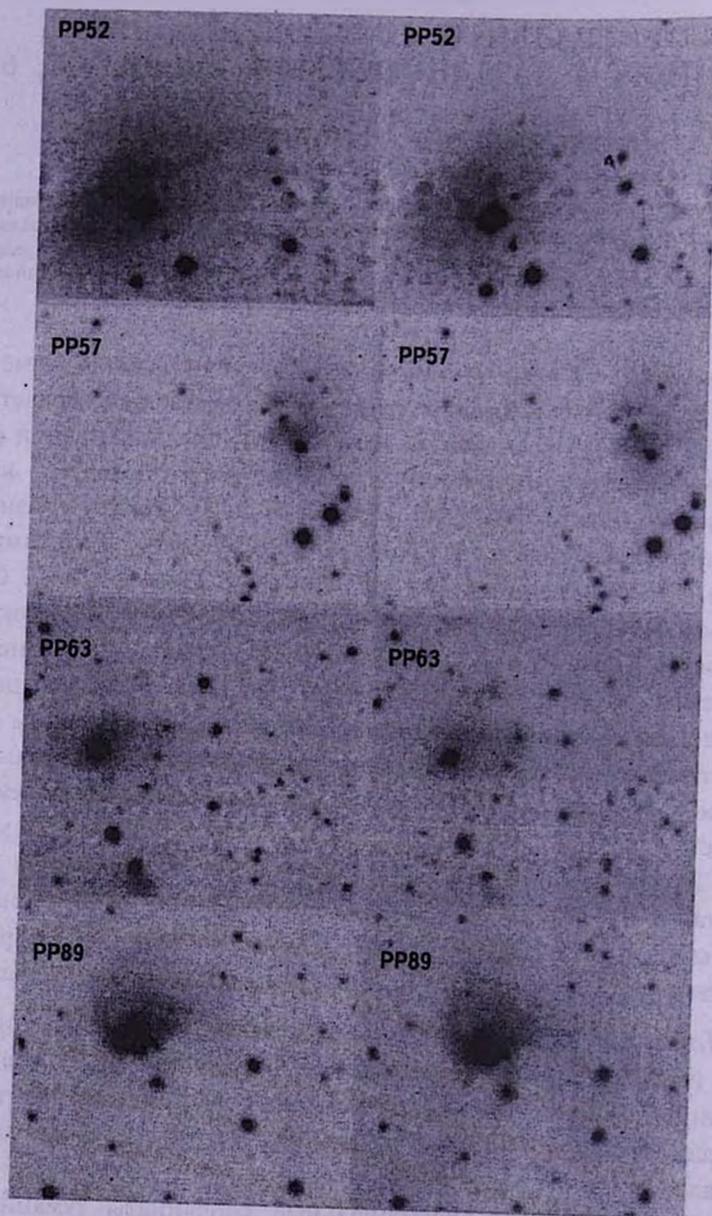


Рис.1. Изображения туманностей PP 52, PP57, PP63, PP89 по Паломарским картам DSS2 в лучах В и R.

Таблица 1

НАБЛЮДАТЕЛЬНЫЙ МАТЕРИАЛ

КТРО	Спектр. диап. (Å)	Дисперсия (Å/кан)	Разреш. (Å)	Экс. (мин)	Дата
PP 52	3800-5400	~1.8	~4	20	10.01. 1988
	5200-6700	"	"	50	"
PP 57=Sh258	3500-6800	~3.8	~7	50	11.01.1988
PP 63=GM20	3700-6900	~3.8	~7	47	11.01.1988
PP 89=NGC 6820=	3600-5200	~2	~2	25	14.06.1986
GM26	5600-7200	"	"	22	"

Таблица 2

ЭКВАТОРИАЛЬНЫЕ КООРДИНАТЫ ТУМАННОСТЕЙ

КТРО	α (1950)	δ (1950)
PP 52	6 ^h 01 ^m .3	30°31'.0
PP 57	6 ^h 10 ^m .6	17°56'.1
PP 63	6 ^h 34 ^m .0	05°38'.0
PP 89	19 ^h 40 ^m .3	22°58'.0

[1], относится к типу Па (туманность в виде запятой). Видимый диаметр 0'.5. Туманность PP52, как и соседняя Сед 061, ярче на синих Паломарских картах, чем на красных, что, возможно, является свидетельством общего рассеивающего фона, в который они погружены. Дугообразная форма туманности сильнее выражена в синих лучах, чем в красных.

Звезда наблюдалась 10.01.1988г. в диапазонах длин волн $\lambda\lambda 3800 - 5400\text{Å}$ и $\lambda\lambda 5200 - 6700\text{Å}$ с дисперсией 1.8Å/кан и с разрешением $\sim 4\text{Å}$ (рис.2а, б).

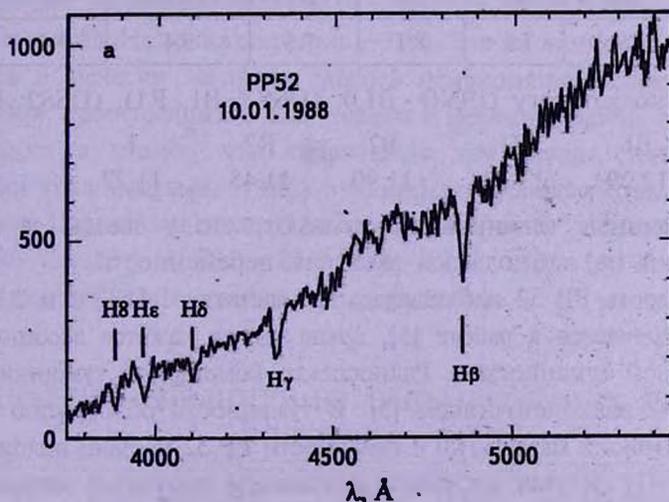


Рис.2. Спектрограммы звезды PP 52 в диапазонах длин волн а) $\lambda\lambda 3800 - 5400\text{Å}$ и б) $\lambda\lambda 5200 - 6700\text{Å}$.

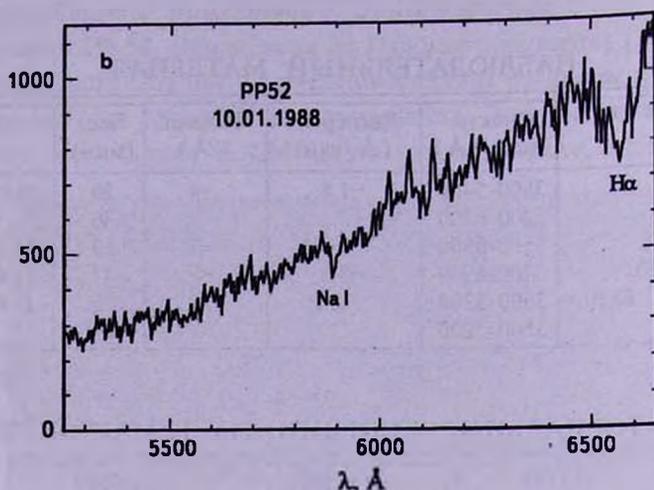


Рис.2. Продолжение.

В спектре наблюдаются абсорбционные бальмеровские линии водорода, $H\alpha$ - $H9$. Наблюдаются слабые абсорбционные линии металлов и относительно сильная линия натрия с эквивалентной шириной, $W(\text{NaI}) = 2.9\text{Å}$. Звезда спектрального типа A.

В табл.3 приводятся эквивалентные ширины бальмеровских линий водорода.

Таблица 3

ЭКВИВАЛЕНТНЫЕ ШИРИНЫ БАЛЬМЕРОВСКИХ ЛИНИЙ ВОДОРОДА

$H\alpha$	$H\beta$	$H\gamma$	$H\delta$	$H + H\epsilon$	$H\zeta$
5.9bl	7.8	8.1	7.5	9.4	9.4

Согласно каталогу USNO - B1.0, (DSS1: B1, R1), (DSS2: B2, R2, I)

B1	R1	B2	R2	I
12.09	11.48	11.90	11.45	11.27

Приведенные величины показывают, что у звезды за несколько десятилетий не наблюдалась заметная переменность.

Туманность PP 52 наблюдалась на частотах 1.41 ГГц и 2.38 ГГц [5].

Как отмечается в работе [5], яркая звезда кажется ассоциированной с кометарной туманностью. Радиоспектр кометарной туманности сходен с тепловым радиоисточником [5]. В туманности обнаружено излучение в CO [6]. Поиски мазера H_2O в туманности PP 52 не дали положительного результата [7]. В этой же работе приведены некоторые данные о PP52: IRAS 06013-3030, $D = 1.00$ кпк, $\log(L_{\text{ir}}/L_{\odot}) = 2.99$. Туманность, связанная со звездой PP52, является обычной отражательной туманностью.

Туманность PP57=Sh 258 [8]. Туманность PP57 имеет коническую форму, что и явилось причиной включения ее в ККТРО. Видимый диаметр туманности 1'.1. Согласно наблюдениям в CO, Sh 258 входит в комплекс туманностей Sh 254-257, входящих в IC 2162 на расстоянии 2.5 кпк. Линейные размеры туманности Sh 258 ~ 0.8 пк [9].

Звезда наблюдалась 11.01.1988г. в диапазоне длин волн $\lambda\lambda 3500\text{Å}$ с дисперсией $\sim 3.8 \text{Å/кан}$ и с разрешением $\sim 7 \text{Å}$. В спектре звезды, наблюдаются бальмеровские линии водорода, начиная с H β в поглощении. Что касается H α , то если она и есть, ее трудно выделить, скорее всего она залита эмиссией (рис.3).

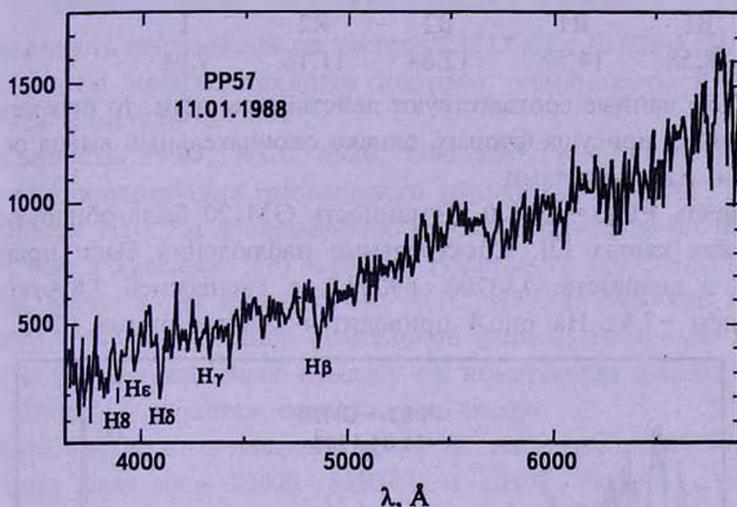


Рис.3. Спектрограмма звезды PP 57 в диапазоне длин волн $\lambda\lambda 3500 - 6800\text{Å}$.

Звезда PP57 спектрально наблюдалась ранее в 1982г. В спектре звезды видна слабая линия H α в поглощении ($\sim 3 \text{Å}$). Эта же линия в туманности наблюдалась в эмиссии на фоне слабого непрерывного спектра [10].

Изменения, происшедшие с H α говорят о нестационарных процессах, происходящих в звезде, что характерно для звезд, связанных с кометарными туманностями. В табл.4 приведены эквивалентные ширины бальмеровских линий водорода. Некоторые из них - бленды.

Согласно каталогу USNO - B1.0, B2 = 12.18, R2 = 14.73. Не имея других фотометрических данных, трудно судить о ее переменности,

Таблица 4

ЭКВИВАЛЕНТНЫЕ ШИРИНЫ БАЛЬМЕРОВСКИХ ЛИНИЙ ВОДОРОДА

H α	H β	H γ	H δ	H + H ϵ	H ζ
-	9.5	4.9	11.5	5.1	6.9

если таковая есть. Как отмечено в работе [5], туманность в виде дуги примерно на $30''$ отличается от теплового радиисточника, которым является Sh 258.

Туманность PP 57 наблюдалась на частотах 1.41 ГГц и 2.38 ГГц [5].

В области Sh 258 в пределах $3''$ находится слабый объект (1079-0122733), погруженный в туманность, который демонстрирует значительное изменение в яркости по данным каталога USNO - B1.0. Ниже приведены эти данные, охватывающие промежуток времени между двумя обзорами DSS1, DSS2.

Согласно каталогу USNO - B1.0,

B1	R1	B2	R2	I
18.58	14.52	12.84	11.16	9.04

Если эти данные соответствуют действительности, то переменность такого порядка присуща фуорам, однако окончательный вывод остается за новыми наблюдениями.

Туманность PP63 = GM20. Туманность GM 20 была обнаружена на Паломарских картах [2]. Спектральные наблюдения были проведены 11.01.1988 в диапазоне $\lambda\lambda 3700 - 6900 \text{ \AA}$ с дисперсией 3.8 \AA/кан и с разрешением $\sim 7 \text{ \AA}$. На рис.4 приводится спектрограмма PP63.

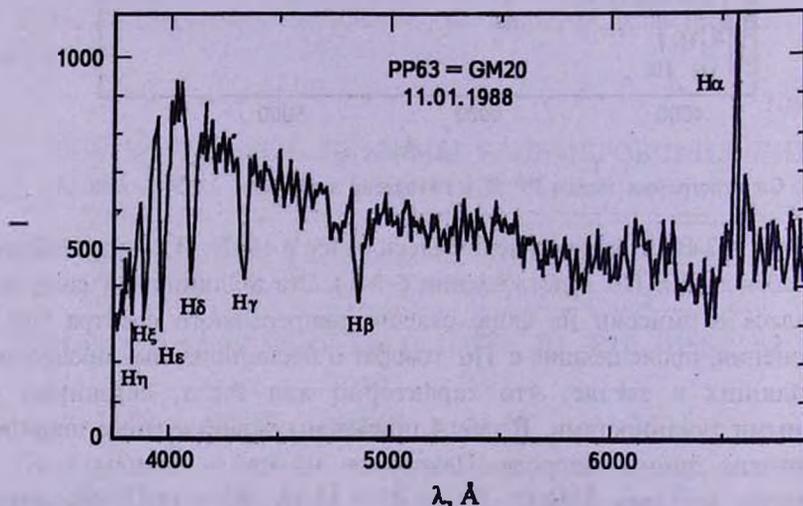


Рис.4. Спектрограмма звезды PP 63 в диапазоне длин волн $\lambda\lambda 3700 - 6900 \text{ \AA}$.

В спектре туманности наблюдается эмиссионная линия $H\alpha$, остальные линии бальмеровской серии водорода в поглощении. В спектре также наблюдаются абсорбционные линии FeI, FeII, TiII и др. В табл.5 приведены эквивалентные ширины линий водорода.

Звезду можно отнести к звездам Ae/Be Хербига.

Таблица 5

ЭКВИВАЛЕНТНЫЕ ШИРИНЫ БАЛЬМЕРОВСКОЙ СЕРИИ
ВОДОРОДА

H α	H β	H γ	H δ	H + H ϵ	H ζ
-23.2	19.0	14.3	18.6	16.9	12.2

Согласно каталогу USNO - B1.0, у звезды наблюдается заметная переменность в В и слабая в R.

B1	R1	B2	R2	I
14.59	14.56	12.43	14.21	14.84

Туманность наблюдалась на частоте 2.38 ГГц (≤ 20 мЯн) [5]. Согласно приведенным наблюдательным данным, туманность PP63 может считаться кометарной.

Туманность PP89, NGC 6820, GM 26. Туманность NGC 6820 находится на периферии газопылевого комплекса NGC 6823 и известна как область III. На Паломарских картах в синих лучах NGC 6823 слабее, чем в красных. Что касается туманности NGC 6820, она хотя и слаба, но не в той степени, что NGC 6823. Туманность NGC 6820 не имеет четко выраженной кометарной формы, несколько вытянутая форма с востока на запад придает ей кометарную форму, в южной части которой находится освещающая звезда.

Звезда, связанная с туманностью PP 89, наблюдалась 14.06.86г. в двух диапазонах длин волн $\lambda 3600 - 5200 \text{ \AA}$ и $\lambda 5600 - 7200 \text{ \AA}$ с дисперсией 2 \AA/кан и с разрешением $\sim 4 \text{ \AA}$ (рис.5а, б).

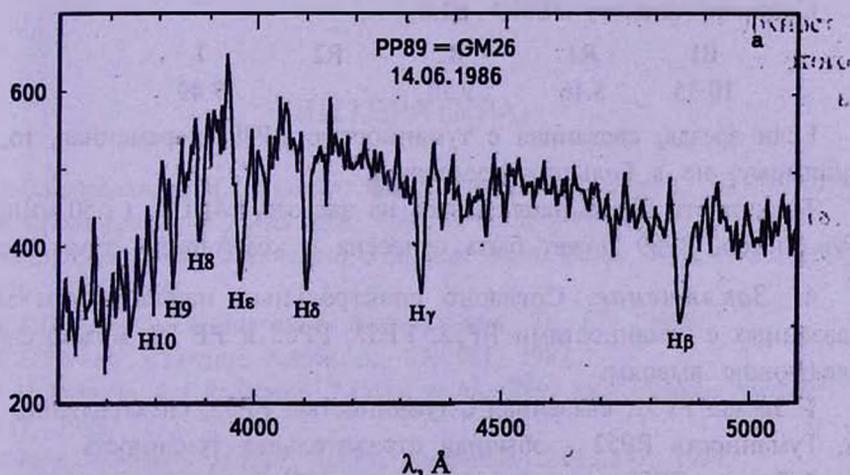


Рис.5. Спектрограммы звезды PP 89 в диапазонах длин волн а) $\lambda 3600 - 5200 \text{ \AA}$ и б) $\lambda 5600 - 7200 \text{ \AA}$.

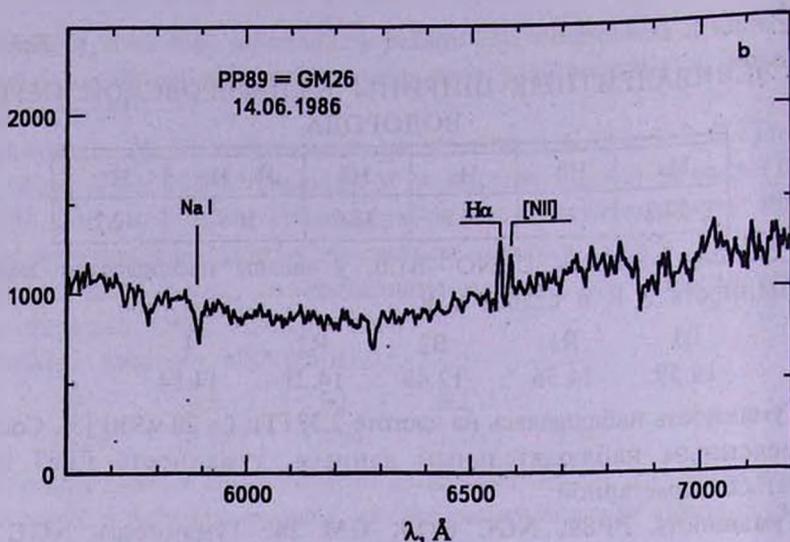


Рис.5. Продолжение.

Спектральный класс, согласно коротковолновой части, B9-A5e. В табл.6 приведены эквивалентные линии бальмеровской серии водорода.

Таблица 6

ЭКВИВАЛЕНТНЫЕ ШИРИНЫ БАЛЬМЕРОВСКОЙ СЕРИИ ВОДОРОДА

H α	H β	H γ	H δ	H + H ϵ	H ξ	H η	H θ
-1.87	8.9	4.9	5.6	8.3	3.7	3.6	2.8

Согласно каталогу USNO - B1.0,

B1	R1	B2	R2	I
10.35	8.16	9.70	-	7.49

Если звезда, связанная с туманностью PP89, переменная, то, по-видимому, не в больших пределах.

Туманность PP 89 наблюдалась на частоте 1.41 ГГц (≤ 50 мЯн) [5]. Туманность PP89 может быть отнесена к кометарным туманностям.

4. *Заключение.* Согласно спектральным наблюдениям звезд, связанных с туманностями PP52, PP57, PP63 и PP 89, можно сделать следующие выводы:

1. Звезда PP52, связанная с туманностью PP52, спектрального типа A. Туманность PP52 - обычная отражательная туманность.
2. Звезда PP57 показывает признаки нестационарности в линии H α . Нужны дополнительные наблюдения.
3. Звезда PP63 переменная и, согласно ее спектру, можно отнести

к типу Ae/Be Хербига. Туманность PP63 можно считать кометарной.

4. Звезда PP89 переменная и, согласно ее спектру, можно отнести к типу Ae/Be Хербига. Туманность PP89 можно считать кометарной.

Авторы считают своим приятным долгом поблагодарить сотрудников САО АН России за помощь при наблюдениях со сканнером, а также К.С.Гигояна за помощь при выполнении работы.

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

THE SPECTRAL OBSERVATIONS OF THE STARS, ASSOCIATED WITH NEBULAE. I. PP52, PP57, PP63, PP89

ELMA S.PARSAMIAN, L.G.GASPARIAN

The results of the spectral observations of stars connected with nebulae PP52, PP57, PP 63, PP89 are given. The star PP52 is of spectral type A and connected with reflection nebula. The PP57 is a nonstable star. The faint object (1079-0122733) in the close region of PP57 shows notable variability. It is shown that the nebulae PP63 and PP89 are cometary nebulae.

Key words: *stars:spectra - nebulae*

ЛИТЕРАТУРА

1. Э.С.Парсамян, В.М.Петросян, Сообщ. Бюракан. обсерв., 51, 3, 1979.
2. А.Л.Гольбудаян, Т.К.Магакян, Письма в Астрон. ж., 3, 113, 1977.
3. Elma S.Parsamian, J.Guichard, R.Mujica, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., 270, 893, 1994.
4. К.Г.Гаспарян, Э.С.Парсамян, Астрофизика, 28, 679, 1988.
5. К.С.Turner, Y.Terzian, Astron. J., 87, 881, 1982.
6. J.M.Torrelles, L.F.Rodriguez, J.Canto et al., Rev. Mex. Astron. Astrofiz., 8, 147, 1983.
7. P.Persi, F.Palagy, M.Felli, Astron. Astrophys., 291, 577, 1994.
8. S.Sharpless, Astrophys. J. Suppl. Ser., 4, 257, 1959.
9. L.Blitz, M.Fich, A.A.Starke, Astrophys. J. Suppl. Ser., 49, 183, 1982.
10. Э.С.Парсамян, В.М.Петросян, Сообщ. Бюракан. обсерв., 61, 104, 1989.

УДК: 524.3-355

СПЕКТРАЛЬНОЕ ИЗУЧЕНИЕ ОБЪЕКТА HH12

Е.Р.ОГАНЕСЯН, Т.Ю.МАГАКЯН, Т.А.МОВСЕСЯН

Поступила 28 сентября 2005

Принята к печати 14 ноября 2005

В работе представлены результаты спектральных исследований одного из самых ярких объектов Херbiga-Aro - HH12 с помощью мультиспектрального спектрографа. На построенных картах интенсивности нами выделены внутри объекта девять ступков. В основном в объекте преобладает эмиссия $H\alpha$, за исключением двух ступков (С и М), имеющих, судя по большой интенсивности линий [SII], более низкий уровень возбуждения. Среднее значение электронной температуры по объекту составляет 6700 К. Показано, что лучевая скорость объекта в целом невелика, т.е. направление его движения близко к плоскости неба. Обсуждается также вопрос источника возбуждения HH12.

1. *Введение.* Объект Херbiga-Aro HH12 находится в области отражательной туманности NGC 1333, расположенной вблизи темного облака L1450, составляющего часть молекулярного комплекса Perseus OB2 [1]. Основной звездой, освещающей туманность NGC 1333, является BD+30°549 класса B9V. Расстояние до молекулярного облака оценивалось по-разному; одной из наиболее правдоподобных оценок является 350 пк [2], также заслуживает внимания значение 220 пк, выведенное фотометрически [3]. Многочисленные оптические, ИК- и радионаблюдения (в качестве наиболее интересных укажем статьи [4-9]) показали, что туманность чрезвычайно богата глубоко погруженными ИК-источниками, в том числе нулевого класса (впервые введенного в работе [10] и характеризующегося малым отношением болометрической и субмиллиметровой светимостей, а также низкой болометрической температурой [11] и считающегося наиболее молодым населением облаков), $H\alpha$ -эмиссионными звездами, коллимированными потоками и объектами Херbiga-Aro (HH-объектами). Все это является прямым указанием на происходящее здесь активное звездообразование.

Обилие HH-объектов в области NGC 1333 весьма осложняет вопрос выявления их источников. Если для некоторых HH-потоков их источники определяются однозначно (например, для хорошо коллимированного потока HH7-11 источником, несомненно, является объект SVS13 [4,5]), то источники многих других HH-объектов, в том числе и таких крупных, как HH12, до сих пор надежно не установлены.

HH12, обнаруженный Херbigом [12], является одним из наиболее

ярких НН-объектов на небе. Он имеет сложную, клочковатую структуру размером примерно $30'' \times 50''$. В целом в оптическом диапазоне в нем можно различить шесть основных сгустков (см., например, [8,13]). В ИК-диапазоне объект также имеет сложную структуру, причем, если в эмиссии [FeII] на $\lambda=1.64 \mu\text{m}$ [13] изображение схоже с оптическим, то в линиях H_2 1-0 S(1) на $\lambda=2.122 \mu\text{m}$ [13-15] и 1-0 Q(3) на $\lambda=2.424 \mu\text{m}$ [13] в некоторых сгустках эмиссионные пики смещены относительно оптических положений; кроме того, в северной части объекта обнаруживается еще один сгусток, не видимый в оптическом диапазоне. В континууме, как в оптическом, так и в инфракрасном, НН12 практически неразличим.

Мы попытались внести свой вклад в разрешение вопросов о структуре и происхождении НН12, проведя наблюдения этого объекта с мультиспектральным спектрографом.

2. Наблюдения и их обработка. Наблюдения НН12 проводились 15 ноября 2002г. на 2.6-м телескопе Бюраканской обсерватории с помощью мультиспектрального спектрографа VAGR [16], установленного в первичном фокусе, и ПЗС-матрицы Logal с форматом 2058×2063 пикселей в качестве светоприемника. Рабочее поле составляло $40'' \times 40''$, с масштабом около $1.0''/\text{зрочок}$. Для избежания перекрытия спектров был использован узкополосный интерференционный фильтр с диапазоном пропускания от 6400 \AA до 6800 \AA . В качестве диспергирующего элемента использовалась призма, дающая дисперсию $2.1 \text{ \AA}/\text{пиксел}$. Суммарная экспозиция объекта составила 3600 с.

Первичная обработка полученных изображений проводилась специальным программным пакетом, разработанным в CAO РАН [17]. Для дальнейшей обработки данных интегральной спектроскопии был применен программный пакет ADHOCw, (<http://www-obs.cnrs-mrs.fr/ADHOC/adhoc.html>), разработанный в Марсельской обсерватории. С его помощью производилось автоматическое извлечение индивидуальных спектров и калибровка по длинам волн. Эти данные были использованы для построения результирующих карт излучения объекта в линиях и континууме (используя измеренный поток в каждом зрочке), а также для определения лучевых скоростей линий.

3. Результаты. Спектр НН12 является совершенно типичным для объектов Хербига-Аро. В исследованном в данной работе диапазоне континуум почти отсутствует, выделяются эмиссионные линии $\text{H}\alpha$ и запрещенные линии ионизированных серы и азота. На рис.1 представлены восстановленные по нашим спектральным данным изображения НН12 в линиях $\text{H}\alpha$, [SII] $\lambda 6716 \text{ \AA}$ и $\lambda 6731 \text{ \AA}$, а также

[NII] $\lambda 6583\text{\AA}$. В наблюдавшейся области мы выделили в целом девять густков. Пять наиболее ярких густков обозначены согласно работе [2], четыре остальных по мере уменьшения яркости обозначены как М, N, P, Q.

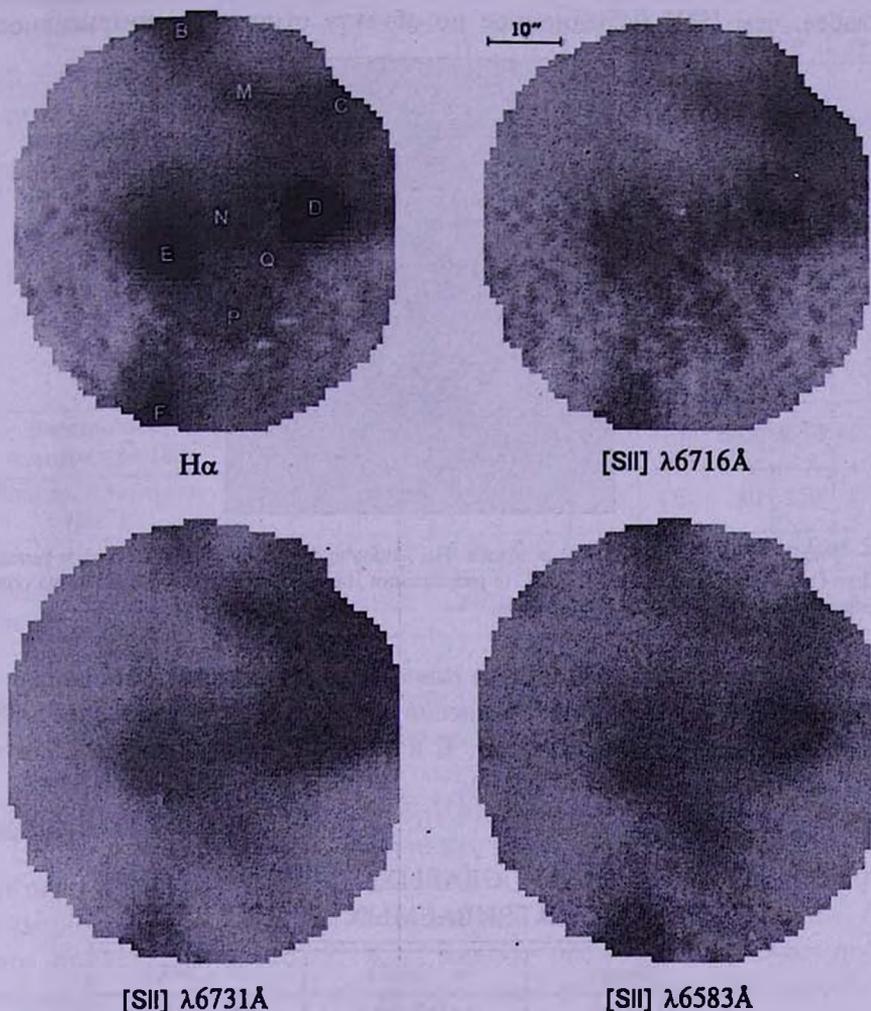


Рис.1. Карты излучения HH12 в отдельных эмиссионных линиях, восстановленные по мультизрчковым спектрам.

и Q. Для сравнения с этими картами приведено изображение объекта HH12 с высоким разрешением, полученное в работе [8] (рис.2), на котором, кстати, хорошо видно, что каждый из крупных густков, в свою очередь, состоит из нескольких более мелких. Координаты отмеченных нами густков приведены в табл.1. Данные по спектрофотометрии и лучевым скоростям линий сведены в табл.2.

Из табл.2 и рис.1 видно, что в объекте в целом преобладает эмиссия

$H\alpha$, за исключением сгустков С и М, где излучение в линиях [SII] имеет практически такую же интенсивность, указывая на существенно более низкий уровень возбуждения. Линии [NII] в спектре объекта в основном слабее, чем [SII] (усредненное по объекту отношение интенсивностей

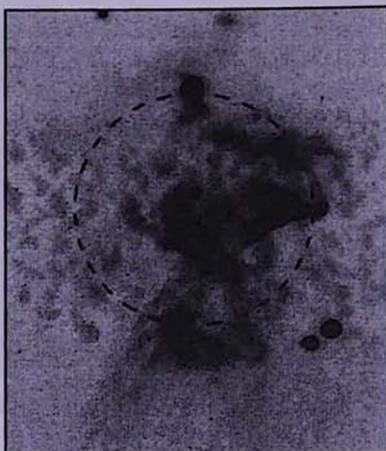


Рис.2. Изображение HH12 в линии $H\alpha$, полученное в окт. 1997г. на 4-м телескопе Китт-Пик с ПЗС-системой MOSAIC (с разрешения Дж.Балли). Пунктиром отмечена область, наблюдавшаяся на VAGR в Бюракане.

$I([SII] \lambda 6716 \text{ \AA}) / I([NII] \lambda 6583 \text{ \AA})$ равно 0.89), что вполне типично для HH объектов. Однако в сгустке F эмиссия [NII] превосходит по яркости [SII]. Для крупных сгустков В, С, D, Е и F наблюдается естественный рост интенсивности от края к центру.

Таблица 1

КООРДИНАТЫ СЛАБЫХ СГУСТКОВ HH12,
РАССМАТРИВАЕМЫХ В СТАТЬЕ

Объект	α (2000)	δ (2000)
HH12N	03 ^h 28 ^m 58 ^s .9	+31° 20' 10"
HH12M	03 28 58.9	+31 20 22
HH12P	03 28 59.0	+31 19 59
HH12Q	03 28 58.6	+31 20 06

Также в табл.2 приведены для всех сгустков HH12 электронные плотности, рассчитанные по отношению интенсивностей [SII] $\lambda\lambda 6716 / 6731 \text{ \AA}$. Как видно, в целом значения плотности по объекту меняются не очень сильно; наиболее плотными являются сгустки В и С. В сгустках В и Е видно также некоторое возрастание плотности к центру. В сгустке Е к центру увеличиваются также отношения $H\alpha / [NII] \lambda 6583 \text{ \AA}$ (от 1.6 до 2.5) и $H\alpha / [SII] \lambda 6716 \text{ \AA}$ (от 1.4 до 1.8), что указывает на

Таблица 2

РЕЗУЛЬТАТЫ СПЕКТРОФОТОМЕТРИИ СГУСТКОВ HH12

		Сгустки								
		B	C	D	E	F	M	N	P	Q
Лучевые скорости, усредненные по линиям H α , [SII] $\lambda\lambda$ 6717/6731A и [NII] λ 6583A, (км/с)		5 \pm 2	-5 \pm 13	3 \pm 8	19 \pm 6	6 \pm 10	-1 \pm 6	1 \pm 7	14 \pm 7	1 \pm 9
Отношение интенсивностей линий	[SII] $\lambda\lambda$ 6716/6731 A	0.98	0.99	1.02	1.10	1.10	1.06	1.08	1.17	1.07
	H α /[SII] λ 6717A	1.7	1.0	1.4	1.8	1.9	1.07	1.5	1.5	1.7
	H α /[NII] λ 6583A	1.5	1.9	2.1	2.3	1.7	1.4	1.5	1.6	2.2
Электронная температура (K)		6970	6700	6700	6500	6900	7100	6800	6970	6600
Электр. плотность (см $^{-3}$)		574	545	481	340	350	418	380	250	390
Ионизац. потенциал (X)		0.56	0.28	0.39	0.48	0.67	0.42	0.48	0.6	0.51
Полная водородная плотность (см $^{-3}$)		1000	1900	1200	700	500	1000	400	400	750

возрастание электронной температуры и уровня возбуждения.

Учитывая в целом довольно низкий уровень возбуждения HH12, мы сделали попытку определить электронные температуры для всех сгустков с помощью отношения [NII]/H α методом, предложенным в [18-19] и разработанным в первую очередь для случая слабоионизированных HH-джетов. Результаты определения T_e , значения ионизационных потенциалов X и полной водородной плотности N_H также приведены в табл.2. Как видно, несмотря на некоторую условность данного подхода, среднее значение электронной температуры для HH12 получилось 6700 K (меняется в пределах 6500-7100 K), что вполне согласуется с современными представлениями; логично также, что уровень ионизации в сгустках HH12 оказался заметно выше, чем в большинстве джетов (ср. с результатами [18,19]).

Важным вопросом является также значение лучевой скорости HH12. Отметим, что в работе [20] для лучевой скорости HH12 дается значение -100 км/с, выведенное, впрочем, из наиболее ранних измерений, имевших невысокую точность; в [21] получено -70 ± 10 км/с, а в сводном каталоге HH-объектов [22] указана скорость -52 ± 3 км/с. Спектральное разрешение наших данных, к сожалению, недостаточно для детального

исследования профилей эмиссионных линий и их лучевых скоростей. Абсолютные ошибки измерений могут составлять 50-60 км/с. Однако возможность измерения лучевой скорости по всей площади каждого сгустка в отдельности с последующим усреднением позволяла провести поиск каких-либо систематических градиентов скорости внутри объекта в целом. Судя по полученным данным (табл.2), усредненная по всем сгусткам лучевая скорость составляет 5 ± 10 км/с (систематическая ошибка может быть, конечно, намного больше), а значения скоростей сгустков показывают незначительный разброс при отсутствии какой-либо выраженной закономерности. Таким образом, средняя скорость HH12 действительно вряд ли превосходит -50 км/с, а учитывая, что направление движения HH12 близко, по-видимому, к плоскости неба, малые значения лучевой скорости вполне соответствуют этому представлению.

4. *Обсуждение и заключение.* Как видно из приведенных выше результатов, HH12 оказался, несмотря на сложную морфологию, объектом с довольно однородными физическими характеристиками, разброс которых для отдельных сгустков вряд ли ощутимо превышает неточности их определения. Также следует признать, что какой-либо четкой зависимости распределения параметров по объекту в целом не просматривается. Это отнюдь не помогает выяснению того, где расположен источник HH12, который, как уже упоминалось во *Введении*, пока надежно не установлен. В литературе обсуждались различные варианты.

Так, близость к объекту ИК-источника SVS12 (IRAS6) [4-5], расположенного несколько западнее HH12, заставила ряд авторов предположить их взаимосвязь. В частности, в работе [13] было показано, что источник SVS12, очевидно, является молодой звездой с истечением вещества, связанной с конической отражательной туманностью, в основном заметной только в ИК-континууме. В статье [23] было заподозрено существование у этого источника узкого HH-джета, ориентированного, как и отражательная туманность, под позиционным углом 135° в сторону сгустков HH12 G и H, простирающегося на $63''$ (порядка 0.1 пк на расстоянии NGC1333) и имеющего лучевую скорость около -120 км/с. Этот джет, вероятно, наблюдается и в линиях H_2 [15]; существует, по-видимому, и CO-поток со сходной ориентацией [24]. Однако вряд ли поток SVS12 имеет отношение к объекту HH12 в целом - по крайней мере, расхождение как в лучевых скоростях, так и в интенсивностях линий между ними довольно существенное (ср. табл.2 и данные из [23]).

В работе [25] на изображениях области HH12 в линии $H\alpha$ была обнаружена узкая эмиссионная полоска (получившая наименование

НН12L), тянущаяся от НН12 к расположенной к югу звезде, обозначенной как №107. Кроме того, там же было заподозрено существование отдельного биполярного джета, исходящего из данной звезды. Однако на более поздних изображениях высокого разрешения [8] хорошо видно, что НН 12L обигает звезду 107; в то же время еще одно эмиссионное волокно (НН12W) проходит западнее звезды. Южнее нее они сливаются. Природа этого волокна требует выяснения, но в любом случае оно вряд ли связано как со звездой 107, так и собственно с НН12.

С другой стороны, изучение собственных движений четырех наиболее ярких сгустков НН12 [2] совершенно определенно показало, что они движутся в северном направлении. Более новые данные полностью подтверждают это заключение (Балли, частное сообщение). Исходя из этого, логично предположить, что источник НН12 должен располагаться к югу от него. Объектом, наиболее подходящим по векторам скоростей сгустков НН12, оказывается звезда SVS11, она же №108 [4,26], находящаяся на $95''$ к югу. Однако более поздние наблюдения не подтвердили ее связи с НН12, зато исследования в радиолиниях CO и SiO [24,26] выявили биполярный молекулярный поток, исходящий из невидимого в оптике и в ближнем ИК-диапазоне источника SVS13B, расположенного на $5'$ к югу от НН12 (вблизи объекта SVS13, являющегося источником другого известного потока НН7-11). Красномещенная доля потока направлена в сторону НН12. На юге на этот радиопоток проектируются (и, возможно, реально связаны с ним) слабые НН16 и НН352 ($7'$ и $16'$ южнее SVS 13B) [8]. Общая протяженность его равна 2 пк.

Таким образом, хотя наиболее вероятно, что НН12 возбуждается источником SVS13B, надежных доказательств этому все еще нет. Интересно, что если лучевые скорости сгустков НН12 действительно окажутся значительно ниже ранних оценок, то это до известной степени явится подтверждением этому предположению, поскольку, как только что было упомянуто, он совпадает с *красномещенной* ветвью потока. Конечно, нельзя исключать и возможности того, что НН12 образован истечениями из нескольких источников.

К сожалению, довольно однородное распределение физических параметров по НН12, с одной стороны, и сложная морфология, с другой, не позволяют однозначно выявить такие характерные для НН образования, как дугообразные ударные волны, обычно довольно четко указывающие на источник возбуждения. Так, в нижней части рис.2 можно увидеть волокнистое образование, напоминающее дугу, окаймляющую сгусток F и проходящую через сгусток P. Однако, судя по табл.2, эти сгустки отличаются разве что наибольшей степенью

ионизации, и для того, чтобы считать эту дугу направленным к северу ударным фронтом, оснований пока недостаточно. Скорее напротив, отсутствие четких структур позволяет заподозрить, что HH12 представляет собой уже разрушенный ударный фронт, который в процессе эволюции растворяется в окружающей среде. Подобные структуры теоретически рассмотрены, в частности, в работе [27], где предсказано формирование плотной оболочки между собственно джетом и образующейся перед ним дугообразной ударной волной. Согласно этой модели HH12 и подобные ему объекты Хербига-Аро находятся на промежуточной эволюционной стадии, когда основная доля холодного газа от разорванной оболочки еще пребывает в области, ограниченной общей ударной дугой.

Для дальнейшего уточнения структуры этого все еще довольно загадочного объекта мы планируем продолжить исследование HH12 с большим спектральным разрешением.

Авторы признательны Дж.Балли (унив. Колорадо) и М.Д.Смиту (обсерв. Арма) за предоставление некоторых наблюдательных материалов и полезные дискуссии. Данная работа была выполнена при поддержке грантов INTAS 4838 и NFSAT AS062-02./CRDF 12009.

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

THE SPECTRAL STUDY OF HH12 OBJECT

E.R.HOVHANNESIAN, T.Yu.MAGAKIAN, T.A.MOVSESSIAN

One of the brightest Herbig-Haro objects HH12 is studied with multi-pupil spectrograph. The maps of line intensities are presented, where nine knots are separated. As whole, the $H\alpha$ emission dominates in the knots with exception of two of them (C and M), which have higher intensity of [SII] emission and, consequently, the lower level of excitation. The mean value of the electron temperature in the object is 6700 K. It is shown that the radial velocity of the object is small, which suggests that it moves mainly in the plane of the sky. The probable source of HH12 also is discussed.

Key words: *Herbig-Haro objects - individual:HH12*

ЛИТЕРАТУРА

1. *A.I.Sargent*, *Astrophys. J.*, **233**, 163, 1979.
2. *G.H.Herbig*, *B.F.Jones*, *Astron. J.*, **88**, 1040, 1983.
3. *K.Cernis*, *Astrophys. and Space Sci.*, **166**, 315, 1990.
4. *S.E.Strom*, *F.J.Vrba*, *K.M.Strom*, *Astron. J.*, **81**, 314, 1976.
5. *R.E.Jennings*, *D.H.M.Cameron*, *W.Cudlip*, *C.J.Hirst*, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, **226**, 461, 1987.
6. *C.Aspin*, *G.Sandell*, *A.P.G.Russell*, *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.*, **106**, 165, 1994.
7. *K.-W.Hoddapp*, *E.F.Ladd*, *Astrophys. J.*, **453**, 715, 1995.
8. *J.Bally*, *D.Devine*, *B.Reipurth*, *Astrophys. J.*, **473**, L49, 1996.
9. *C.J.Lada*, *A.Alves*, *E.A.Lada*, *Astron. J.*, **111**, 1964, 1996.
10. *Ph.Andre*, *D.Ward-Thompson*, *M.Barsony*, *Astrophys. J.*, **406**, 122, 1993.
11. *P.C.Myers*, *E.F.Ladd*, *Astrophys. J.*, **413**, L47, 1993.
12. *G.H.Herbig*, *Lick. Observ. Bull.*, **658**, 1974.
13. *K.R.Stapelfeldt*, *C.A.Beichman*, *J.J.Hester*, *N.Z.Scoville*, *T.N.Gautier*, *Astrophys. J.*, **371**, 226, 1991.
14. *A.P.Lane*, *J.Bally*, *Astrophys. J.*, **310**, 820, 1986.
15. *R.P.Garden*, *A.P.G.Russell*, *M.G.Burton*, *Astrophys. J.*, **354**, 232, 1990.
16. *T.A.Movsessian*, *J.-L.Gash*, *J.Boulesteix*, *F.Zhamkotsian*, *Baltic Astronomy*, **9**, 518, 2000.
17. *V.V.Vlasyuk*, *Bull. Special Astron. Observ.*, **36**, 107; 118, 1993.
18. *F.Bacciotti*, *C.Chuideri*, *E.Oliva*, *Astron. Astrophys.*, **296**, 185, 1995.
19. *F.Bacciotti*, *J.Eislöffel*, *Astron. Astrophys.*, **342**, 717, 1999.
20. *R.Mundt*, *E.W.Brugel*, *T.Bührke*, *Astrophys. J.*, **319**, 275, 1987.
21. *M.Cohen*, *R.D.Schwartz*, *Astrophys. J.*, **265**, 877, 1983.
22. *T. Von Hippel*, *S.J.Burnell*, *P.M.Williams*, *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.*, **74**, 431, 1988.
23. *M.Cohen*, *B.F.Jones*, *Astrophys. J.*, **321**, 846, 1987.
24. *L.B.G.Knee*, *G.Sandell*, *Astron. Astrophys.*, **361**, 671, 2000.
25. *K.M.Strom*, *S.E.Strom*, *J.Stocke*, *Astrophys. J.*, **271**, L23, 1983.
26. *R.Bachiller*, *S.Guilloteau*, *F.Gueth et al.*, *Astron. Astrophys.*, **339**, L49, 1998.
27. *J.M.Blondin*, *A.Konigl*, *B.A.Fryxell*, *Astrophys. J.*, **337**, L37, 1989.

УДК: 524.3-56

ВЛИЯНИЕ ЗВЕЗДНОГО ВЕТРА НА ДОЛГОВРЕМЕННУЮ ПЕРЕМЕННОСТЬ ЭМИССИОННОЙ ЛИНИИ $H\alpha$. СЛУЧАЙ Ae-ЗВЕЗДЫ ХЕРБИГА HD 31648

О.В.КОЗЛОВА

Поступила 6 июля 2005

Принята к печати 14 ноября 2005

Приводятся результаты многолетнего спектрального мониторинга в области эмиссионной линии $H\alpha$ Ae-звезды Хербига HD 31648. Показано, что переменность наблюдаемого профиля в значительной степени обусловлена изменением параметров истекающего околозвездного газа на шкале времени около 3-х лет.

1. *Введение.* HD 31648 (MWC 480) - изолированная Ae-звезда Хербига, находящаяся в области звездообразования Taurus-Auriga и характеризующаяся спектральным классом A2-A3e [1], признаками истечения вещества в спектре и слабой фотометрической переменностью (амплитуда в полосе V не превышает нескольких десятых звездной величины), что характерно для молодых звезд, ось вращения которых ориентирована по отношению к наблюдателю под сравнительно небольшими углами. Это подтверждают результаты Мэннигса и др. [2], получивших в миллиметровом диапазоне изображение околозвездного диска у этой звезды с наклоном к лучу зрения около $i = 30^\circ$.

Исследование таких объектов в последнее время позволило составить достаточно подробную картину характера взаимодействия между молодой горячей звездой и веществом ее околозвездного диска (см., например, обзор [3]). Однако основная часть этих исследований охватывает относительно небольшой промежуток времени и позволяет судить о физических процессах, протекающих в околозвездном диске на шкале времени, не превышающей один-два года. В то же время характер многолетней спектральной переменности этих звезд практически не изучен. Можно только утверждать, что некоторые из исследованных объектов показывают изменение параметров эмиссионной линии $H\alpha$ на шкале времени порядка 3-х лет и более (см. работы [4,5]).

Важность этой проблемы обусловлена тем, что теоретически не предложено каких-либо физических механизмов, кроме возможной двойственности звезды, позволяющих объяснить существование спектральной переменности на многолетней временной шкале. Таким

образом, подобные исследования могут не только дать толчок к новому пониманию этой проблемы, но и стимулировать новые работы по моделированию физических процессов, протекающих в околозвездных газопылевых дисках.

2. *Наблюдения.* Спектральные наблюдения проводились в Крымской астрофизической обсерватории (КрАО) в период с 1998г. по 2005г. Все спектры получены с помощью спектрографа Куде на 2.6-м телескопе КрАО (ЗТШ), оснащенный ПЗС-камерой. Спектральное разрешение составило около 0.3 Å. Всего было получено 67 спектров в области

Таблица 1

ДАННЫЕ СПЕКТРАЛЬНЫХ НАБЛЮДЕНИЙ HD31648

Дата	JD +2450000	S/N	EW [Å]	Дата	JD +2450000	S/N	EW [Å]
98-11-19	1137.437	50	23.7	02-11-02	2581.333	57	26.0
98-12-15	1163.575	83	22.4	02-11-07	2586.482	105	21.8
99-01-18	1197.408	72	28.8	02-11-08	2587.419	80	22.5
99-01-20	1199.196	98	24.6	02-11-13	2592.305	97	20.2
-//-	1199.437	130	26.9	02-11-14	2593.447	96	19.0
99-02-17	1227.186	133	21.8	03-01-25	2665.207	71	24.0
99-02-18	1228.184	96	21.7	03-01-26	2666.219	52	25.2
99-02-20	1230.307	36	24.7	03-02-23	2694.199	96	24.2
99-03-04	1242.267	49	26.8	03-02-27	2698.209	110	22.7
99-03-06	1244.241	114	26.5	03-03-11	2710.297	97	20.9
-//-	1244.385	75	26.0	03-03-24	2723.219	91	21.2
99-08-19	1410.522	55	25.5	03-03-31	2730.183	99	22.1
99-08-20	1411.505	58	27.0	03-04-02	2732.183	89	23.0
99-08-22	1413.485	76	30.5	03-08-17	2869.563	93	18.6
99-08-24	1415.494	90	24.6	03-08-18	2870.524	90	15.8
99-11-08	1491.383	37	18.7	03-08-19	2871.515	85	15.9
00-01-05	1549.171	61	24.3	03-08-20	2872.513	88	16.6
00-01-08	1552.182	55	22.4	03-11-29	2973.380	54	19.8
00-10-31	1552.211	60	23.3	03-11-30	2974.396	92	22.5
00-12-25	1904.265	50	21.6	03-12-14	2988.305	101	21.5
00-12-28	1907.277	55	20.6	03-12-29	3002.527	66	19.8
01-01-26	1936.170	48	20.7	03-12-30	3003.424	99	21.2
01-02-10	1951.177	45	21.7	04-01-27	3032.211	56	21.6
01-03-14	1983.237	33	21.2	04-01-31	3035.557	51	20.8
01-03-17	1986.228	46	24.0	04-02-04	3058.217	63	22.0
01-09-20	2173.456	51	17.4	04-10-29	3308.290	15	19.4
01-11-17	2231.158	49	24.0	04-10-30	3309.280	45	18.9
01-12-27	2261.267	49	19.7	04-11-06	3316.251	46	18.8
02-03-12	2346.232	83	25.4	04-11-12	3322.260	30	21.7
02-03-13	2347.250	74	25.1	05-01-09	3380.469	25	19.4
02-03-14	2348.207	70	21.8	05-01-12	3383.344	178	22.0
02-08-29	2516.476	80	19.5	05-02-17	3419.232	82	21.4
02-08-31	2518.464	80	16.3	05-03-06	3436.300	57	19.8
02-10-12	2560.397	75	25.4				

эмиссионной линии $H\alpha$. Данные о датах наблюдений, величине S/N и эквивалентной ширине EW приведены в табл.1.

При определении эквивалентной ширины проводилось вычитание фотосферного профиля, который рассчитывался методом синтетического спектра с помощью программы SYNTH Пискунова [6] и Венской базы атомных линий VALD[7]. При расчете были приняты следующие параметры: $T_{\text{эфф}}=9200$ К, $\log g=4.0$, $V_{\text{синт}}=90$ км/с (см. [8]). Результирующая ошибка определения EW эмиссионной линии $H\alpha$ не превышает 1 \AA .

Полученные результаты были также дополнены данными Бескровной и Погодина [9], представляющими собой 7 спектров, полученных в период с 1996г. по 1998г. в КраО на том же телескопе, что и представленные наблюдения. С целью получения однородного материала эти

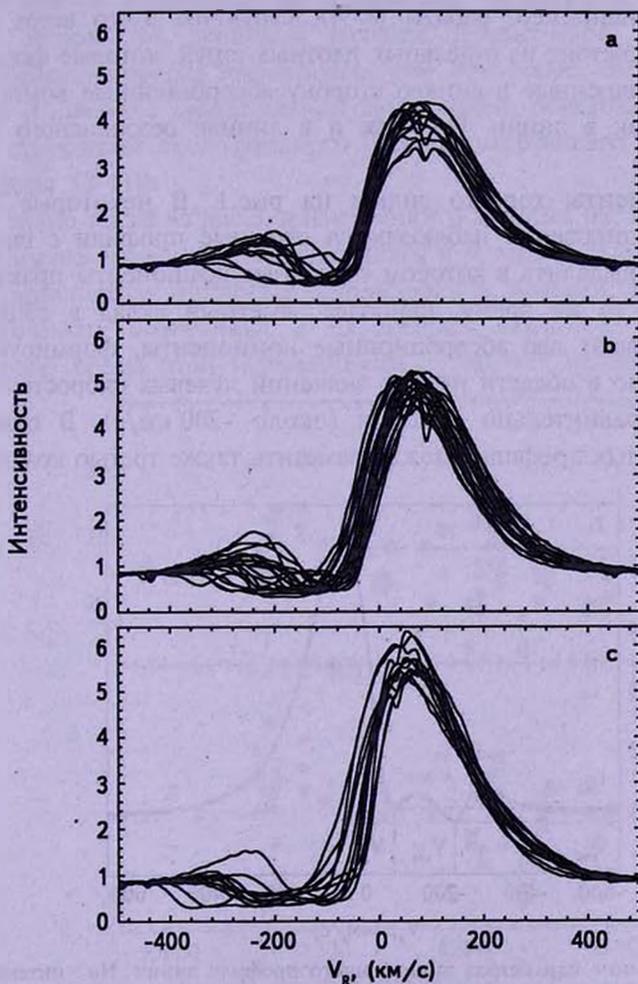


Рис.1. Профили эмиссионной линии $H\alpha$, наблюдаемые в спектре HD 31648: а) - профили с низким значением интенсивности эмиссии, б) - профили с промежуточной интенсивностью, с) - профили с высоким значением интенсивности.

спектры были обработаны по единой методике. Это означает, что между этими данными не существует систематических ошибок. Таким образом, результаты наблюдений позволяют проследить за переменностью HD 31648 в области линии Na на шкале времени 9 лет.

3. *Результаты наблюдений.* Полученные профили эмиссионной линии Na , наложенные друг на друга и разделенные на три группы по интенсивности эмиссии I , показаны на рис.1. Как видно из рисунка, линия Na имеет профиль типа P Cyg и представляет собой эмиссию с переменной абсорбцией в синем крыле, параметры которой меняются на шкале времени около суток. Такие профили характерны для молодых звезд с признаками ветра и обусловлены тем, что газ, формирующий звездный ветер, закрывает от наблюдателя часть звездного диска. Как известно (см., например, работы [8-9]), структура этого ветра сильно неоднородна и состоит из отдельных плотных струй, которые формируют переменные, смещенные в синюю сторону абсорбционные компоненты, наблюдаемые как в линии Na , так и в линиях резонансного дублета натрия Na I D .

Эти компоненты хорошо видны на рис.1. В некоторые даты в результате блендирования наблюдаются сложные профили с широким, плоским дном, выделить в котором отдельные компоненты практически невозможно. В то же время, наиболее заметный вклад в общий вид профиля оказывают две абсорбционные компоненты, формирующиеся преимущественно в области низких значений лучевых скоростей (около -100 км/с) и сравнительно высоких (около -200 км/с). В отдельные ночи в полученных профилях можно заметить также третью компоненту,

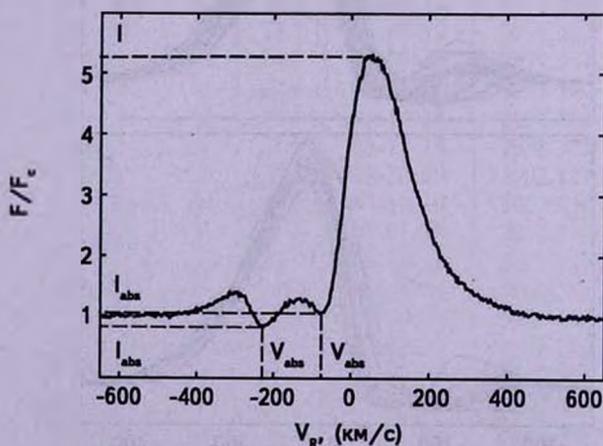


Рис.2. Определение параметров эмиссионного профиля линии Na : интенсивности эмиссии I , интенсивности абсорбционных компонент I_{abs} и лучевых скоростей эмиссионных компонент V_{abs} на примере профиля, полученного 27 декабря 2001г. (предварительно из него был вычтен фотосферный профиль).

скорость которой достигает ~ 350 км/с и более, а время переменности составляет несколько часов (см. работы [8-9]).

Значительная переменность интенсивности эмиссии, представленная на рис.1, происходит на шкале времени несколько лет. Как видно из рисунка, вместе с интенсивностью изменяется и сам профиль. Для исследования этой переменности из наблюдаемых спектров был вычтен фотосферный профиль, рассчитанный методом синтетического спектра (см. выше). Пример определения параметров полученного в результате этого эмиссионного профиля линии приведен на рис.2. Здесь I - интенсивность эмиссии, а $V_{\text{об}}$ и $I_{\text{об}}$ - соответственно лучевая скорость и интенсивность смещенных в синюю сторону абсорбционных компонент.

Зависимость этих параметров, а также эквивалентной ширины эмиссии EW от юлианской даты показана на рис.3а и 3б. Как видно из этих результатов, наиболее сильная переменность происходит на шкале времени порядка нескольких суток или более. Этот факт хорошо известен и связан с вращательной модуляцией, обусловленной неоднородной структурой околос звездного газа, формирующего звездный ветер (см. работы [8-11]).

Как видно также из рис.3, в изменении указанных параметров заметны два максимума значений, наблюдавшихся в моменты JD51200 и JD52300, когда эквивалентная ширина и интенсивность эмиссии, а также глубина абсорбционных компонент и их лучевая скорость увеличивались. Характерное время этой переменности составляет около 3-х лет.

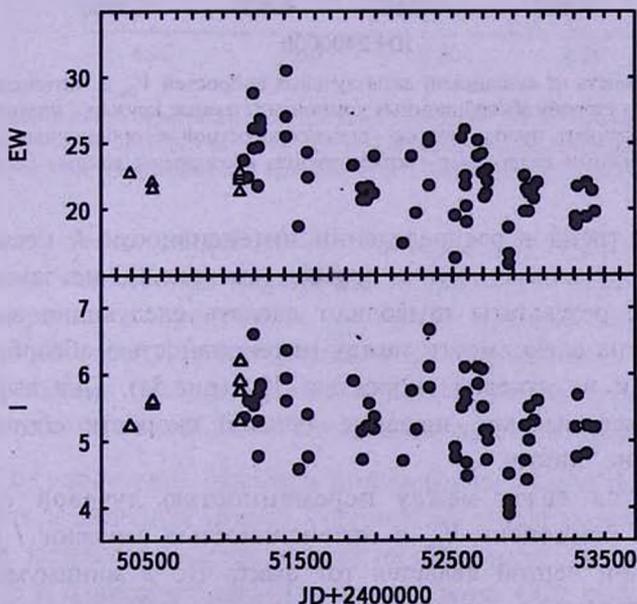


Рис.3а. Зависимость параметров эмиссионной линии $\text{H}\alpha$ от юлианской даты. Пустыми треугольниками обозначены данные Бескровной и Погодина [9].

Следует также отметить, что в изменении EW заметен многолетний тренд, продолжительность которого составляет около 9 лет или выше.

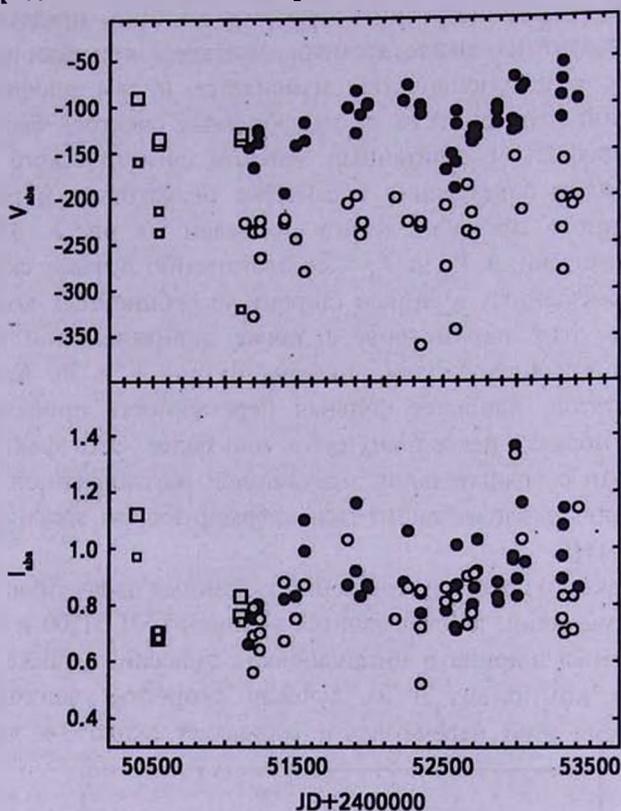


Рис.3б. Зависимость от юлианской даты лучевых скоростей V_{sh} и интенсивности I_{sh} смещенных в синюю сторону абсорбционных компонент (темные кружки - низкоскоростной абсорбционный компонент, пустые кружки - высокоскоростной абсорбционный компонент, большими и маленькими квадратами соответственно обозначены данные Бескровной и Погодина [9]).

В то же время тренд в распределении интенсивности I , несмотря на их хорошую корреляцию друг с другом (см. рис.4), не заметен.

Полученные результаты позволяют сделать следующие выводы:

1. Обнаружена зависимость между интенсивностью абсорбционных компонент I_{sh} и их лучевой скоростью V_{sh} (рис.5а). Она выражается в том, что более высокое значение лучевой скорости соответствует большей глубине линии.

2. Отмечается связь между переменностью лучевой скорости абсорбционных компонент V_{sh} и интенсивностью эмиссии I (рис.5б). Ее отличительной чертой является тот факт, что в минимуме интенсивности наблюдаются только низкоскоростные компоненты. При дальнейшем росте I появляется сначала более высокоскоростная

компонента, а затем, в максимуме интенсивности, наблюдается абсорбционная компонента с максимальной скоростью истечения газа, достигающей более 300 км/с.

3. Низкоскоростная компонента ветра наблюдается практически постоянно, тогда как более высокоскоростные компоненты появляются в спектре звезды в середине и вблизи максимума активности.

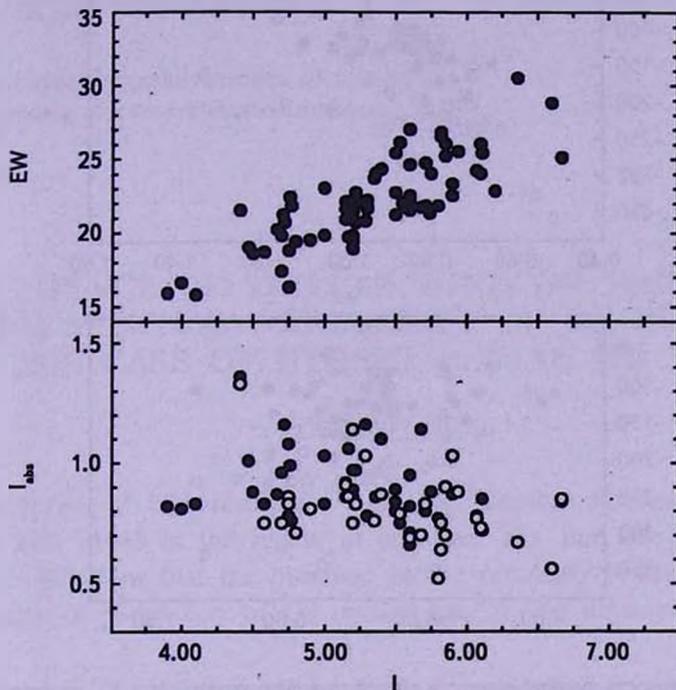


Рис.4. Зависимость эквивалентной ширины эмиссии EW и глубины абсорбционных компонент I_{abs} (темные кружки - низкоскоростной абсорбционный компонент, пустые кружки - высокоскоростной абсорбционный компонент) от интенсивности эмиссии I .

Эти результаты означают, что изменение интенсивности эмиссии обусловлено изменением параметров истекающего околосредного газа на луче зрения и происходит на шкале времени порядка 3-х лет. Многолетний тренд, отмечаемый в распределении эквивалентной ширины эмиссии EW , не заметен в распределении интенсивности I , и, таким образом, может быть обусловлен другими причинами.

4. *Обсуждение.* Анализ полученных результатов позволяет предложить следующую модель многолетней спектральной переменности HD 31648. Истечение газа происходит не равномерно, а стратифицировано по долготе и формирует две (или более) струи. Они отличаются друг от друга скоростью истечения. При этом параметры истечения, такие, как скорость, плотность и т.д., меняются на шкале времени порядка 3-х лет.

Благодаря этому в максимуме активности отмечается наибольшая скорость истечения и глубина абсорбционных компонент, а также рост интенсивности и эквивалентной ширины эмиссионной линии $H\alpha$.

Кроме того, в переменности эквивалентной ширины эмиссии EW отмечается многолетний тренд, с характерным временем порядка 9 лет

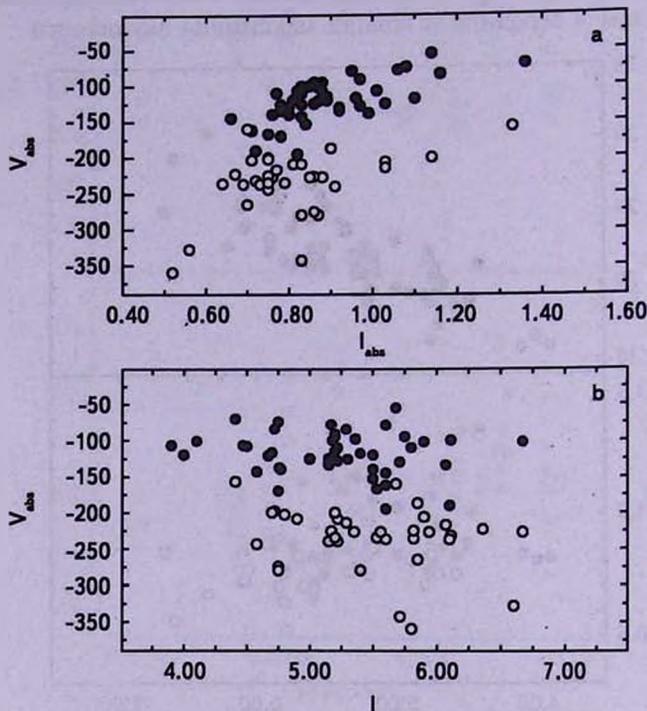


Рис.5. Зависимость лучевой скорости абсорбционного компонента V_{abs} от интенсивности эмиссии I и от глубины абсорбции I_{abs} .

(или больше). Он может быть связан с изменением параметров самого аккреционного диска, таких, как плотность и температура.

Среди возможных физических механизмов, способных объяснить обнаруженную многолетнюю спектральную переменность, может быть двойственность HD 31648. Как известно, присутствие у звезды второго компонента может привести к тому, что параметры аккреционного диска будут меняться на шкале времени, равной орбитальному периоду системы (см. работы [12,13]). Однако по данным Пирзкала и др. [14] у HD 31648 признаков двойственности не обнаружено. Периодический характер обнаруженной переменности также требует подтверждения.

Таким образом, вопрос о природе многолетней спектральной переменности HD 31648 остается открытым. Для ответа на него необходимы дальнейшие исследования, которые показали бы, насколько регулярной является обнаруженная переменность, или она носит локальный характер.

Отдельный интерес представляет также исследование характера фотометрической переменности звезды на многолетней временной шкале и выявление возможной связи между ней и спектральной переменностью.

Автор выражает благодарность П.П.Петрову за ценные замечания, сделанные при обсуждении работы. Работа выполнена при поддержке гранта INTAS 03-51-6311.

Крымская астрофизическая обсерватория,
Украина, e-mail: oles@crao.crimea.ua

INFLUENCE OF STELLAR WIND ON THE LONG-TERM SPECTRAL VARIABILITY OF $H\alpha$ EMISSION. THE CASE OF HERBIG Ae STAR HD 31648

O.V.KOZLOVA

The results of high-resolution long-term spectral monitoring of Herbig Ae star HD 31648 in the region of emission $H\alpha$ line are presented. The received data show that the observed profile variability is caused mainly by the change of parameters of CS outflow gas on the time scale of about 3 years.

Key words: *stars:stellar wind - individual:HD 31648*

ЛИТЕРАТУРА

1. P.S.The, D. De Winter, M.R.Perez, *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.*, 104, 315, 1994.
2. V.Manings, D.W.Koerner, A.I.Sargent, *Nature*, 388, 555, 1997.
3. L.B.F.M.Waters, C.Waelkens, *Ann. Rev. Astron. Astrophys.*, 36, 233, 1998.
4. M.A.Pogodin, A.S.Miroshnichenko, K.S.Bjorkman, N.D.Morrison, C.L. Mulliss, *Astron. Astrophys.*, 359, 299, 2000.
5. О.В.Козлова, *Астрофизика*, 47, 339, 2004.
6. Н.Е.Пискунов, *Магнетизм звезд*, ред. Ю.В.Глаголевский, И.И.Романюк, Наука, Санкт-Петербург, 1992, с.92.

7. *F.Kupka, N.E.Piskunov, T.A.Ryabchikova et al.*, *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.*, **138**, 119, 1999.
8. *О.В.Козлова, В.П.Гринин, Г.А.Чунтонов*, *Астрофизика*, **46**, 265, 2003.
9. *N.G.Beskrovnaya, M.A.Pogodin*, *Astron. Astrophys.*, **414**, 955, 2004.
10. *N.G.Beskrovnaya, M.A.Pogodin, I.D.Najdenov, I.I.Romanyuk*, *Astron. Astrophys.*, **298**, 585, 1995.
11. *N.G.Beskrovnaya, M.A.Pogodin, A.S.Miroshnichenko et al.*, *Astron. Astrophys.*, **343**, 163, 1999.
12. *P.Artymowicz, S.H.Lubow*, *Astrophys. J.*, **421**, 651, 1994.
13. *P.Artymowicz, S.H.Lubow*, *Astrophys. J.*, **467**, L77, 1996.
14. *N.Pirzkal, E.J.Spillar, H.M.Dyck*, *Astron. J.*, **481**, 392, 1997.

УДК: 524.3

FBS 2213+421: A DUST - ENSHROUDED
LONG - PERIOD AGB MIRA VARIABLE?K.S.GIGOYAN¹, D.RUSSEIL²

Received 29 June 2005

Accepted 14 November 2005

A very red optical and IR-colour indices indicate the presence of a dense circumstellar shell around object FBS 2213+421. The estimated total mass-loss rate is typical for dust-enshrouded oxygen-rich Asymptotic Giant Branch (AGB) Long-Period Mira-type variables. K-band monitoring is necessary to determine the pulsation period, the absolute bolometric luminosity and the distance to this object.

Key words: *stars: Mira type-stars: individual: FBS 2213+421*

1. *Introduction.* We turned our attention to the late-type star FBS 2213+421 recently discovered during the process of making more precise the coordinates for all FBS (First Byurakan Spectral Survey) [1,2] detected M-type and C (carbon)-type stars using POSSI and POSSII databases (Digitized Sky Surveys - DSS1 and DSS2, web site is - <http://skyview.gsfc.nasa.gov>). We detected this object on the FBS survey plate (No 932) and estimated it as a star of M5-M6 subclasses, according to the energy distribution in low-resolution spectrum ($\sim 1800\text{\AA}/\text{mm}$ near $H\gamma$, see more details in the paper [3] and the database - <http://www.aras.am> for FBS low-resolution spectral characteristics for various type of objects).

But this object was erroneously not included in the second list of the new discovered FBS late-type stars [4]. The DSS2 database gives the following coordinates: R.A. = $22^{\text{h}}15^{\text{m}}58^{\text{s}}.87$ and DEC. = $+42^{\circ}22'46''.6$ ($l = 95^{\circ}$, $b = -12^{\circ}$) for FBS 2213+421 for equinox J2000 (on both DSS2, blue and red charts the star is on the limit of survey and is hardly visible). Fig.1 represents the DSS1 and DSS2 (blue and red) digitized finding charts for FBS 2213+421.

2. *Other identifications.* For other possible identifications in existing catalogues we have used the SIMBAD astronomical database (<http://simbad.u-strasbg.fr>). We found identifications with V381 Lac (or LD 197) in the Combined General Catalogue of Variable Stars [5]. In the last version of this Catalogue this object (LD 197) is presented as a NL-type (Nova-Like)?? star, based on paper of Dahlmark [6], who has observed 32 fields in the Milky Way for variable stars. Two maximum in V band (with values

$V=12^m.5$) was found for LD 197 [6]. At its minimum the star is fainter than $16^m.2$, i.e. fainter than the detection limit of Dahlmars survey [6].

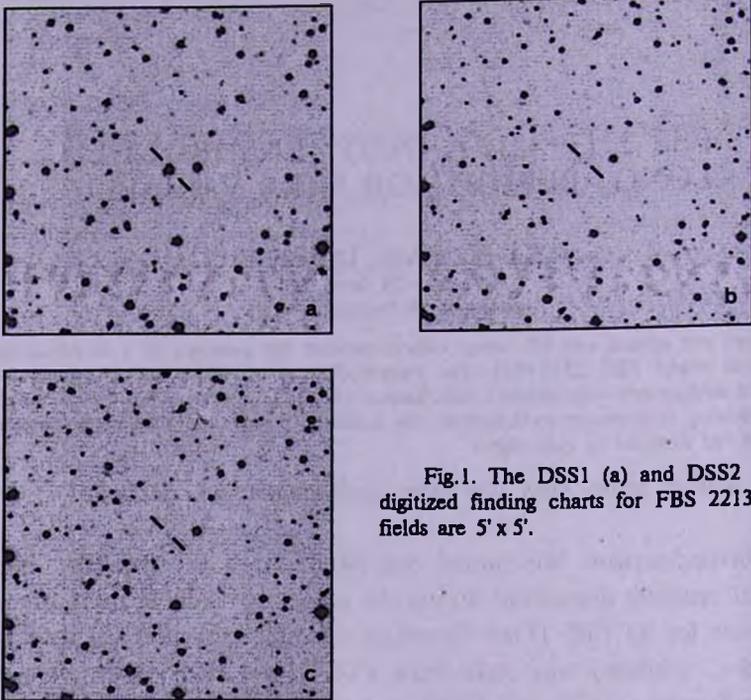


Fig.1. The DSS1 (a) and DSS2 (b and c) digitized finding charts for FBS 2213+421. All fields are $5' \times 5'$.

Other identification is also IRAS PSC 22138+4207 [7], where IRAS Low-Resolution Spectral (LRS) class for this object is noted as 14. Primary, the LRS spectra for PSC 22138+4207 are presented in [8].

3. *Optical and IR-photometric data.* In Table 1 and Table 2 we present the USNO-B1.0 [9] and 2MASS Point Source Catalogue (PSC)

Table 1

THE USNO-B1.0 CATALOGUE DATA FOR FBS 2213+421

Epoch (J2000)	USNO-B1.0 Number	Pm.RA (mas/yr)	PmDEC (mas/yr)	B1 mag	R1 mag	B2 mag	R2 mag	I mag
R.A. = $22^h 15^m 58^s.89$ DEC. = $+42^\circ 22' 46''.6$	1323-0557914	0	0	17.63	13.17	20.01	20.03	15.21

Table 2

2MASS PHOTOMETRIC DATA

FBS	2MASS Designation	J mag	H mag	K mag
2213+421	J22155887+4222464	13.207	10.196	7.788

(<http://irsa.ipac.caltech.edu>) photometric data for FBS 2213+421.

As we can see, this object has very red optical and IR-colour indices. Particularly, a very red $J-K$ colour indice ($J-K=5.419$, $J-H=3.011$ and $H-K=2.408$) indicates that it is a cool/or more heavily extincted object.

Concerning in more details the investigation results presented in paper [10], devoted to AGB stars in the South Galactic Cap, paper [11], devoted to nature of the IRAS sources in the Galactic Bulge, and also the series of papers [12-16], devoted to obscured AGB stars in the Small and Large Magellanic Clouds, one notes that all objects with similar photometric characteristics are high-mass-losing Long-Period AGB Mira-type variables only.

4. Possible derived parameters. To estimate some important parameters, we use two colour indices, mainly $J-K$ and $K-[12]$ (where [12] is a IRAS $12\ \mu\text{m}$ magnitude, $[12]=3.63-2.5\log F(12)$, according Walker and Cohen [17]), as a measure of the circumstellar shell thickness [10,18]. The empirical relations between $J-K$ and $K-[12]$ colour indices and mass-loss rate (M_{\odot}/yr) are used, obtained for oxygen-rich AGB Mira-type variables [19,20]. The total (dust+gas) mass-loss rate is in order of $3+4\times 10^{-5} M_{\odot}/\text{yr}$ for FBS 2213+421, a typical value for Long-Period M-type Mira variables [12-16].

We estimate also the bolometric magnitude ($m_{\text{bol}}=8.36$), by applying a bolometric correction - BC (K) to K -magnitude (see paper [18] for objects with $K-[12]>4.8$). Two values are used (as a minimum and maximum for absolute bolometric magnitudes, $M_{\text{bol}}=-5^{\text{m}}.1$, and $M_{\text{bol}}=-7^{\text{m}}.0$, for mass-losing AGB oxygen-rich Long-Period Mira variables in LMC and SMC [12-16]) to estimate the distance range to FBS 2213+421. Consequently $R_{\text{min}}=5.0$ kpc and $R_{\text{max}}=12.0$ kpc can be received as min and max values for the distance.

K -band monitoring is necessary to determine the pulsation period as well as the absolute bolometric magnitude for FBS 2213+421 to estimate the rough distance (using Period-Luminosity relation established in papers [10,21] for oxygen-rich Long-Period variables).

5. IRAS LRS Spectra. The IRAS LRS spectra for PSC 22138+4207 are illustrated in Catalogue of Low Resolution Spectra [8], prepared by Olton and Raimond and is noted as spectra of class 14 (1n, where $n=4$, see various spectral classes more detailly in [8]).

We extracted (<http://vizir.u-simbad.fr/viz.bin/vizExec/get.sp?III>) the LRS spectra in order to re-examine it for some spectral characteristics. Clearly, we can see a <<Blue>> spectra and $9.8\ \mu\text{m}$ absorption band due to silicate particles, i.e., it can be noted as a 3n class spectra [8].

Fig.2 represents the IRAS LRS spectra for FBS 2213+421.

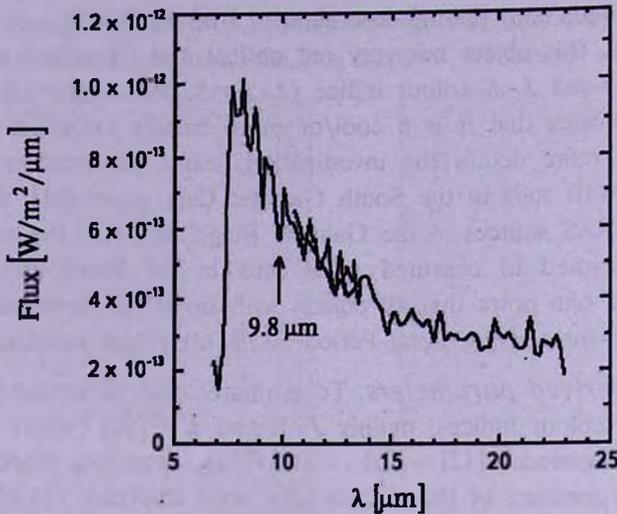


Fig.2. IRAS LRS spectra of FBS 2213+421 in the range 7-23 μm . The 9.8 μm absorption is indicated.

6. *Conclusion.* A very large optical and IR-colour indices in addition to the presence of the 9.8 μm absorption band in LRS spectrum, indicate, that a dense circumstellar envelope is present around this object. Estimation of some parameters shows that the star is a high-mass-losing AGB oxygen-rich Mira variable. *K*-band magnitude is necessary for pulsation period and absolute bolometric luminosity determination, which, using a Period-Luminosity relation, will allow a rough distance estimation for FBS 2213+421.

Acknowledgements. This research has made using of the SIMBAD database, operated at CDS, Strasbourg, France, and the Two Micron All Sky Survey, a joint project of the University of Massachusetts and the Infrared Processing and Analysis Center (IPAC Caltech). Authors are grateful to Professor Elma S.Parsamyan for a constant attention on works devoted to the search for FBS late-type detected objects.

K.S.Gigoyan wishes to express his sincere thanks to Gregory, Sossi, Tigran and Vartan Kazandjian (New York, USA), Rafik Vartanian (La Crescenta, USA) and Vahe Vanantyanz (Innsbruck, Austria) for a financial support during the preparation of this paper.

Authors are also grateful to Referee for helpful comments.

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

² IAM, Observatoire de Marseille, France, e-mail: delphine.russeil@oamp.fr

FBS 2213+421: ЯВЛЯЕТСЯ ЛИ ПОГРУЖЕННАЯ В ПЫЛЕВУЮ ОБОЛОЧКУ ДОЛГОПЕРИОДИЧЕСКАЯ АВГ МИРИДОЙ?

К.С.ГИГОЯН¹, Д.РУССЕЙ²

Большие оптические и инфракрасные показатели цвета указывают, что вокруг объекта FBS2213+421 существует плотная газо-пылевая оболочка. Полная потеря массы, оцененная для этого объекта, характерна для долгопериодических Мирид на Асимптотической Ветви Гигантов (АВГ). Мониторинг в К-полосе необходим для определения периода пульсации, а следовательно и абсолютной болометрической светимости и расстояния этого объекта.

REFERENCES

1. *K.S.Gigoyan, H.V.Abrahamyan, M.Azzopardi, D.Russeil*, *Astrofizika*, **45**, 397, 2002.
2. *K.S.Gigoyan, H.V.Abrahamyan, M.Azzopardi et al.*, *Astrofizika*, **46**, 577, 2003.
3. *A.M.Mickaelian*, *ASP Conference Series*, No 284, 399, 2002.
4. *H.V.Abrahamyan, K.S.Gigoyan*, *Astrofizika*, **32**, 501, 1990.
5. *N.N.Samus, O.V.Durlevich et al.*, *Combined General Catalogue of Variable Stars*, Version 4.2, 2004.
6. *L.Dahlmark*, *Inf. Bull. Var. Stars*, No 4329, 1996.
7. *IRAS Point Source Catalog. On The Optical Disk. (Sel. Astron. Catalogs). Supplied by NASA*, Vol. 2, 1991.
8. *F.M.Olson, E.Raimond*, *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.*, **65**, 607, 1986.
9. *D.G.Monet, S.E.Levine, B.Canzian et al.*, *Astron. J.*, **125**, 984, 2003.
10. *D.Whitelock, J.Menzies, M.Feast et al.*, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, **267**, 711, 1994.
11. *P.Whitelock, M.Feast, R.Catchpole*, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, **248**, 276, 1991.
12. *C.Loup, A.A.Zijlstra, L.B.F.M.Waters*, *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.*, **125**, 419, 1997.
13. *A.A.Zijlstra, C.Loup, L.B.F.M.Waters et al.*, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, **279**, 32, 1996.
14. *J.Th. Van Loon, A.A.Zijlstra, P.Whitelock et al.*, *Astron. Astrophys.*, **325**, 585, 1997.
15. *J.TH. Van Loon, A.A.Zijlstra, P.Whitelock et al.*, *Astron. Astrophys.*, **329**, 169, 1998.
16. *J.Th. Van Loon, M.A.Groenewegen, A. de Koter et al.*, *Astron. Astrophys.*,

351, 559, 1999.

17. *H.J.Walker, M.Cohen*, *Astron. J.*, **95**, 1801, 1988.
18. *T. Le Bertre, M.Matsura, J.M.Winters et al.*, *Astron. Astrophys.*, **367**, 997, 2001.
19. *T. Le Bertre*, *Astron. Astrophys.*, **324**, 1059, 1997.
20. *T. Le Bertre, J.M.Winters*, *Astron. Astrophys.*, **334**, 173,
21. *P.A.Whitelock, M.W.Feast, J.Th. Van Loon*, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, **342**, 86, 2003.

УДК: 524.354.6

ГЕНЕРАЦИЯ ТОРОИДАЛЬНОГО МАГНИТНОГО ПОЛЯ ВО ВРАЩАЮЩИХСЯ НЕЙТРОННЫХ ЗВЕЗДАХ

Д.М.СЕДРАКЯН

Поступила 15 июля 2005

Исследованы электромагнитные свойства нейтронной звезды (пульсара). Показано, что учет наличия двух угловых скоростей вращения компонент нейтронной звезды и первых поправок Общей теории относительности в уравнениях гидродинамического равновесия плазмы и в электродинамических уравнениях Максвелла приводит к генерации тороидальных магнитных полей в недрах нейтронной звезды.

1. *Введение.* В работе [1] была рассмотрена возможность генерации магнитного поля в нейтронных звездах и было показано, что учет первых поправок Общей теории относительности в уравнениях гидродинамического равновесия плазмы и в уравнениях Максвелла для электромагнитных полей приводит к генерации тороидальных магнитных полей. Для временной производной магнитного поля было получено следующее выражение:

$$\frac{\partial \bar{B}(0)}{\partial t} = \frac{mc}{e} \Omega^2 \frac{Gu(R)}{c^2 R} \sin\vartheta \cos\vartheta \bar{r}, \quad (1)$$

где R , ϑ , φ - сферические координаты, $u(R)$ - накопленная масса сферы радиусом R , m и e - масса и заряд протона, G и c - гравитационная постоянная и скорость света, Ω - угловая скорость звезды, а \bar{r} - единичный вектор в направлении координаты φ . Уравнение получено для начального момента времени, когда электрический ток и магнитное поле равняются нулю. Однако этот результат оказался неправильным в связи с тем, что четырехмерный ток был определен как [1]

$$j^i = \frac{enc}{\sqrt{g_{00}}} \frac{dx^i}{dx^0}, \quad (2)$$

тогда как правильное определение этого тока есть:

$$j^i = enu^i, \quad (3)$$

где u^i - четырехмерная скорость. При таком определении четырехмерного тока временная производная магнитного поля равняется нулю и нет генерации тороидального магнитного поля. Отметим, что в работе [1] также предполагалось, что в "пре" - фазе нейтронной звезды все

три сорта частиц, т.е. нейтроны, протоны и электроны, являются нормальными. Однако, как хорошо известно [2], при температурах $T \leq 10^8$ К, что реализуется в ядрах нейтронных звезд, нейтроны и протоны скорее всего сверхтекучие, а электроны нормальные. Это означает, что при вращении нейтронной звезды ее ядерная компонента (нейтроны и протоны) будет вращаться со сверхтекучей угловой скоростью Ω_s , тогда как нормальная компонента, следовательно и электроны, будут иметь угловую скорость Ω_c . В общем случае сверхтекучая угловая скорость Ω_s не равна нормальной угловой скорости Ω_c .

Цель этой работы - показать, что если обозначить $\Delta\Omega = \Omega_s - \Omega_c$, то при $\Delta\Omega \neq 0$ генерация тороидального магнитного поля возможна, и скорость увеличения магнитного поля выражается правой частью формулы (1), умноженной на $(1 - \Omega_c^2/\Omega_s^2)$. Если предположить, что $\Omega_c \ll \Omega_s$, в течение времени жизни пульсара, что реализуется в некоторых сценариях эволюции пульсара, то этот множитель может быть порядка единицы [3].

2. *Электрическое поле "пре" - плазмы со сверхтекучими нейтронами.* Уравнение гидродинамики для отдельной заряженной компоненты вращающейся с угловой скоростью Ω плазмы имеет следующий вид [1]:

$$\frac{\partial P}{\partial x^\alpha} - \left(\rho + \frac{P}{c^2}\right) \frac{\partial}{\partial x^\alpha} \ln u^0 - \frac{1}{c} F_{\alpha i} j^i = 0, \quad (4)$$

где $\alpha = 1, 2, 3$,

$$j^i = enu^i, \quad u^0 = \left(g_{00} + 2\frac{\Omega}{c}g_{03} + \frac{\Omega^2}{c^2}g_{33}\right)^{-1/2}, \quad (5)$$

u^i - четырехмерная скорость движения плазмы, ρ и P - плотность энергии и давление плазмы, j^i - четырехмерный ток и $F_{\mu\nu}$ - тензор электромагнитного поля. Здесь n - плотность частиц плазмы, а ρ и P являются функциями от n . Заметим, что в отличие от работы [1], здесь в формулах (5) приведено правильное определение четырехмерного тока j^i , а выражение для u^0 получено из соотношения $u^i u_i = 1$.

Для простой модели нейтронной звезды ее центральная часть состоит из сверхтекучих нейтронов и протонов и нормальных электронов. Протоны и электроны составляют незначительную часть, порядка нескольких процентов нейтронов ядра звезды. Следовательно, основная часть ядра - нейтроны, представляет собой сверхтекучую ядерную жидкость. Такое ядро звезды окружено твердой оболочкой, состоящей из атомных ядер и электронов. Размеры ядра нейтронной звезды порядка 10 км, а размеры оболочки на порядок меньше. При вращении звезды оболочка и электроны в ядре нейтронной звезды

вращаются как нормальная жидкость с угловой скоростью Ω_c , а основная часть ядра (нейтроны и протоны) - как сверхтекучая жидкость с угловой скоростью Ω_s .

Записав уравнение (4) отдельно для смеси ядерной материи, состоящей из нейтронов и протонов, и для электронов, получим два уравнения, определяющих электрическое поле \bar{E} и $\bar{\nabla} P_s(n_s)$, где $P_s(n_s)$ - давление нейтронов, которое при пренебрежении протонами (1% ядерной материи), совпадает с давлением ядерной материи нейтронной звезды:

$$\bar{\nabla} P_s = -mc^2 n_s \bar{\nabla} \ln u_s^0. \quad (6)$$

$$\bar{E} = -\frac{1}{eu_e^0} \frac{\bar{\nabla} P_e}{n_e}, \quad (7)$$

где

$$u_s^0 = \left(g_{00} + 2 \frac{\Omega_s}{c} g_{03} + \frac{\Omega_s^2}{c^2} g_{33} \right)^{-1/2}, \quad (8)$$

$$u_e^0 = \left(g_{00} + 2 \frac{\Omega_c}{c} g_{03} + \frac{\Omega_c^2}{c^2} g_{33} \right)^{-1/2},$$

P_e и n_e - давление и плотность электронов. Выражения (6) и (7) для \bar{E} и $\bar{\nabla} P_s$ получены в предположении отсутствия начального электрического тока j^α . Если учесть, что при плотностях частиц, характерных для ядер нейтронной звезды ($n \approx 10^{38}$ 1/см³), нейтроны представляют собой нерелятивистский Ферми-газ, а электроны - ультрарелятивистский Ферми-газ, то можно показать, что

$$\frac{\bar{\nabla} P_s}{n_s} = \frac{\bar{\nabla} P_e}{n_e}. \quad (9)$$

Учитывая (9), из (6) и (7) можно окончательно получить:

$$\bar{E} = \frac{mc^2}{e} \frac{\bar{\nabla} \ln u_s^0}{u_e^0}, \quad (10)$$

где m и e - масса и заряд протона, а c - скорость света.

3. *Эффект генерации магнитного поля.* Уравнение Максвелла, связывающее скорость изменения магнитного поля $\partial \bar{B} / \partial t$ с электрическим полем, в стационарном гравитационном поле имеет вид [4]:

$$\text{rot } \bar{E} = -\frac{1}{c} \frac{\partial \bar{B}}{\partial t}, \quad \bar{B} = \frac{\bar{H}}{\sqrt{g_{00}}} + [\bar{g} \bar{E}]. \quad (11)$$

Здесь $(\bar{g})_\alpha = -g_{0\alpha} / g_{00}$ и

$$(\text{rot } \bar{E})^\alpha = \frac{1}{2\sqrt{\gamma}} e^{\alpha\beta\gamma} \left(\frac{\partial E_\gamma}{\partial x^\beta} - \frac{\partial E_\beta}{\partial x^\gamma} \right), \quad (12)$$

где $\gamma_{\alpha\beta} = -g_{\alpha\beta} + g_{00} g_\alpha g_\beta$ - трехмерная пространственная метрика, $e^{\alpha\beta\gamma}$

- единичный антисимметричный тензор с $e^{123} e_{123} = 1$. Согласно (11), генерация магнитного поля в ядре нейтронной звезды возможна, если ротор от выражения (10) отличен от нуля. Для оценки ротора от электрического поля, и следовательно $\partial \bar{B}/\partial t$, газ из ядерных частиц можно считать почти нерелятивистским и в компонентах метрического тензора учитывать только поправки, линейные по φ/c^2 [4]:

$$g_{00} = 1 + 2\varphi/c^2, \quad g_{\beta}^{\alpha} = \left(1 - \frac{2\varphi}{c^2}\right) \delta_{\beta}^{\alpha}, \quad g_{0\alpha} = 0. \quad (13)$$

Здесь необходимо отметить следующее: во вращающейся нейтронной звезде $g_{0\alpha}$ пропорционально $\varphi/c^2 \cdot \Omega r/c$, где r - расстояние от оси вращения. Для рассматриваемых моделей нейтронной звезды максимальное значение $\Omega r/c$ не превышает 0.1, поэтому можно считать, что $g_{0\alpha}$ повсюду равно нулю. Тогда временную компоненту четырехмерной скорости u^0 запишем в виде:

$$u^0 = \left(g_{00} + 2 \frac{\Omega}{c} g_{03} + \frac{\Omega^2}{c^2} g_{33} \right)^{-1/2} \approx 1 - \frac{\varphi}{c^2} + \frac{\Omega^2 r^2}{2c^2}.$$

Тогда нетрудно увидеть, что

$$\bar{\nabla} \ln u^0 = -\frac{1}{c^2} (\bar{\nabla} \varphi - \Omega^2 \bar{r}). \quad (14)$$

Подставляя (14) в (10) и учитывая (11), (12) и (13), получим:

$$\frac{\partial \bar{B}}{\partial t} = \frac{m}{ec} \frac{1}{R} \frac{\partial \varphi}{\partial R} (\Omega_s^2 - \Omega_c^2) [\bar{r}, \bar{R}], \quad (15)$$

где \bar{R} и \bar{r} - сферические и цилиндрические радиальные векторы. Еще раз отметим, что уравнение (15) получено для начального момента времени, когда электрические токи $j^{\alpha} = 0$ и нет магнитного поля $\bar{B} = 0$. Раскрыв векторное произведение в правой части уравнения (15) и заменив $d\varphi/dR = Gu(R)/R^2$ ($u(R)$ - накопленная масса в сфере радиуса R), окончательно получим:

$$\frac{\partial \bar{B}(0)}{\partial t} = \frac{mc}{e} \Omega_s^2 \left(1 - \frac{\Omega_c^2}{\Omega_s^2} \right) \frac{Gu(R)}{c^2 R} \sin \vartheta \cos \vartheta \bar{r}. \quad (16)$$

Заметим, что $\partial \bar{B}(0)/\partial t$ отличен от нуля, так как при уменьшении угловой скорости нейтронной звезды (пульсара) всегда существует отличная от нуля стационарная разница угловых скоростей сверхтекучего и нормального движений: $\Delta\Omega = \Omega_s - \Omega_c \neq 0$. Значение $\Delta\Omega$ зависит от пиннинга нейтронных вихрей, и как показывают наблюдения за скачками угловой скорости пульсара Vela, эта разница может быть порядка $\Delta\Omega/\Omega \sim 10^{-4}$, где $\Delta\Omega = \Omega_s - \Omega_c$. Однако для некоторых сценариев эволюции пульсаров множитель $\left(1 - \frac{\Omega_c^2}{\Omega_s^2}\right)$ может быть порядка единицы [3].

Итак, из уравнения (16) следует, что в замедляющейся нейтронной звезде возникает тороидальное магнитное поле, растущее со временем. Наличие сверхтекучего вращения ядерной компоненты нейтронной звезды с учетом поправок теории Эйнштейна приводит к тому, что электрическое поле становится непотенциальным, зависящим от z . Это и приводит к возникновению конвекционных электрических токов и генерации тороидального магнитного поля [5].

В заключение отметим, что статья о распределении стационарного тороидального магнитного поля внутри нейтронной звезды нами будет опубликована в скором будущем.

Автор выражает благодарность гранту ANSEF N05-PS-astroth-811-78 за финансовую поддержку.

Ереванский государственный университет,
Армения, e-mail: dsedrak@server.physdep.r.am

GENERATION OF TOROIDAL MAGNETIC FIELD IN THE ROTATING NEUTRON STARS

D.M.SEDRAKIAN

The magnetic properties of the simple model of neutron stars (pulsars) are considered. It is shown that if we include in our investigation the first order correction of General Relativity to the Newtonian theory and take into account that nuclear matter (neutrons and protons) in the core of a neutron star are superfluid, the electric current will depend on the coordinate z . This will bring to the generation of the toroidal magnetic field in the rotating neutron stars.

Key words: *stars:neutron - stars:magnetic fields*

ЛИТЕРАТУРА

1. Д.М.Седракян, *Астрофизика*, 6, 615, 1970.
2. Д.М.Седракян, К.М.Шахабасян, *УФН*, 161, 3, 1991.
3. А.Д.Седракян, Д.М.Седракян, *ДАН Армении*, 96, 45, 1996.
4. Л.Д.Ландау, Е.М.Лифшиц, *Теория поля*, Наука, М., 1972.
5. J.W.Roxborough, P.A.Stritmatter, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, 133, 1, 1966.

УДК: 524.354.4

О СВЯЗИ ПУЛЬСАРОВ С ОСТАТКАМИ ВСПЫШЕК СВЕРХНОВЫХ ЗВЕЗД

В.Г.МАЛУМЯН, А.Н.АРУТЮНЯН

Поступила 12 июля 2005

Принята к печати 14 ноября 2005

На основе статистического материала большого объема показано, что пространственные распределения в Галактике радиопульсаров с характеристическими возрастными $T \leq 10^6$ лет и $T > 10^6$ лет существенно отличаются. Подавляющее большинство объектов с $T \leq 10^6$ лет расположено в узкой полосе шириной 400 пк вокруг плоскости Галактики. Большая часть пульсаров с $T > 10^6$ лет сосредоточена вне этой зоны. Чем меньше характеристические возрасты пульсаров, тем большая их доля расположена в пределах вышеуказанной полосы. Показано также, что пульсары с $T \leq 10^6$ лет и остатки вспышек сверхновых звезд имеют практически одинаковое пространственное распределение. Эти факты свидетельствуют как в пользу связи пульсаров с остатками сверхновых звезд, так и в пользу приобретения ими во время рождения больших пространственных скоростей.

1. *Введение.* Пространственное распределение радиопульсаров в Галактике, их возрасты, кинематические свойства и некоторые другие факты указывают на связь пульсаров с остатками вспышек сверхновых звезд [1-4]. Несмотря на это, в первые годы после открытия пульсаров только для двух объектов (PSR 0531+21 и PSR 0833-45) была надежно установлена их связь с остатками вспышек сверхновых звезд. Из известных в настоящее время более 1500 радиопульсаров только у двух десятков объектов обнаружены туманности - остатки сверхновых. Вблизи остальных пульсаров они не обнаружены [5,6].

Согласно общепринятой концепции, отсутствие остатков сверхновых у громадного большинства пульсаров обусловлено, главным образом, тем, что во время рождения, в силу разных причин, они приобретают большие, достигающие до 500 и более километров в секунду, пространственные скорости. В результате этого пульсары могут покинуть места своего рождения и существовать отдельно от туманностей, отождествляемых с остатками взрыва сверхновых звезд - прародителей радиопульсаров [7-12]. Отсутствие туманностей около пульсаров должно быть особенно заметно для старых объектов. Пространственное распределение молодых пульсаров должно быть ближе к таковой для остатков вспышек сверхновых, если, конечно, пульсары на самом деле генетически связаны с сверхновыми.

Причиной отсутствия остатков сверхновых около старых пульсаров

(объектов с характеристическими возрастaми свыше нескольких сот тысяч лет) является также разница в эволюции пульсаров и остатков сверхновых. Продолжительность жизни последних во много раз короче жизни пульсаров [1,2].

В работе авторов [13] показано, что пульсары с характеристическими возрастaми $T \leq 10^6$ лет и остатки сверхновых практически имеют одинаковое распределение по z -координате (высоте над плоскостью Галактики). Там же показано, что распределения по z -координате пульсаров с $T \leq 10^6$ лет и $T > 10^6$ лет существенно отличаются. Приведенные в [13] факты свидетельствуют в пользу связи пульсаров с остатками сверхновых. В [13] сравнивались пространственные распределения пульсаров из каталога [14] и остатков сверхновых из списка [15], содержащего 113 галактических объектов. Из использованных для сравнения 525 пульсаров 424 объекта имеют характеристические возрастa $T > 10^6$ лет, а 101 - $T \leq 10^6$ лет.

Для более детального сравнения пространственного распределения радиопульсаров разных возрастa и остатков сверхновых звезд в Галактике, а также для более достоверных и обоснованных выводов необходимо использовать как для пульсаров, так и для остатков сверхновых выборки большего объема. С этой целью мы воспользовались последней версией каталога пульсаров [16] и списком Грина галактических остатков вспышек сверхновых звезд [17]. Каталог [16] содержит 1510 пульсаров. После исключения двойных и кратных пульсаров, аномальных рентгеновских пульсаров (АХР) и вспышечных источников мягкого гамма-излучения (SGR) [18], радиопульсаров в шаровых звездных скоплениях, природа которых отличается от обычных радиопульсаров, а также объектов в Магеллановых Облаках в [16] остались 1375 радиопульсаров; 326 объектов с $T \leq 10^6$ лет и 1049 объектов с $T > 10^6$ лет. Таким образом, количества радиопульсаров и остатков сверхновых из каталогов [16] и [17], использованных нами для сравнения их пространственного распределения, существенно больше, чем в использованных ранее списках [14] и [15].

2. Распределение галактических остатков сверхновых по z -координатам. Чтобы определить высоты остатков сверхновых над плоскостью Галактики (z -координаты), необходимо знать их расстояния: $z = r \sin b$, где r - расстояние, b - галактическая широта объекта. Так как для подавляющего большинства остатков сверхновых расстояния прямыми методами не измерены, для определения расстояний до них мы использовали эмпирическую зависимость поверхностной радиояркости остатков Σ от их линейного диаметра D [19,20].

В [19] зависимость $\Sigma \sim D$ построена на основании новейших исправленных данных о расстояниях до 36 галактических остатков

оболочечного типа. К этим объектам мы добавили данные о 13 остатках комбинированного типа и типа плерионов, уточненные расстояния до которых также приведены в [19]. Расстояния, используемые в [19], измерены на основании совпадений положений остатков галактических сверхновых с облаками нейтрального и ионизованного водорода, с молекулярными облаками и ОВ-ассоциациями, или с помощью известных собственных движений. Использовались новые современные данные о кривых вращения Галактики с расстоянием Солнца до центра Галактики $R_{\odot} = 8.5$ кпк и скоростью вращения Солнца вокруг центра Галактики $V_{\odot} = 250$ км с⁻¹ [21-24].

Необходимо отметить, что в [19] все те остатки сверхновых, расстояния до которых измерены с помощью меры дисперсии пульсаров, обнаруженных в них, считаются остатками комбинированного типа, независимо от того, наблюдались или не наблюдались в них туманности типа плерионов. Список всех 49 объектов, использованных нами для построения зависимости $\Sigma \sim D$, приведен в табл.1. Остаток сверхновой Кассиопея-А (G111.7-2.1) исключен из списка, так как по поверхностной

Таблица 1

СПИСОК КАЛИБРОВОЧНЫХ ОБЪЕКТОВ, ИСПОЛЬЗОВАННЫХ
 ДЛЯ ПОСТРОЕНИЯ ЭМПИРИЧЕСКОЙ ЗАВИСИМОСТИ
 $\Sigma \sim D$ ДЛЯ ОСТАТКОВ СВЕРХНОВЫХ

N	Объект	Σ Вт м ⁻² Гц ⁻¹ стер ⁻¹	θ угл. мин.	S (1ГГц) Ян	r кпк	D пк
1	2	3	4	5	6	7
1	G4.5+6.8	2.5×10^{-19}	3	19	4.5	4
2	G5.4-1.2	3.4×10^{-21}	35	35	4.6	47
3	G6.4-0.1	1.6×10^{-20}	48	310	3.3	46
4	G8.7-0.1	4.7×10^{-21}	45	80	3.9	51
5	G18.8+0.3	2.1×10^{-20}	17 x 11	33	8.1	32
6	G21.5-0.9	4.4×10^{-20}	4	6	6.3	7
7	G31.9+0.0	7.8×10^{-20}	7 x 5	24	7.2	12
8	G33.6+0.1	2.6×10^{-20}	10	22	7.1	21
9	G34.7-0.4	2.9×10^{-20}	35 x 27	230	3.3	30
10	G43.3-0.2	3.7×10^{-19}	4 x 3	38	7.5	8
11	G46.8-0.3	7.4×10^{-21}	17 x 13	14	6.4	28
12	G49.2-0.7	2.1×10^{-20}	30	160	6	52
13	G53.6-2.2	1.0×10^{-21}	33 x 28	8	5	44
14	G54.5-0.3	2.0×10^{-21}	40	28	3.3	38
15	G69.0+2.7	2.2×10^{-21}	80	120	2.5	58
16	G74.0-8.5	6.7×10^{-22}	230 x 160	210	0.8	45
17	G78.2+2.1	1.1×10^{-20}	60	340	1.2	21
18	G84.2-0.8	4.1×10^{-21}	20 x 16	11	4.5	24
19	G89.0+4.7	2.4×10^{-21}	120 x 90	220	0.8	24
20	G114.3+0.3	1.4×10^{-22}	90 x 55	6	2.5	53
21	G116.5+1.1	2.7×10^{-22}	80 x 60	11	5	101

Таблица 1 (окончание)

1	2	3	4	5	6	7
22	G116.9+0.2	9.4×10^{-22}	34	9	3.1	31
23	G119.5+10.2	5.2×10^{-22}	90	36	1.4	37
24	G120.1+1.4	1.0×10^{-19}	8	56	4.5	11
25	G130.7+3.1	8.7×10^{-20}	9 x 5	33	3.3	22
26	G132.7+1.3	8.6×10^{-22}	80	45	2.2	51
27	G156.2+5.7	4.8×10^{-23}	110	5	3	96
28	G160.9+2.6	7.7×10^{-22}	140 x 120	110	2.2	83
29	G166.0+4.3	4.3×10^{-22}	55 x 35	7	4.5	57
30	G166.2+2.5	2.0×10^{-22}	90 x 70	11	4.5	104
31	G180.0-1.7	2.4×10^{-22}	180	65	1.5	79
32	G189.1+3.0	9.4×10^{-21}	45	160	1.5	20
33	G205.6+0.5	3.9×10^{-22}	220	160	1.6	102
34	G260.4-3.4	5.1×10^{-21}	60 x 50	130	3.5	35
35	G296.5+10.0	9.4×10^{-22}	90 x 65	48	1.6	36
36	G304.6+0.1	2.6×10^{-20}	8	14	7.9	18
37	G308.8-0.1	3.0×10^{-21}	30 x 20	15	8.7	63
38	G309.8+0.0	4.2×10^{-21}	25 x 19	17	3.6	23
39	G315.4-2.3	3.3×10^{-21}	42	49	2.8	34
40	G320.4-1.2	5.8×10^{-21}	35	60	4.4	45
41	G327.6+14.6	2.5×10^{-21}	30	19	2.1	18
42	G330.0+15.0	1.2×10^{-21}	180	350	1.2	63
43	G332.4-0.4	3.3×10^{-20}	10	28	3.4	10
44	G341.2+0.9	5.0×10^{-22}	16 x 22	1.5	6.9	38
45	G343.1-2.3	9.0×10^{-22}	32	8	1.8	17
46	G348.5+0.1	3.7×10^{-20}	15	72	9	39
47	G348.5+0.3	1.1×10^{-20}	17	26	9	45
48	G349.7+0.2	4.7×10^{-19}	2.5 x 2	20	13.8	9
49	G359.1-0.5	2.9×10^{-21}	24	14	9.2	64

радиояркости он примерно в 25 раз превышает второй по поверхностной радиояркости объект в таблице и имеет ряд особенностей по сравнению

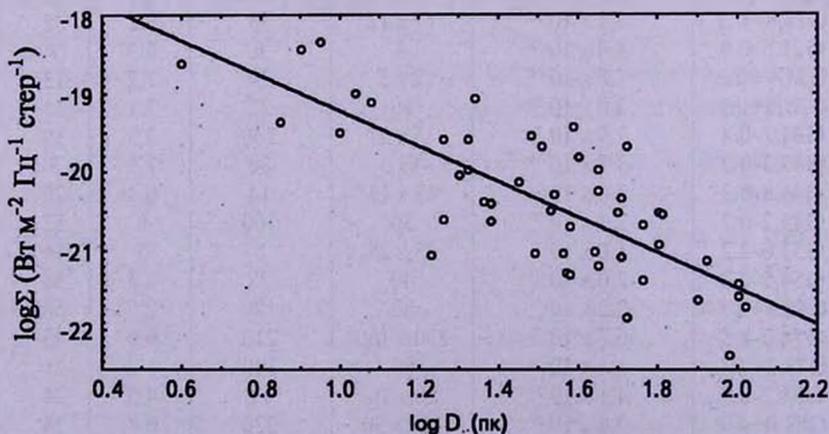


Рис.1. Эмпирическая зависимость $\log \Sigma \sim \log D$ для галактических остатков сверхновых. Прямая представляет линию линейной регрессии.

с другими остатками [19,20]. Указанные в табл.1 угловые диаметры и плотности потоков на частоте 1 ГГц взяты из [17], расстояния и линейные диаметры из [19].

Поверхностные яркости на частоте 1 ГГц вычислялись как

$$\Sigma = 1.118 \times 10^{-19} S/\vartheta^2 \text{ Вт м}^{-2} \text{ Гц}^{-1} \text{ стер}^{-1},$$

где S -плотность потока на 1 ГГц в янских, ϑ - угловой диаметр в минутах дуги. (В [19] вместо коэффициента 1.118 ошибочно указан 1.505).

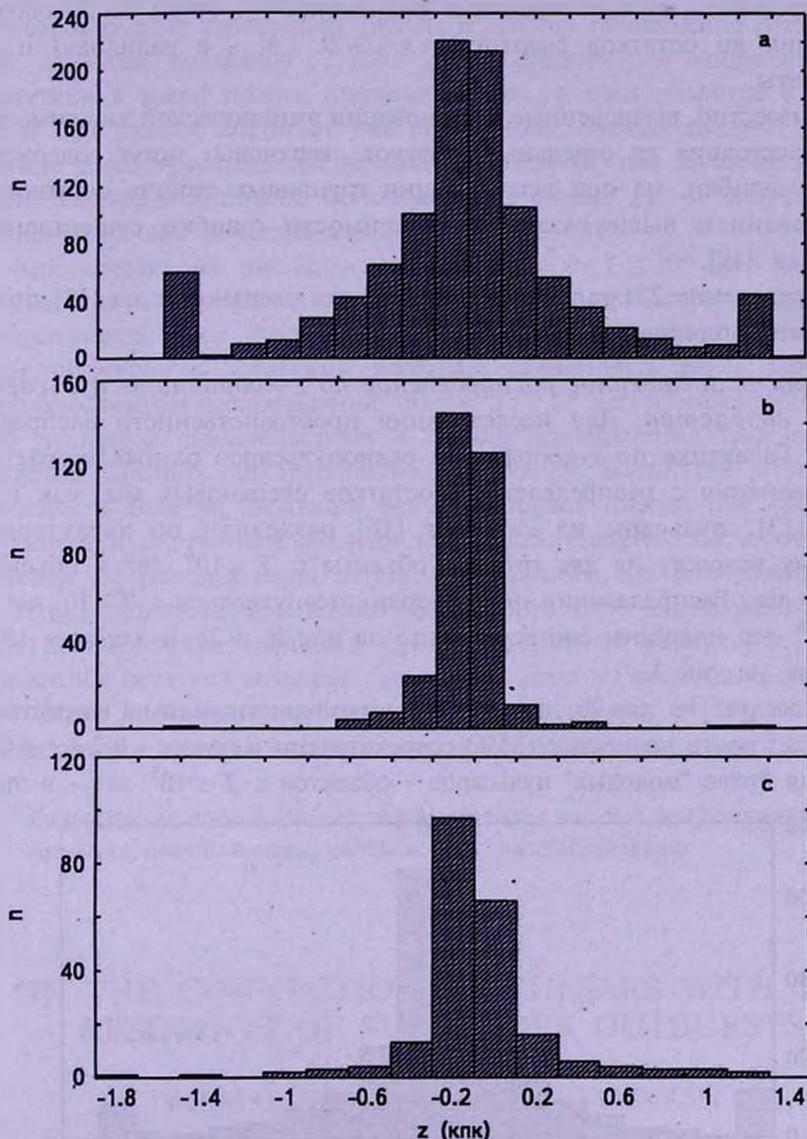


Рис.2. Распределение по z -координате пульсаров разных характеристических возрастов и остатков сверхновых. а) Пульсары с $T > 10^6$ лет. б) Пульсары с $T \leq 10^6$ лет. в) Остатки сверхновых.

Зависимость $\log \Sigma \sim \log D$ показана на рис.1. Уравнение линейной регрессии зависимости имеет вид

$$\log \Sigma = -(2.25 \pm 0.26) \log D - (16.97 \pm 0.40). \quad (1)$$

Линейные диаметры остальных 172 остатков сверхновых из каталога [17] определялись с помощью зависимости (1). (Для 10 объектов из 231 остатка сверхновых в [17] нет данных о плотностях потоков на частоте 1 Гц или на какой-нибудь другой радиочастоте. Поэтому невозможно было определить их поверхностные радиояркости). Затем вычислялись расстояния до остатков сверхновых $r = \vartheta/D$ (ϑ - в радианах) и z -координаты.

Как известно, вычисленные на основании эмпирической зависимости $\Sigma \sim D$ расстояния до отдельных остатков сверхновых могут содержать большие ошибки, но при исследовании групповых свойств остатков с использованием вышеуказанной зависимости ошибки существенно снижаются [19].

Распределение 221 галактического остатка сверхновых из [17] по z -координате показано на рис.2с.

3. Пространственное распределение по z -координате пульсаров разных возрастов. Для исследования пространственного распределения в Галактике по z -координате радиопульсаров разных возрастов и их сравнения с распределением остатков сверхновых мы, как и в работе [13], пульсары из каталога [16] разделили по характеристическому возрасту на две группы: объекты с $T \leq 10^6$ лет и объекты с $T > 10^6$ лет. Распределения по z -координате пульсаров с $T > 10^6$ лет и с $T \leq 10^6$ лет показаны соответственно на рис.2а и 2б, а для всех 1375 пульсаров на рис.3.

Как следует из рис.2б, пульсары с характеристическими возрастными $T \leq 10^6$ лет почти полностью (85%) сосредоточены в полосе $-0.2 \leq z \leq 0.2$ кпк. Доля более "молодых" пульсаров - объектов с $T \leq 10^5$ лет - в этой

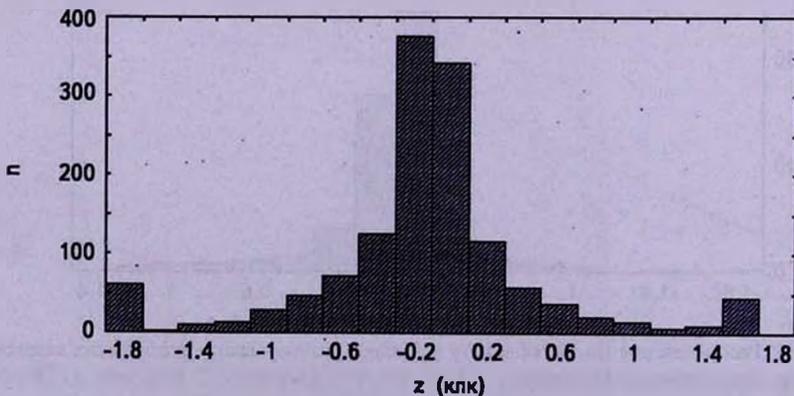


Рис.3. Распределение по z -координате всех пульсаров.

полосе еще больше - более 92%. Между тем, в зоне $-0.2 \leq z \leq 0.2$ кпк расположен всего 41% объектов с $T > 10^6$ лет. Как видим, распределения пульсаров характеристических возрастов $T \leq 10^6$ лет и $T > 10^6$ лет по z -координате существенно разные. Согласно критерию Колмогорова-Смирнова, эти распределения отличаются на уровне значимости меньше 0.001. Из рис.3 следует, что в зоне $-0.2 \leq z \leq 0.2$ кпк концентрируется примерно половина пульсаров всех возрастов вместе взятых.

4. *Заключение.* Таким образом, распределения по z -координате пульсаров разных характеристических возрастов существенно отличаются. 85% "молодых" пульсаров ($T \leq 10^6$ лет) сосредоточены вокруг плоскости Галактики в узкой полосе шириной 400 пк, а доля объектов с $T \leq 10^5$ лет в этой полосе достигает уже свыше 92%. Отсюда следует, что, чем меньше характеристические возрасты пульсаров, тем большая их часть расположена в этой полосе. Основная часть "старых" ($T > 10^6$ лет) пульсаров расположена вне вышеуказанной полосы.

Как следует из рис.2b и 2c, пульсары с $T \leq 10^6$ лет и остатки сверхновых в Галактике по z -координате имеют почти одинаковое распределение. Этот факт свидетельствует в пользу генетической связи радиопульсаров с остатками вспышек сверхновых звезд. Сравнение пространственных распределений "старых" ($T > 10^6$ лет) и "молодых" ($T \leq 10^6$ лет) пульсаров свидетельствует в пользу приобретения ими во время рождения больших пространственных скоростей. Вследствие этого старые пульсары в ходе их эволюции могут подняться высоко над плоскостью Галактики и с течением времени иметь распределение по z -координате, отличное от распределения остатков сверхновых, где они родились.

Итак, представленные в настоящей работе итоги исследований пространственного распределения пульсаров разных характеристических возрастов и остатков вспышек сверхновых звезд в Галактике, основанных на гораздо большем статистическом материале, чем в [13], полностью подтверждают выводы, сделанные ранее в [13].

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

ON THE CONNECTION OF PULSARS WITH THE REMNANTS OF SUPERNOVA OUTBURSTS

V.H.MALUMYAN, A.N.HARUTYUNYAN

On the base of large statistical material it is shown that the spatial distribution of pulsars with the characteristic ages $T \leq 10^6$ years and $T > 10^6$

years in the Galaxy are quite different. The overwhelming majority of the pulsars with $T \leq 10^6$ years are situated in the narrow band of 400 pc around the galactic plane. The great part of pulsars with $T > 10^6$ years are concentrated outside of that band. The younger pulsars the greater part of them are concentrated in the aforementioned band. It is also shown that pulsars with ages $T \leq 10^6$ years and remnants of supernova practically have the same spatial distribution. These facts witness in favor of both: as genetic relationship of pulsars and supernova remnants, as well as in favor of acquiring by pulsars large spatial velocities during the birth.

Key words: pulsar: ages: remnants: spatial distribution

ЛИТЕРАТУРА

1. И.С.Шкловский, Сверхновые звезды, Наука, М., 1976.
2. Р.Манчестер, Дж.Тейлор, Пульсары, Мир, М., 1980.
3. R.Narayan, K.J.Schmidt, *Astrophys. J.*, **325**, L43, 1988.
4. B.M.Gaensler, S.Jonston, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, **277**, 1243, 1995.
5. D.A.Frail, W.M.Goss, I.B.Z.Whiteoak, *Astrophys. J.*, **437**, 781, 1994.
6. S.B.Anderson, D.A.Frail, D.R.Lorimer, *Astrophys. J.*, **468**, L55, 1996.
7. A.G.Lyne, D.R.Lorimer, *Nature*, **369**, 127, 1994.
8. M.Herant, W.Benz, S.A.Colgate, *Astrophys. J.*, **395**, 642, 1992.
9. E.R.Harrison, E.Tademaru, *Astrophys. J.*, **201**, 447, 1975.
10. A.G.Lyne, B.Anderson, M.J.Salter, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, **201**, 503, 1982.
11. J.M.Cordes, *Astrophys. J.*, **311**, 183, 1986.
12. P.A.Harrison, A.G.Lyne, B.Anderson, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, **261**, 113, 1993.
13. В.Г.Малумян, А.Н.Арутюнян, *Астрофизика*, **47**, 671, 2004.
14. H.Taylor, R.N.Manchester, A.G.Lyne, *Catalog of 706 pulsars*, 1995.
15. D.Downes, *Astron. J.*, **76**, 305, 1971.
16. <http://www.csiro.atnf.au/research/pulsar/catalogue/>, 2005.
17. D.A.Green, *Catalogue of galactic supernova remnants*. Mullard radio astronomy observatory. Cambridge, 2004.
18. B.M.Gaensler, P.O.Slane, E.V.Gothelf, G.Vasisht, *Astrophys. J.*, **559**, 963, 2001.
19. G.L.Case, D.Bhattacharya, *Astrophys. J.*, **504**, 761, 1998.
20. B.Arbutina, D.Urošević, M.Stanković, L.Težić, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, **350**, 346, 2004.
21. W.B.Burton, M.A.Gordon, *Astron. Astrophys.*, **63**, 7, 1978.
22. M.Fich, L.Blitz, A.A.Stark, *Astrophys. J.*, **342**, 272, 1989.
23. J.M.Saken, R.A.Fesen, J.M.Shull, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, **81**, 715, 1992.
24. D.P.Clements, *Astrophys. J.*, **295**, 422, 1985.

УДК: 524.387

СИСТЕМА ВМ Огі. IV. НОВЫЙ КОМПОНЕНТ СИСТЕМЫ

Э.А.ВИТРИЧЕНКО¹, В.Г.КЛОЧКОВА², В.В.ЦЫМБАЛ³

Поступила 9 сентября 2005

Принята к печати 14 ноября 2005

Методом кросс-корреляции между наблюдаемым и синтетическим спектрами обнаружен еще один спутник ВМ Огі со следующими характеристиками: эффективная температура $T_{\text{эф}} = 4000$ К, радиус $R = 16 R_{\odot}$, масса $M = 1.8 M_{\odot}$, спектральный тип K7 III, абсолютная болометрическая звездная величина $M_v = +4^m.0$, скорость осевого вращения $V_{\text{вип}} = 85$ км/с, относительная светимость вблизи полосы V равна 0.005.

1. *Введение.* Кратная система ВМ Огі (= HD 37021) является членом Трапеции Ориона. Два компонента образуют затненную систему, период которой равен 6.5 сут.

Одна из множества загадок системы ВМ Огі - эпизодические отклонения лучевой скорости, выходящие за пределы ошибок. Впервые этот факт отмечен в [1]. Авторы обнаружили, что два измерения лучевой скорости спутника отклоняются от средней кривой на +20 км/с. При этом точность измерения межзвездных линий ~ 1 км/с. Авторы не смогли объяснить это явление.

В работах [2,3] этот факт был подтвержден, и авторы предположили, что в системе есть еще один спутник, который обращается вокруг центра тяжести тройной системы, если пренебречь еще тремя спутниками, находящимися на значительном удалении от тройной системы.

В статье [4] выполнен анализ невязок лучевой скорости главной звезды и спутника и определены предварительные элементы орбиты затненной системы с учетом обращения этого второго спектроскопического спутника. Назовем его так потому, что у ВМ Огі есть еще три астрометрических спутника [5]. Элементы спектроскопической орбиты нового спутника оказались следующими: $E_p = \text{JD } 2444744$, $P = 1302^d$, $\gamma = 11$ км/с, $e = 0.92$, $K = 20$ км/с, $\omega = 1.6$ рад.

Задачами настоящей работы являются: методом кросс-корреляции между наблюдаемым и синтетическим спектрами обнаружить второй спутник, измерить его лучевую скорость и сравнить ее с лучевой скоростью затненной системы, определенной по приведенным выше элементам. Это позволит оценить массу нового спутника, оценить

эффективную температуру, скорость осевого вращения и относительную светимость.

2. *Кросс-корреляционный анализ спектра.* Для исследования был выбран спектр, полученный одним из авторов (ВК) на 6-м телескопе. Время наблюдений JD 2451246.329 [5]. Для него O-C составляет +34 км/с. Эта величина наибольшая из всех отмеченных величин O-C. Кроме того, этот спектр имеет наилучшее качество по критерию отношения сигнал/шум. Для построения кросс-корреляционных функций был выбран участок спектра 5100-5500 Å, в пределах которого нет сильных линий главной звезды, значительных межзвездных и теллурических линий. В то же время этот участок богат линиями железа обоих спутников. Именно эти линии и формируют кривую кросс-корреляции.

Использовалось предположение, что химический состав спутников близок к солнечному. Аргументом в пользу такого предположения является работа [3], в которой показано, что содержание железа у спутника в затменной системе близко к солнечному. Химический состав второго спутника не изучался.

Предварительный анализ кросс-корреляционных кривых показал, что для второго спутника максимальный коэффициент корреляции получается при сравнении наблюдаемого спектра с синтетическим при температуре 4000 К, что соответствует спектральному классу K7.

На рис.1 показана зависимость коэффициента корреляции R от лучевой скорости. Синтетический спектр был вычислен с параметрами $T_{\text{eff}} = 7000$ К, $\log g = 4.5$, $[M/H] = 0$, $V \sin i = 0$ км/с. Максимум принадлежит спутнику, производящему затмения. Назовем этот спутник В1.

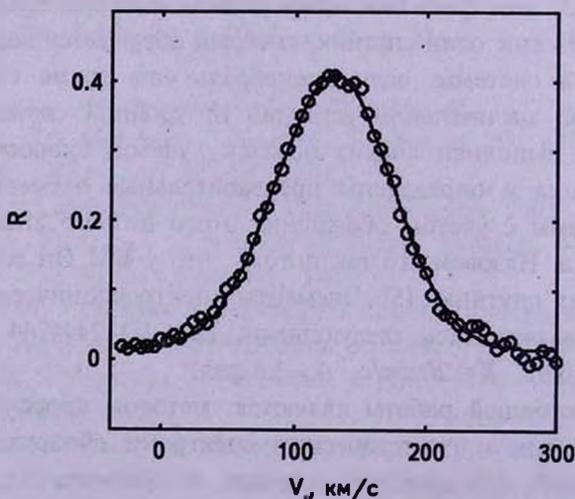


Рис.1. Зависимость коэффициента кросс-корреляции R от лучевой скорости V , спутника В1. Кружки - наблюдения, сплошная линия - аппроксимация наблюдений формулой Гаусса.

Линии спутника В1 были обнаружены в спектре. Измеренная по ним инструментальная скорость (без учета движения Земли) оказалась равной 132(1) км/с, а измеренная по максимуму коэффициента корреляции равна 130.5(4) км/с. Согласие результатов подтверждает правильность техники расчетов.

На рис.2 показан фрагмент кросс-корреляционной кривой для области, где расположен максимум для второго спектроскопического спутника. Назовем его В2. При построении кривой использовались следующие параметры синтетического спектра: $T_{\text{эф}} = 4000 \text{ К}$, $\log g = 4.5$, $[M/H] = 0$, $V \sin i = 0 \text{ км/с}$. Лучевая скорость оказалась равной -126(3) км/с. Как уже указывалось, в системе ВМ Оп. IV есть еще три спутника [5], следы которых не видны на кросс-корреляционной кривой. Не видна и главная звезда. Причину этого можно искать в различии температур компонентов системы. Возможно также, что два спутника, расположенные к юго-западу от главной звезды на расстоянии $\sim 1''$, не попали в диафрагму спектрографа.

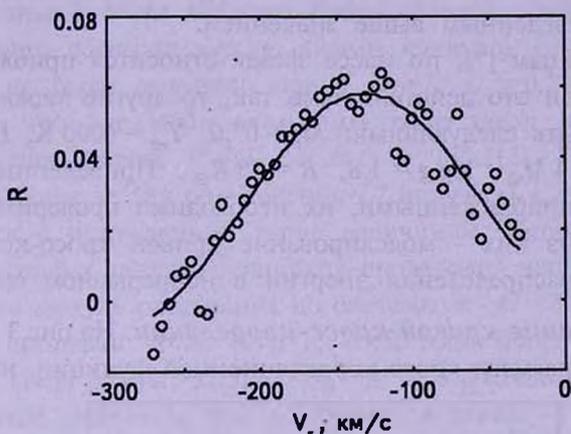


Рис.2. То же, что и на рис.1, но для спутника В2.

Следующая величина, которая определяется по кривой кросс-корреляции, — скорость осевого вращения. Для полной уверенности указанная величина сначала была определена для первого спутника, для которого она известна. Техника этого определения следующая. Наблюдаемый максимум аппроксимируется кривой Гаусса и определяется ее параметр. Затем строится ряд синтетических спектров с разной скоростью вращения. Для каждого спектра определяется параметр формулы Гаусса, после чего строится калибровочная кривая. По этой кривой определяется $V \sin i$ для наблюдаемого спектра. В результате получилось $V \sin i = 56(4) \text{ км/с}$. Эту же величину мы ранее определили по контурам линий и получили $V \sin i = 60(3) \text{ км/с}$ [5]. Совпадение хорошее, что вновь

подтверждает надежность примененной техники. Ранее подобная техника использовалась для массового определения скоростей вращения ранних звезд по спектрам, полученным спутником IUE [6].

Таким же образом была определена скорость осевого вращения и для спутника В2. Оказалось, что $V_{\text{ini}} = 85(4)$ км/с.

3. *Масса звезды В2.* Массы главной звезды и спутника В1 довольно надежно определены: они равны соответственно $6.3(3) M_{\odot}$ и $2.5(1) M_{\odot}$ [5]. Влияние спутника В2 для исследуемого спектра вызывает смещение γ -скорости затменной системы на $+34$ км/с. Исправленная на обращение Земли лучевая скорость спутника равна 152 км/с. Средняя γ -скорость для тройной системы составляет $+15(2)$ км/с. Тогда отношение массы спутника В2 к массе затменной системы равно $34/(152+15) = 0.204$. Масса спутника В2 равна $0.204 (6.3+2.5) = 1.8(2) M_{\odot}$. Ошибка в величине массы оценена по ошибкам в исходных данных.

В работе [4] при некоторых предположениях из анализа функции масс оценена масса спутника В2 $M = 2.2 M_{\odot}$, что удовлетворительно согласуется с приведенным выше значением.

Согласно таблицам [7], по массе звезда относится приблизительно к типу К7 III. Если это действительно так, то другие характеристики звезды должны быть следующими: $M_V = 0^m.0$, $T_{\text{эф}} = 4000$ К, $BC = -1^m.2$, $M_b = -1^m.2$, $M = 2.4 M_{\odot}$, $\log g = 1.8$, $R = 35 R_{\odot}$. Приведенные оценки являются весьма приближенными, их необходимо проверить другими методами. Один из них - моделирование кривой кросс-корреляции, другой - анализ распределения энергии в непрерывном спектре.

4. *Моделирование кривой кросс-корреляции.* На рис.3 сплошной линией показан фрагмент кросс-корреляционной функции, на котором

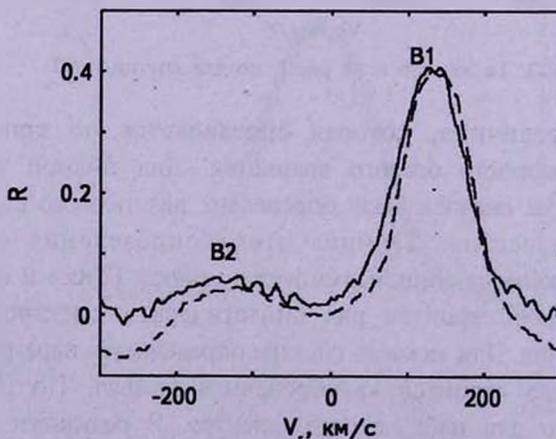


Рис.3. Кривая кросс-корреляции между наблюдаемым и синтетическими спектрами (сплошная линия) и синтетической моделью наблюдаемого спектра и синтетическим спектром (прерывистая линия).

видны максимумы, принадлежащие спутникам В1 и В2. Наблюдаемый спектр был коррелирован с синтетическим спектром, вычисленным для спутника В2.

Для того, чтобы определить относительные светимости L_1 и L_2 спутников, был вычислен синтетический спектр S , имитирующий наблюдаемый спектр, по формуле

$$S = L_1 S_1 + L_2 S_2 + L_3 S_3.$$

В этой формуле L_i - относительные монохроматические светимости главной звезды и спутников, S_i - синтетические спектры главной звезды и спутников, сдвинутые по шкале длин волн на величину, соответствующую лучевой скорости. Введено также расширение линий, связанное со скоростью вращения вокруг оси. По определению относительной светимости $L_i = F_i / \Sigma F_i$, где F_i - монохроматические потоки от каждой звезды.

На рис.3 прерывистой линией показана функция кросс-корреляции между синтетическим спектром S и модельным спектром для спутника В2. Величины L_i были выбраны таким образом, чтобы достичь удовлетворительного согласия между обеими кривыми кросс-корреляции.

Согласие было получено при $L_1 = 0.7$, $L_2 = 0.295$, $L_3 = 0.005$. Это означает, что звездные величины трех звезд вблизи полосы V соответственно равны $7^m.7(1)$, $8^m.6(1)$ и $13^m.1(5)$. По приведенной в работе [3] формуле для определения L_2 получаем $L_2 = 0.305$, что хорошо согласуется с приведенной выше величиной. Небольшое различие в наклонах кривых связано с ошибкой проведения непрерывного спектра.

Примем модуль расстояния до системы $m - M = 8^m.22$ [5] и болометрические поправки $-1^m.8$, $-0^m.1$ и $-0^m.5$, тогда абсолютные визуальные величины звезд равны $-0^m.5$, $+0^m.4$, $+4^m.5$, а абсолютные болометрические звездные величины трех компонентов равны $-2^m.3$, $+0^m.3$ и $+4^m.0$.

По светимости и температуре с помощью закона Стефана-Больцмана, определяется радиус спутника В2, равный $R = 16 R_\odot$. Эта величина в два раза меньше, чем та, которую мы оценили ранее. Расхождение связано с тем, что значения радиуса гиганта К7 лежат в широких пределах в зависимости от его светимости.

5. *Анализ непрерывного спектра.* В работе [8] изучался непрерывный спектр системы ВМ Ori. Авторы пришли к выводу, что излучение состоит из трех компонентов: излучения главной звезды В3 начальной Главной последовательности ($M_v = -0^m.98$), излучения звезды F2 ($M_v = -0^m.3$) и излучения горячей пыли с температурой 1100(300) К. Поглощение до звезды подчиняется нормальному закону и составляет $A_v = 0^m.74(5)$.

В связи с обнаружением еще одного спутника в системе ВМ Ori

приведенные выше результаты должны быть пересмотрены. Для анализа были использованы те же фотометрические наблюдения, которые были приведены в указанной работе, однако при этом была принята четырех-компонентная модель системы: главная звезда, два спутника и пыль.

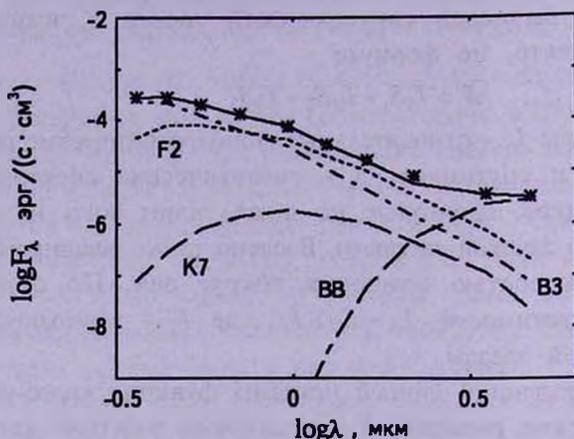


Рис.4. Результаты моделирования непрерывного спектра системы BM Ori. Звездочки - наблюдаемый спектр, сплошная линия - суммарный синтетический спектр. В распределении энергии звезд B3 (главная звезда), F2 (спутник B1), K7 (спутник B2) и пыли учтено межзвездное поглощение с $A_V = 0^m.7$.

Результаты показаны на рис.4. Они были получены методом проб и ошибок (метод подгонки параметров). Как видно из рисунка, наблюдаемый спектр (звездочки) удовлетворительно согласуется с вычисленным суммарным спектром (сплошная линия). Наибольшее отклонение наблюдается в области полосы K, однако, как отмечалось в работе [8], именно в этой полосе наблюдения ненадежны.

Для системы получены следующие характеристики. Величины V непокрасневших звезд равны: $8^m.0$, $8^m.5$, $13^m.5$. Результат удовлетворительно согласуется с оценкой, полученной методом кросс-корреляции. Черное тело имеет температуру 640 К, его радиус $140 R_{\odot}$. Закон поглощения - нормальный с $A_V = 0^m.7$.

Наиболее интересный результат - значительное снижение температуры пыли по сравнению с тем, который был получен в [8]. Эффект связан с присутствием в системе звезды K7.

В статье [9] приведены данные по спектру для области длин волн 1200-3200 Å. Используются спектры, полученные спутником IUE. Мы попробовали включить эти данные в анализ, но они противоречат наблюдениям, полученным в более длинноволновой области спектра. Причину следует искать в недостаточной точности фотометрической калибровки материалов спутника IUE.

В табл.1 приведен бюджет излучения системы. Как уже отмечалось,

наибольшая невязка О-С наблюдается в полосе К. Из рассмотрения таблицы видно, в каком диапазоне спектра легче всего обнаружить линии каждого из компонентов системы. Звезда В3 является основным источником излучения в полосе U, затмевающий спутник F2 вносит наиболее значительный вклад в полосе H, линии гиганта К7 следует искать в области полос НК, а пыль вносит подавляющий вклад в полосе М.

Таблица 1

БЮДЖЕТ ИЗЛУЧЕНИЯ СИСТЕМЫ ВМ Огi

Полоса	λ , мкм	В3	F2	К7	Пыль	О - С
U	0.36	0.84	0.16	0.00	0.00	0.00
B	0.44	0.76	0.28	0.00	0.00	-0.04
V	0.55	0.64	0.40	0.00	0.00	-0.05
R	0.71	0.49	0.46	0.01	0.00	0.04
I	0.97	0.42	0.58	0.02	0.00	-0.02
J	1.25	0.34	0.60	0.04	0.00	0.02
H	1.62	0.27	0.63	0.06	0.00	0.03
K	2.20	0.17	0.41	0.06	0.06	0.30
L	3.50	0.08	0.22	0.03	0.67	0.01
M	4.70	0.02	0.06	0.01	0.94	-0.04

6. *Дискуссия.* Достоверность полученных результатов оценим в терминах отношения сигнал/шум (С/Ш). Для спутников В1 и В2 амплитуды максимума коэффициента корреляции равны 0.476 ± 0.004 и 0.078 ± 0.001 соответственно. Тогда отношение С/Ш составит $0.476/4 = 119$ и $0.078/0.001 = 78$. Известно, что результат считается надежным при условии $C/Ш \gg 3$. Видно, что условие выполняется с большим запасом.

Обнаружение нового спутника, расположенного вблизи затменной системы, заставляет ставить вопрос об устойчивости системы. Как известно, тесная тройная система должна разрушаться за счет "испарения" из системы менее массивного компонента. Можно предположить, что мы наблюдаем последний этап этого процесса. Аргументом является то, что эксцентриситет орбиты спутника В2 близок к единице. Альтернативный сценарий - спутник недавно захвачен затменной системой.

В статье Клоуз и др. [10] кратная система θ^1 Огi В названа "хорошим примером мини-скопления, которое может "выбрасывать" в ближайшем будущем звезды наименьшей массы. Этот процесс "выбрасывания" может играть главную роль в образовании маломассивных одиночных звезд поля и коричневых карликов". Весьма вероятно, что обнаруженный спутник находится на последней стадии "выбрасывания".

На рис.5 показаны относительные орбиты двух спутников. Условно предполагается, что плоскости орбит совпадают. Из рисунка видно,

насколько близко расположены звезды в момент прохождения спутником В2 периастра. Этот факт может быть ключом к разгадке природы нестабильности спектра и кривой блеска. Например, на спектре, полученном в JD 2451242.2, около половины линий спутника В1 показывает эмиссионный компонент, смещенный на 40-50 км/с в коротковолновую

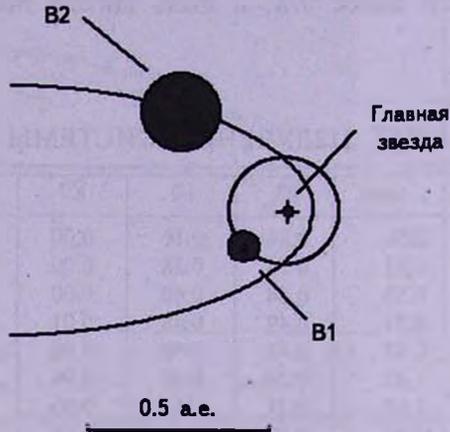


Рис.5. Схема, показывающая орбиты спутников В1 и В2. Главная звезда отмечена крестиком. Относительные размеры звезд и орбит соблюдены.

сторону [3]. Оказывается, что в этот момент фаза спутника В2, отсчитываемая от периастра, составляла 0.99, то есть, согласно рис.5, спутник В2 приблизился к спутнику В1 настолько, что оказалось возможным взаимодействие между протяженной атмосферой гиганта К7 и пылевой оболочкой спутника F2. Схема, показанная на рис.5, позволяет приблизиться к решению еще одного вопроса: откуда берется пыль вокруг спутника В1? Вероятно, она "перекачивается" из атмосферы спутника В2 во время сближения.

На рис.6 показана диаграмма Герцшпрунга-Рессела, на которую нанесены главная звезда и оба спутника. Из диаграммы можно заключить, что главная звезда, как это неоднократно отмечалось разными авторами, имеет аномально малый радиус и относится скорее к субкарликам, чем к звездам начальной Главной последовательности. Спутник В1 близок к изохроне 1 млн. лет, а спутник В2 находится вблизи линии рождения звезд. Получается, что звезды имеют разный возраст. Объяснить это можно либо тем, что кратность звезды настолько сильно повлияла на эволюцию, что треки, построенные для одиночных звезд, в данном случае непригодны; либо тем, что один или оба спутника захвачены главной звездой. Последнее вероятно, поскольку в этой области пространства чрезвычайно высока плотность звездного населения.

Интересен следующий вопрос: возможно ли обнаружить линии

спутника В2 в спектре, что позволило бы определить его физические характеристики? Расчеты показывают, что это крайне сложно. В области полосы V этому препятствует сравнительно большая скорость вращения и малая относительная светимость. В области полосы B линии спутника

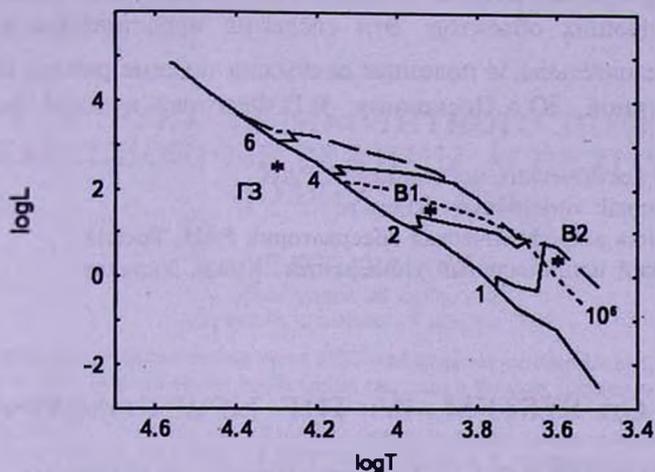


Рис.6. Диаграмма Герцшпрунга-Рессела согласно [11]. Прерывистая линия - линия рождения звезд, пунктиром показана изохрона для возраста 10^6 лет. Сплошная кривая - начальная Главная последовательность. Массы звезд нанесены у левого конца треков. Звездочки - компоненты системы. ГЗ - главная звезда.

В2 не обнаружимы в силу экспоненциального уменьшения монохроматической яркости в коротковолновую сторону. В более длинноволновой области резко уменьшается число и интенсивность линий, увеличивается вклад линий спутника В1 и вклад излучения пыли. Кроме того, уменьшается абсолютная чувствительность приемной аппаратуры и возрастают тепловые шумы.

7. Заключение. Существование спутника В2 не вызывает сомнений. Он был открыт по аномалии лучевой скорости главной звезды и спутника В1. Метод кросс-корреляции достоверно подтверждает наличие следов линий в спектре.

Тесное сближение всех трех звезд вблизи периастра может быть причиной нестабильности кривой блеска и спектра, стимулирует процесс

Таблица 2

ФИЗИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ КОМПОНЕНТОВ СИСТЕМЫ

Величины	B	B1	B2	Пыль
Температура, К	20000	7000	4000	640
Радиус, R_{\odot}	2.5	8.4	16	140
Масса, M_{\odot}	6.3	2.5	1.8:	
M_p	$-2^{\pm.3}$	$+0^{\pm.3}$	$+4^{\pm.0}$:	

"испарения" спутника В2, протяженная атмосфера спутника В2 может быть источником пыли, окружающей спутник В1, что приводит к весьма необычному затмению.

Основной результат работы - определение физических компонентов четырех излучающих объектов. Эти сведения представлены в табл.2.

Авторы признательны за полезные дискуссии по теме работы Н.И.Бондарь, О.Б.Костиной, Ю.А.Посконину, В.П.Федотову и Ю.М.Чеснокову.

¹ Институт космических исследований РАН,
Россия, e-mail: vitrich@nserv.iki.rssi.ru

² Специальная астрофизическая обсерватория РАН, Россия

³ Таврический национальный университет, Крым, Украина

THE BM Ori SYSTEM. IV. THE NEW COMPONENT

E.A.VITRICHENKO¹, V.G.KLOCHKOVA², V.V.TSYMBAL³

By the application of the cross-correlation method between observed and synthetic spectra one more component BM Ori system has been found out with the following characteristics: effective temperature $T_{\text{eff}} = 4000$ K, radius $R = 16 R_{\odot}$, mass $M = 1.8 M_{\odot}$, spectral type K7 III, absolute bolometric magnitude $M_b = +4^{\text{m}}.0$, axial rotation $V \sin i = 85$ km/s, relative luminosity near to V band is equal 0.005.

Key words: *stars: eclipsing binary: Orion Trapezium*

ЛИТЕРАТУРА

1. D.M.Popper, M.Plavec, *Astrophys. J.*, 205, 462, 1976.
2. Э.А.Витриченко, С.И.Плацинда, *Письма в Астрон. ж.*, 26, 456, 2000.
3. Э.А.Витриченко, В.Г.Клочкова, *Письма в Астрон. ж.*, 27, 381, 2001.
4. Э.А.Витриченко, В.Г.Клочкова, *Астрофизика*, 47, 169, 2004.
5. Э.А.Витриченко, *Трапеция Ориона*, Наука, М., 2004.
6. L.R.Penny, *Astrophys. J.*, 463, 737, 1996.
7. V.Straizys, G.Kuriliene, *Astrophys. Space. Sci.*, 89, 353, 1981.
8. Э.А.Витриченко, В.М.Ларионов, *Письма в Астрон. ж.*, 22, 178, 1996.
9. R.C.Bohlin, B.D.Savage, *Astrophys. J.*, 249, 109, 1981.
10. L.M.Close, F.Wildi, M.Lloyd-Hart et al., *Astrophys. J.*, 599, 537, 2003.
11. F.Pala, S.W.Stahler, *Astrophys. J.*, 525, 772, 1999.

УДК: 524.3:520.85

СТРУКТУРА МАГНИТНОГО ПОЛЯ И АККРЕЦИОННЫЕ РЕЖИМЫ АСИНХРОННОГО ПОЛЯРА ВУ Cam

Е. П. ПАВЛЕНКО

Поступила 28 июля 2005

Принята к печати 14 ноября 2005

Получены фотометрические ряды ПЗС-наблюдений асинхронного поляра ВУ Cam на телескопе К-380 КрАО во время пребывания системы в низком состоянии аккреции ($R = 14^m - 16^m$), охватывающие ~ 100 часов в течение 31 ночи в 2004-2005 гг. Зарегистрирован период изменения блеска $P_1 = 0.137120 \pm 0.000002$ суток, а также менее значимые периоды $P_2 = 0.139759 \pm 0.000003$ и $P_3 = 0.138428 \pm 0.000002$ суток, где P_2 и P_3 , очевидно, являются орбитальным периодом и периодом вращения, а доминирующий период P_1 - "периодом побочной полосы" (side-band period). Впервые обнаружена модуляция блеска и амплитуды 0.137 сут. колебаний с орбитально-вращательным периодом биений (синодическим циклом) 14.568 ± 0.003 сут. Профиль модулирующей кривой - четырехгорбый. Это можно расценивать как свидетельство того, что магнитное поле имеет квадрупольную составляющую, что хорошо проявляется в низком состоянии яркости. Аккреция идет одновременно на две или три аккреционные зоны, но с различным темпом. Моменты максимумов блеска для основной аккреционной зоны изменяются с фазой периода биений. Выделено три типа таких изменений: линейное, скачкообразное и хаотическое, которые указывают на смену режимов аккреции. На фазах синодического цикла 0.25 и 0.78 основная часть струи переключается на 180° , а на фазе 0.55 на -75° . В интервале фаз $0.25-0.55$ и $0.55-0.78$ О-С показывают смещение с периодом 0.1384 сут., которое можно объяснить смещением основной аккреционной зоны в попятном направлении относительно магнитного полюса и/или изменением угла между линиями поля и поверхностью белого карлика, вызванным асинхронным вращением. В интервале фаз $0.78-1.25$ перемещение основной аккреционной зоны является довольно хаотичным. Установлено, что синхронизация компонентов происходит со скоростью не более, чем $dP_{\text{ин}}/P_{\text{ин}} \sim 10^{-9}$ (сут/сут).

1. *Введение.* Поляры, к которым относится ВУ Cam, - это подкласс магнитных новоподобных катаклизмических переменных, которые не показывают вспышек типа классических или карликовых новых (исключение составляет единственная новая-поляр V1500 Cyg), однако иногда, чаще всего непредсказуемо, входят в высокое состояние яркости, пребывая в нем от нескольких месяцев до нескольких лет, и также непредсказуемо выходят из него тоже на неопределенное время [1]. Магнитные новоподобные состоят из заполнившего полость Роша красного карлика, теряющего вещество на магнитный белый карлик. Магнитные поля таких белых карликов обычно достаточно сильны ($10-200$ МГц), чтобы предотвратить образование аккреционного диска, поэтому аккреция происходит вдоль силовых линий магнитного поля в район одного или двух полюсов. Основным источником излучения

является циклотронное излучение аккреционных колонн, которые возникают над поверхностью белого карлика в результате сильного торможения падающего вещества. Если же белый карлик еще и достаточно горяч, он может нагревать обращенную к нему сторону компаньона рентгеновским и ультрафиолетовым излучением, вызывая "эффект отражения", который также может быть существенным. У поляр V1500 Cyg, например, этот эффект в оптическом диапазоне во много раз превосходит вклад аккреционных колонн [2].

В этих системах, благодаря действию магнитного поля, период вращения белого карлика синхронизован с орбитальным периодом двойной системы. Однако из этого правила есть исключение в виде четырех поляр, обладающих небольшим (~1%) асинхронизмом: это BY Cam [3], V1500 Cyg [4], V1432 Aql = RXJ 19402-1025 [5] и J2115-5840 [6].

В синхронных поляр аккреционная струя захватывается силовыми линиями магнитного поля, которые не изменяют свою ориентацию по отношению к красному карлику. В асинхронных же системах ориентация магнитного поля будет изменяться с фазой синодического цикла P_{beat} (орбитально-вращательного периода биений ("beat")):

$$1/P_{beat} = 1/P_{rot} - 1/P_{orb}, \quad (1)$$

где P_{rot} и P_{orb} - соответственно период вращения и орбитальный период. Асинхронные поляр поэтому дают прекрасную возможность изучения структуры магнитного поля и режимов аккреции путем исследования системы в различных фазах периода биений. Сам период биений в асинхронных поляр проявляет себя по-разному. Впервые он был открыт у V1500 Cyg в 1988г. в виде ~7 - дневных изменений среднего блеска [7], которые могут иметь форму одно- или двугорбой волны [8]. У RX J2115-5840 Рамзей и др. [9] нашли изменения круговой поляризации с 6.3-дневным периодом биений, а у V1432 Aql Фридрих и др. [10] обнаружили модуляцию рентгеновских кривых блеска с фазой периода биений 49.5 дней. Наиболее яркое проявление этого периода у BY Cam было найдено в результате проведения международной кампании "Ноев проект" [11]: дважды за синодический цикл (14.5 сут.) происходило переключение аккреционной струи с одного полюса диполя на другой (это выражалось в циклических колебаниях амплитуды переменности и скачков О-С максимумов блеска через каждую половину периода биений). Следует отметить, что BY Cam в это время пребывал в высоком - промежуточном состояниях яркости.

В течение 20 лет с момента открытия система BY Cam очень активно изучалась в рентгеновском и оптическом диапазонах спектра фотометрически, поляриметрически и спектроскопически. Хороший обзор наблюдений и их результатов даны, например, в статьях Ишиды

и др. [12] и Силбера и др. [3]. Орбитальный период системы, определенный спектроскопически, составляет 0.139764 сут. [13], а период вращения, определенный Мэйсоном и др. путем поляриметрических и фотометрических наблюдений, - 0.138424 сут. [14,15].

В низком состоянии эта система подробно не исследовалась. Известны лишь эпизодические наблюдения. Так, Ишида и др. по наблюдениям на рентгеновском телескопе *Ginga* 7-10 февраля 1988г. наблюдали объект как в высоком, так и в низком состояниях, определив их как "вспыхнувшую" и "пульсирующую" стадии [12]. Они впервые подчеркнули коренное различие кривых блеска в этих состояниях: в то время как в низком наблюдалась рентгеновская модуляция с периодом вращения белого карлика, в высоком она исчезала. В низком состоянии в течение нескольких ночей Пиирола и др. [16] провели *UBVRI*-поляриметрию и фотометрию ВУ Cam. Они столкнулись с проблемой: невозможностью моделирования двойной системы одним и тем же набором параметров для разных состояний яркости. Для высокого состояния были найдены углы наклона орбиты и разность между магнитной осью и осью вращения соответственно 40° - 60° и 30° - 45° для области с сильной положительной круговой поляризацией, а низкому состоянию лучше соответствовал угол наклона орбиты $\sim 85^{\circ}$. В низком состоянии в 1989г. ВУ Cam засекли независимо Скоди и др. [17] и Павленко и др.[18]. Павленко и др. отметили, что низкое состояние длилось около двух месяцев, модуляция блеска имела сложную форму, на которую дополнительно накладывались короткопериодические колебания от 11 до 30 мин. Скоди и др. в 1989г. получили три кривые блеска объекта последовательно в полосах *B*, *R* и *J* и отметили, что в низком состоянии аккреция происходила на два полюса белого карлика, хотя по сравнению с высоким состоянием аккреция на основной полюс оказалась существенно меньше. Кратковременный вход в низкое состояние и выход из него был также замечен Павленко в 2004г. [19].

Целью данной работы является фотометрическое изучение ВУ Cam именно в этом состоянии, где в 2004-2005гг. звезда находилась большую часть своего времени.

2. Наблюдения. ВУ Cam наблюдался на 38-см телескопе К-380 Крымской астрофизической обсерватории с 17 января 2004г. по 10 февраля 2005г. в течение 45 ночей в полосе Джонсона *R*. В качестве светоприемной аппаратуры использовалась матрица ПЗС SBIG ST-7, либо APOGEE 47p. Суммарное время наблюдений составило около 132 часов. Обработка изображений проводилась методом апертурной фотометрии с помощью программы, разработанной Горанским [20]. Сводка наблюдений представлена в табл.1, где в первом столбце указана

дата наблюдений, а в скобках - три последние цифры юлианской даты, во втором столбце приведена длительность наблюдений, в третьем - экспозиция, а в четвертом - тип использовавшейся матрицы.

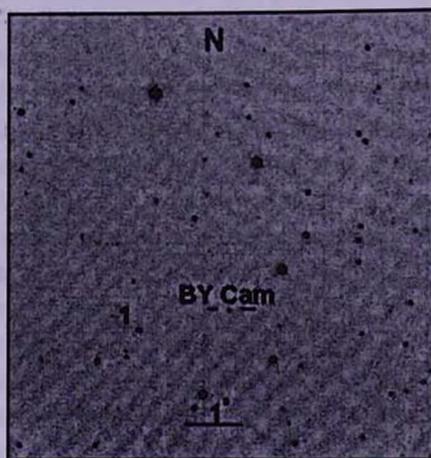


Рис.1. Поисковая карта BY Cam.

На рис.1 приведена поисковая карта с указанием BY Cam и звезды сравнения. Указано направление на север и масштаб изображений. Звездой сравнения служила звезда 1, ее блеск в полосах V и R составляет: $V = 14^m.55$, $R = 13^m.96$. Фотометрическая привязка звезды сравнения осуществлялась относительно звезды GSC 3668.0884 ($V = 13^m.22$, $R = 12^m.56$), находившейся во время наблюдений на одной воздушной массе с BY Cam.

Точность единичного измерения блеска во время наблюдений, определявшаяся как среднеквадратичное отклонение разности блеска контрольной звезды и звезды сравнения, составляла $0^m.01-0^m.03$.

3. *Низкие состояния блеска.* Наблюдения BY Cam проходили в виде двух сетов: 1) зима-весна 2004г. и 2) осень 2004 - зима 2005г. За это время BY Cam дважды уходил в низкое состояние блеска. Первый раз это случилось во время первого сета наблюдений в 2004г. Тогда ослабление блеска было кратковременным: за время не более чем 16 дней средний блеск упал на $1^m.5$. Примерно столько же времени BY Cam пребывал в низком состоянии. Возвращение в высокое состояние происходило быстрее: не позднее, чем через неделю, средний блеск системы вырос на полвеличины. Всего вход-выход длился около 35 суток [19]. Второй раз BY Cam был обнаружен в низком состоянии с начала второго сета наблюдений и пребывал в нем гораздо дольше - по крайней мере, не менее 95 суток.

В данной работе мы ограничились анализом наблюдений, относя-

Таблица 1

СВОДКА ДАННЫХ НАБЛЮДЕНИЙ

Дата	Длительность (ч)	Экспозиция (с)	Тип ПЭС
2004			
17/18 января (JD 022)	6.5	120	ST-7
31/01 февраля (JD 037)	3.1	120	ST-7
22/23 февраля (JD 058)	4.2	120	ST-7
28/29 февраля (JD 064)	1.3	180	ST-7
29/01 марта (JD 065)	2.0	180	ST-7
1/2 марта (JD 066)	2.0	180	ST-7
2/3 марта (JD 067)	0.1	240	ST-7
3/4 марта (JD 068)	0.3	180	ST-7
5/6 марта (JD 070)	0.4	180	ST-7
8/9 марта (JD 073)	2.8	180	ST-7
23/24 марта (JD 089)	2.9	210	ST-7
25/26 марта (JD 091)	3.3	180	ST-7
31/01 апреля (JD 096)	0.5	180	ST-7
1/2 апреля (JD 097)	1.8	180	ST-7
2/3 апреля (JD 098)	3.5	180	ST-7
3/4 апреля (JD 099)	3.5	210	ST-7
4/5 апреля (JD 100)	2.9	180	ST-7
7/9 апреля (JD 103)	3.8	180	ST-7
9/10 апреля (JD 105)	3.0	180	ST-7
12/13 апреля (JD 108)	0.6	180	ST-7
16/17 апреля (JD 112)	3.1	180	ST-7
17/18 апреля (JD 113)	2.7	180	ST-7
18/19 апреля (JD 114)	2.9	180	ST-7
7/8 ноября (JD 317)	3.4	180	APOGEE 47p
8/9 ноября (JD 318)	3.4	180	APOGEE 47p
9/10 ноября (JD 319)	3.4	180	APOGEE 47p
10/11 ноября (JD 320)	3.6	180	APOGEE 47p
11/12 ноября (JD 321)	3.6	180	APOGEE 47p
21/22 ноября (JD 331)	3.6	180	APOGEE 47p
22/23 ноября (JD 332)	3.4	180	APOGEE 47p
1/2 декабря (JD 341)	3.4	180	APOGEE 47p
4/3 декабря (JD 344)	3.4	180	APOGEE 47p
15/16 декабря (JD 355)	3.1	180	ST-7
17/18 декабря (JD 357)	6.5	180	ST-7
18/19 декабря (JD 358)	3.4	180	ST-7
26/27 декабря (JD 366)	1.7	180	ST-7
27/28 декабря (JD 367)	2.6	180	ST-7
2005			
9/10 января (JD 380)	3.6	180	ST-7
13/14 января (JD 384)	2.9	180	ST-7
4/6 февраля (JD 406)	4.1	180	ST-7
6/7 февраля (JD 408)	2.9	180	ST-7
7/8 февраля (JD 409)	4.3	180	ST-7
8/7 февраля (JD 410)	3.6	180	ST-7
9/10 февраля (JD 411)	3.6	180	ST-7
10/11 февраля (JD 412)	4.3	180	ST-7

щихся только к низкому состоянию: в общей сложности в этом состоянии ВУ Сам наблюдался около 100 часов в течение 31 ночи.

4. *Синодический период и период "побочной полосы" (side-band period)*. Для рядов наблюдений, полученных в низком состоянии, был проведен периодограммный анализ с использованием метода Стеллингверфа с помощью пакета ISDA [21]. Анализ проводился в двух диапазонах: а) в районе синодического периода в интервале 2-20 суток и б) в районе периода вращения и орбитального периодов в интервале 0.125-0.15 суток. Для этого данные были предварительно переведены в интенсивности (с произвольным нуль-пунктом).

Периодограмма в районе синодического периода (рис.2) имеет два наиболее значимых пика, которые соответствуют периодам 3.642 ± 0.003 сут. и 7.284 ± 0.002 сут. Эти величины совпадают с половиной периода биений и его четвертью, сам период биений оказывается равным 14.568 ± 0.003 сут. Формально он на 0.05 сут. длиннее, чем в 1996г., 14.52 ± 0.02 сут. [11].

Соответствующая этому периоду фазовая кривая приведена на верхней панели рис.7. Фазы вычислялись согласно эфемериде

$$T_{hel\ min} = 2453089.2473 + 14.568 E. \quad (2)$$

Каждая точка соответствует усреднению всех оценок блеска за ночь. Длительность наблюдений каждую ночь была близка к орбитальному периоду. Данные для интервалов наблюдений, которые были существенно короче орбитального периода, исключались из анализа. Профиль кривой имеет вид четырех примерно равноотстоящих горбов, что и следовало ожидать исходя из особенностей периодограммы. Отметим, что ранее проводившийся анализ для высокого состояния не показывал значимой модуляции блеска с периодом биений [11].

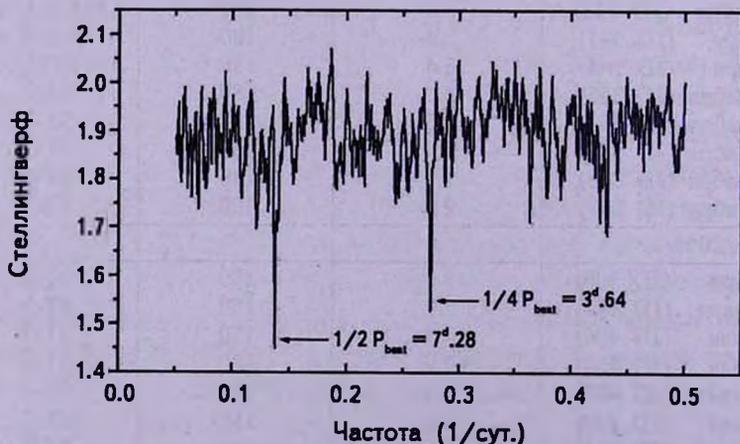


Рис.2. Периодограмма ВУ Сам в окрестности периода биений.

Для поиска более короткопериодических колебаний найденная модуляция была вычтена (как периодическая волна с четырьмя горбами).

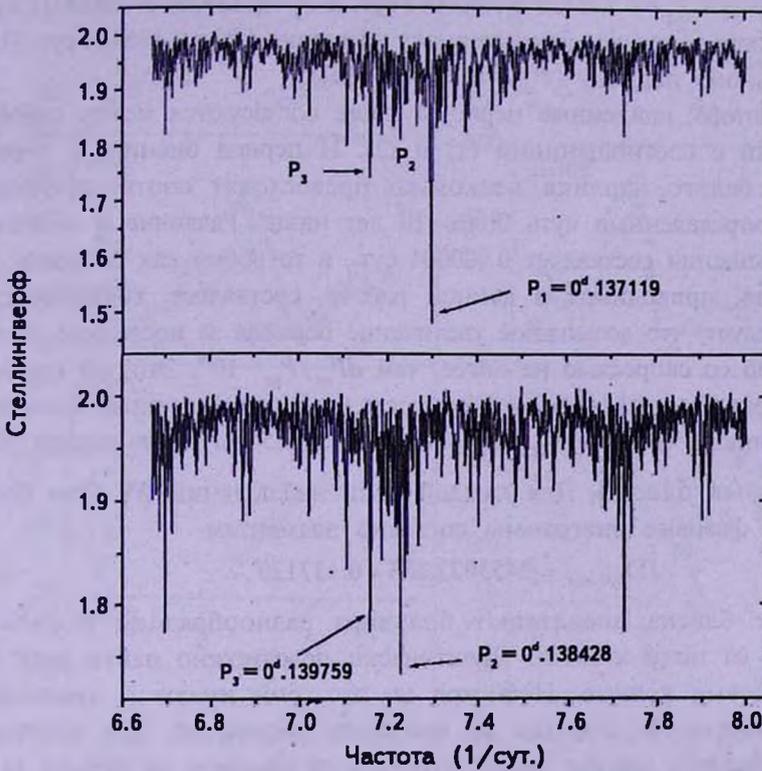


Рис.3. Периодограммы ВУ Cam в окрестности орбитального периода и периода вращения.

Результат представлен на рис.3. Наиболее значимый пик, указанный на периодограмме, соответствующий периоду $P_1 = 0.137120 \pm 0.000002$ сут., это хорошо известный "период побочной полосы" (side-band) P_{sb} , получившийся и ранее [11], который соответствует соотношению

$$1/P_{sb} = 2/P_{rot} - 1/P_{orb}, \quad (3)$$

где P_{rot} и P_{orb} - соответственно периоды вращения и орбитальный период.

Период боковой полосы часто наблюдается и в других системах, где происходит сбой фазы из-за переключения аккреции с одной эмиссионной области на другую, подобно тому, как это описали Вин и Кинг [22] для систем типа DQ Her. В этих системах период вращения светящейся области можно определить только по тем данным, которые получены между переключениями аккреции с одной области на другую. Увеличение объема наблюдений приводит к увеличению значимости периода побочной полосы. При этом на соответствующих периодограммах пики, относящиеся к периоду вращения, могут и вовсе отсутствовать.

На нижней панели рис.3 приведена периодограмма, построенная для данных, из которых был вычтен этот период. На ней обращают на себя внимание пики $P_2 = 0.138428 \pm 0.000002$ сут. и $P_3 = 0.139759 \pm 0.000002$ сут., близкие к определенным ранее периоду вращения ($P_{rot} = 0.138424$ сут. [15]) и орбитальному периоду ($P_{orb} = 0.139764$ [13]).

Кроме этого, найденные периоды также согласуются между собой в соответствии с соотношениями (1) и (3). И период биений, и период вращения белого карлика несколько превосходят соответствующие периоды, определенные чуть более 10 лет назад. Различие в величине периода вращения составляет 0.000004 сут., в то время как точность его определения, приводимая в данной работе, составляет ± 0.000002 сут. Отсюда следует, что возможное увеличение периода за последние 10 лет происходило со скоростью не более, чем $dP_{rot}/P_{rot} \sim 10^{-9}$. Это, по крайней мере, на порядок медленнее, чем скорость увеличения периода вращения белого карлика в системе V1500 Лебеда через ~ 25 лет после взрыва [23].

5. *Кривые блеска.* Для каждой ночи наблюдений ВУ Сап были построены фазовые диаграммы согласно элементам

$$JD_{hel\ min} = 2453022.268 + 0.137120. \quad (4)$$

Кривые блеска впечатляют большим разнообразием формы и амплитуды от ночи к ночи. Практически невозможно найти хотя бы две одинаковые кривые. Несмотря на это, они имеют и некоторые общие свойства. В отличие от высокого состояния, для которого типичная фазовая кривая имела одногорбый профиль за период [11], в данной ситуации кривые показывают многогорбую структуру. Каждая кривая имеет, как правило, один большой горб, длящийся примерно половину периода, и один или два меньших горба в течение другой половины периода. Очевидно, что отдельные горбы ассоциируются с отдельными аккреционными областями. Поэтому можно утверждать, что в течение одного орбитального цикла наблюдаются две, а то и три аккреционные области (лучше всего это видно в даты JD 317 и JD 412), то есть, аккреция одновременно идет на две или три области, но с разным темпом. Наибольший горб может быть симметричным, как, например, в даты JD 318, 321, 332, 409 или иметь ярко выраженную асимметрию. Так, например, в даты JD 98, 317 кривые имеют очень крутую восходящую ветвь основного горба, а в даты JD 089, 344, 380 - наоборот, крутую нисходящую ветвь. Иногда горб может иметь "расщепленную" структуру (JD 357) или относительно плоский максимум, длящийся около 0.4 периода (JD 367).

6. *Анализ О-С.* Для каждого большого горба мы определили его амплитуду и момент максимума, пользуясь программой Марсаковой

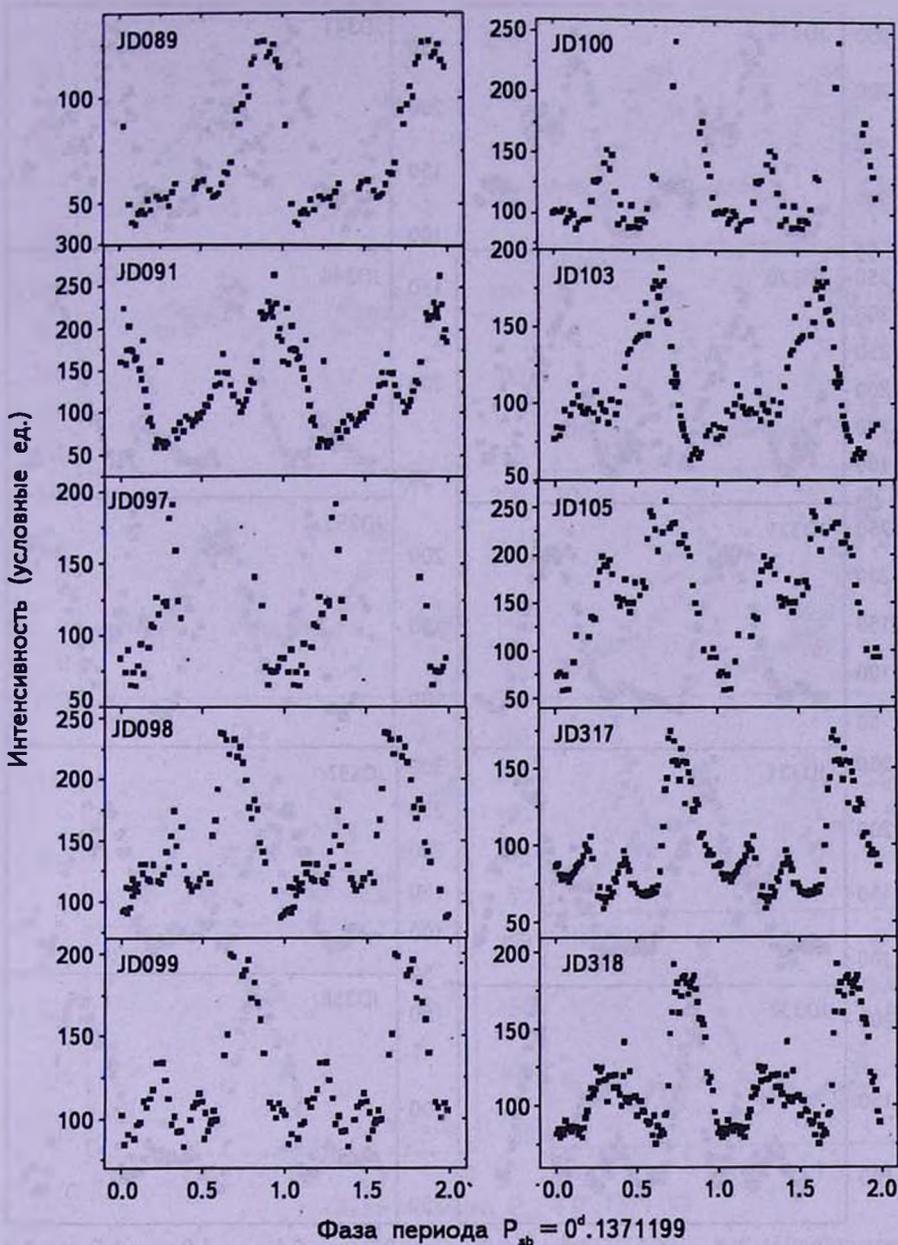


Рис.4. Индивидуальные кривые сверток данных для дат JD 2453089-2453318.

и Андропова, в которой кривая аппроксимируется скользящими параболоми [24]. Расчетные моменты максимумов определялись с тем же периодом, что и в (4), но с другой начальной эпохой:

$$T_{hel\ max} = 2453089.307 + 0.1371199E. \quad (5)$$

Моменты максимумов (последние пять цифр юлианской даты) с

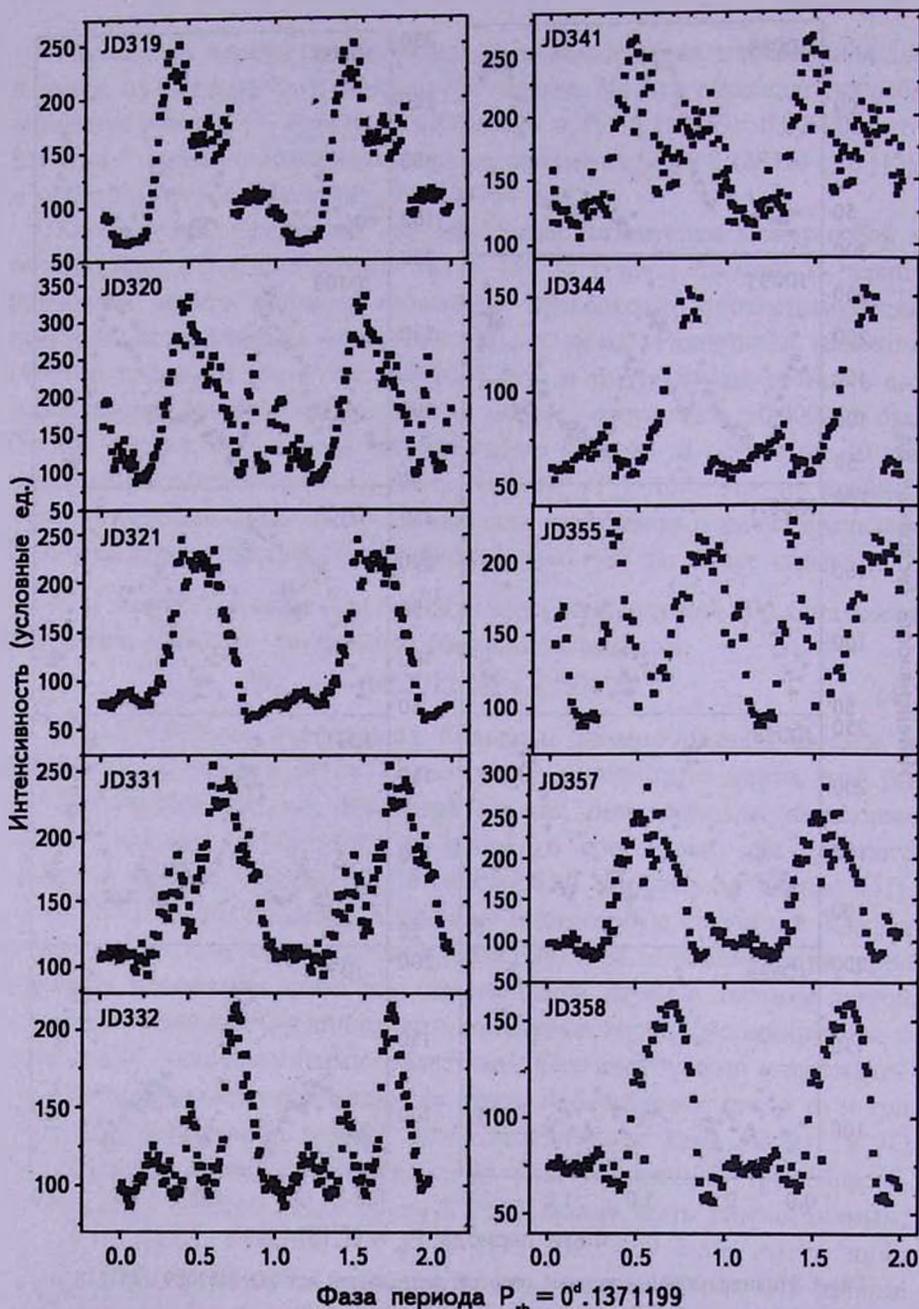


Рис.5. Индивидуальные кривые свертки данных для дат JD=2453319 - 2453358. Обозначения такие же, как и для рис.4.

ошибками их определения (тысячные доли суток), которые даны в скобках, приведены в табл.2.

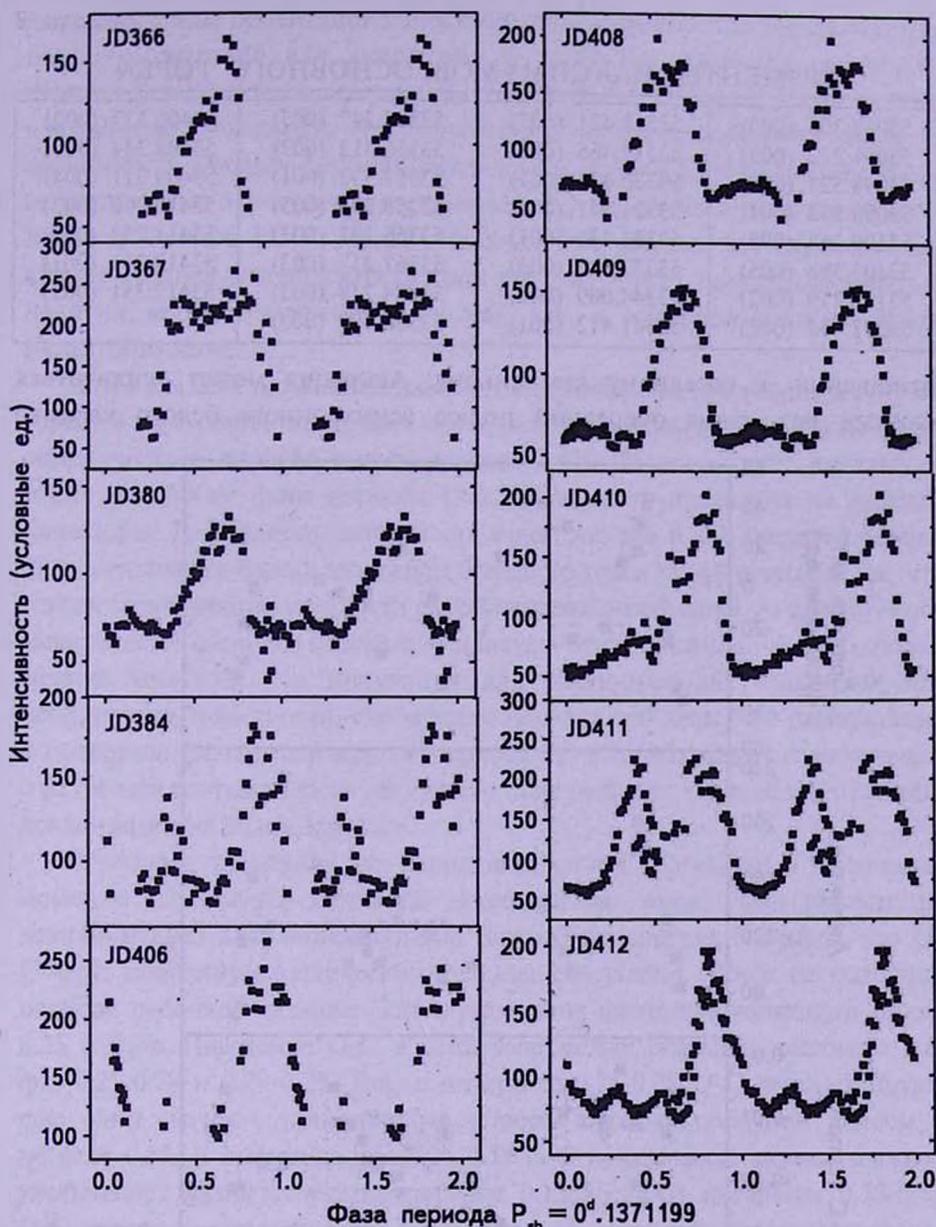


Рис.6. Индивидуальные кривые свертки данных для дат JD 245366 - 2453412. Обозначения такие же, как и на рис.4.

7. Зависимости среднего блеска, амплитуды и O-C от фазы синодического цикла. Обнаруженная модуляция блеска с синодическим циклом в виде кривой с четырьмя гармониками, вероятно, вызвана периодичностью изменения темпа аккреции. Это может произойти в результате изменения ориентации магнитного поля белого карлика по

МОМЕНТЫ МАКСИМУМОВ ОСНОВНОГО ГОРБА

53089.305 (005)	53318.421 (007)	53355.247 (003)	53406.327 (002)
53091.232 (005)	53319.465 (005)	53355.312 (003)	53408.344 (003)
53098.323 (001)	53320.433 (001)	53357.332 (001)	53409.311 (004)
53099.293 (001)	53321.541 (001)	53358.307 (003)	53410.292 (003)
53100.264 (005)	53331.431 (001)	53366.281 (003)	53411.252 (003)
53103.398 (005)	53332.540 (003)	53367.212 (003)	53412.211 (001)
53105.319 (002)	53344.609 (002)	53384.248 (003)	53412.351 (002)
53317.448 (001)	53341.412 (001)	53380.380 (003)	

отношению к соседнему компаньону. Аккреция может усиливаться каждый раз, когда очередной полюс асинхронного белого карлика

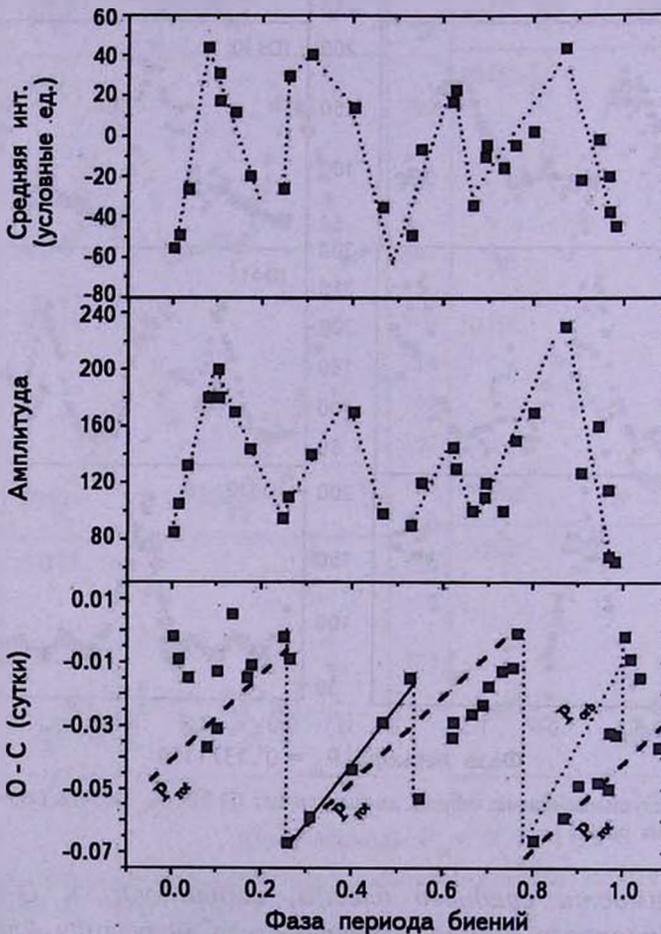


Рис.7. Зависимость среднего блеска, выраженного в интенсивностях (верхняя панель), амплитуды большого горба (средняя панель) и O-C для максимума 0.137-дневных колебаний блеска от фазы периода биений (синодического периода). Вертикальные пунктирные линии соответствуют скачкам O-C на фазах 0.25, 0.55 и 0.78. Вертикальные пунктирные линии на фазах 1.0 и 0.25 ограничивают хаотические изменения O-C. Дальнейшие объяснения в тексте.

достигнет такой ориентации относительно соседнего компонента, которая наиболее выгодна для аккреции. К тому же, очевидно, возможен периодический прогрев внутренней точки Лагранжа жестким рентгеновским излучением, исходящим из соответствующей аккреционной зоны (о возможности влияния жесткого излучения компактной звезды на истечение вещества через окрестности внутренней точки Лагранжа впервые указали Баско и Сюняев [25]). Таким образом, одна только 4х-горбая фазовая кривая средней интенсивности сама по себе может свидетельствовать о наличии четырех аккреционных зон, т.е., о квадрупольной структуре магнитного поля.

Далее для всех возможных данных были измерены амплитуды большого горба, а для соответствующих моментов максимумов рассчитаны фазы синодического периода в соответствии с (2). Оказалось, что амплитуды также зависят от фазы периода (эта зависимость приведена на нижней панели рис.7). Характер зависимости такой же, как и для среднего блеска: при уменьшении блеска амплитуда большого горба также уменьшается, что говорит о модуляции мощности самой аккреционной струи. Анализируя обе зависимости: среднего блеска и амплитуды от фазы синодического цикла, можно заметить, что модуляция для различных аккреционных зон неодинакова, в частности, она минимальна для той зоны, что расположена в интервале фаз синодического периода 0.5-0.7. Это может говорить как о различной напряженности магнитного поля полдосов, так и об их различной локализации на белом карлике.

Используя эфемериду для периода побочной полосы (4) и найденные моменты максимумов основной аккреционной зоны, были рассчитаны величины O-C. Они приведены на нижней панели рис.5. Видно, что O-C через половину синодического периода совершают скачок на половину периода побочной полосы. Это случается на фазах синодического цикла 0.25 и 0.78. Поведение O-C в интервале между скачками различно для фаз 0.25-0.78 и 0.78-0.25. Так, в интервале 0.25-0.78 O-C демонстрируют еще один скачок - примерно на четверть периода побочной полосы - на фазе 0.55. В интервале фаз 0.25-0.55 O-C показывают систематическое увеличение, соответствующее периоду 0.1388 сут. В интервале 0.55-0.78 O-C также систематически возрастают: в середине этого интервала, соответствуя периоду 0.1384 сут. (что совпадает с величиной периода вращения), а на обоих концах интервала рост O-C более крутой. Штриховая линия рассчитана для такого хода O-C, какой они имели бы для периода вращения. Эта линия соединяет начальные и конечные величины O-C.

В следующем полупериоде в интервале фаз 0.78-0.25 O-C хотя и

показывают рост, однако он имеет совсем другой характер. Если пунктиром также обозначить ход О-С, соответствующий периоду вращения и берущий начало от момента скачка, то реальные О-С в среднем ограничены линиями, соответствующими периоду вращения и орбитальному периоду. Разброс индивидуальных величин резко возрастает, начиная с фазы 0.0 и продолжает расти к концу интервала.

Скачки О-С можно трактовать как быстрые переключения основной части аккреционной струи с одной аккреционной области на другую. Для определенности будем считать, что скачок на фазе 0.25 происходит на первую аккреционную зону, на фазе 55- на вторую, на фазе 0.78 - на третью. Очевидно, что первая и третья зона находятся у подножья силовых линий диаметрально противоположных полюсов диполя. Очевидно также, что основные аккреционные зоны после переключений с одного полюса на другой не "сидят на месте". Так, первая аккреционная область смещается в попятном направлении по отношению к вращению белого карлика на $\sim 35^\circ$ градусов (фазы 0.25-0.55), затем на фазе 0.55 струя совершает скачок примерно на 75° по ходу вращения (на вторую зону), после чего постепенно "сползает" к первой зоне. В течение другой половины цикла третья аккреционная область перемещается относительно полюса хаотическим образом. Следует отметить, что линейные изменения О-С могут быть вызваны не только смещением аккреционных областей относительно соответствующего полюса, но и меняющимся углом между силовой линией магнитного поля и поверхностью белого карлика (последний эффект рассматривался Гекелером и Штубертом применительно к другому асинхронному полярю V1432 Aql [26]). Такая схема смены аккреционных режимов воспроизводится на протяжении ~ 20 синодических циклов. Можно предположить, что на самом деле воспроизводимость режимов аккреции действует на гораздо большем временном интервале. Так, например, Пиирола по поляриметрическим наблюдениям для $JD = 2446138 - 8155$ нашел период 0.138784 сут., ошибочно приняв его за период вращения белого карлика [16]. Сравнивая с нашими данными, можно заметить, что этот период достаточно хорошо совпадает с периодом 0.1388 сут., найденным нами. Как было сказано выше, с этим периодом движется основная аккреционная область при определенной ориентации магнитного поля относительно красного карлика (в интервале фаз синодического цикла 0.25-0.55).

Сравнивая ход О-С с изменениями средней яркости и амплитуд основной аккреционной зоны, можно отметить, что минимумы последних наступают вблизи скачков (за исключением скачка на фазе 0.78).

8. *Локализация аккреционных зон.* Как уже было отмечено, состояние низкой аккреции ВУ Сам оказалось привлекательным с

точки зрения изучения отдельных аккреционных зон. В частности, по взаимному расположению максимумов блеска можно попытаться определить локализацию этих зон (или, по крайней мере, некоторых из них). Из всех приводимых кривых на рис.4-6 только в нескольких случаях четко выделяются три аккреционные зоны. Это кривые, обозначенные как JD099, JD317, JD332, JD412. Все эти зоны отстоят друг от друга примерно через 0.25 периода, т.е., вероятно, связаны с полюсами квадрупольной составляющей магнитного поля. При этом аккреционный поток распределяется следующим образом: основная его часть идет на одну и ту же аккреционную область, а меньшая часть - на другие соседние области. В частности, четкая трехгорбая структура кривых блеска наблюдается на симметричных (отстоящих на половину синодического цикла) фазах периода биений: на фазе 0.17, когда аккреционная струя попадает на первую аккреционную зону, и на фазах 0.62, 0.67, 0.70, соответствующих диаметрально противоположной (третьей) зоне. Кривые с двумя равными горбами, отстоящими друг от друга на полпериода вращения, наблюдаются вблизи скачка O-C (при переключении струи на другой полюс). Это указывает на то, что в течение некоторого времени аккреция может происходить только на два полюса диполя с равным темпом. Следует отметить, что кривая блеска в виде четырех отдельных горбов не наблюдается никогда.

В остальных случаях кривые могут быть с плохо разделенными двумя или тремя горбами разной амплитуды. Причиной этому является то обстоятельство, что длительность горба (или, как еще принято называть в литературе, длительность яркой фазы) зависит не только от угла, под которым мы наблюдаем данную аккреционную область, но и от размеров области. Вероятно, неучет этого обстоятельства и явился причиной расхождения в оценках угла наклона орбиты и магнитной оси [16].

9. Заключение. Таким образом, некоторые результаты, полученные в низком состоянии ВУ Cam, имеют существенные различия с тем, что было получено в высоком состоянии кампанией "Ноев проект". Во-первых, в низком состоянии наблюдается ярко выраженная модуляция среднего блеска системы с синодическим циклом, чего не было в высоком состоянии. Во-вторых, и средний блеск, и амплитуда основной аккреционной области изменяют свою величину четыре раза за синодический цикл. Это является ярким подтверждением сделанного ранее Пииролой и др. [16], Мэйсоном и др. [27], а также Викрамасингом и Ву [28] предположения о том, что магнитное поле ВУ Cam имеет квадрупольную составляющую. В-третьих, ВУ Cam показывает не два, как в высоком состоянии, а три переключения струи за один синодический цикл, наступающие в одни и те же фазы

цикла. Дважды струя переключается на аккреционные области, отстоящие друг от друга на 180° , и один раз \sim на 75° .

Автор выражает благодарность Украинскому Фонду Фундаментальных Исследований за финансовую поддержку в рамках гранта 02/07/451.

Крымская астрофизическая обсерватория,
Украина, e-mail: pavlenko@crao.crimea.ua

MAGNETIC FIELD STRUCTURE AND ACCRETION MODES OF THE ASYNCHRONOUS POLAR BY Cam

E.P.PAVLENKO

The photometrical CCD observations of the asynchronous polar BY Cam are carried out in the Crimean Astrophysical Observatory with Cassegrain K-380 telescope when BY Cam was in the low accretion state ($R = 14^m - 16^m$) in 2004-2005. The total exposure was ~ 100 hours over 31 nights. The light modulation with most significant period $P_1 = 0^d.137120 \pm 0^d.000002$ and less significant ones $P_2 = 0^d.139759 \pm 0^d.000003$ and $P_3 = 0^d.138428 \pm 0^d.000002$, where P_2 and P_3 obviously are the orbital and spin periods and P_1 is the side-band period are detected. First the light and $0^d.137$ amplitude modulation with beat (synodical) period $14^d.568 \pm 0^d.003$ is found out. The mean beat light and amplitude curves have the four-humped profile. That is the evidence of the quadrupole counterpart of magnetic field of BY Cam observed in the low accretion state. The accretion proceeds simultaneously onto the two or three accretion regions but with different rate. The O-C residuals for the bright accretion region change periodically with phase of the beat period. There are three types of changes: the linear, stepwise and chaotical ones. At the synodical phases 0.25 and 0.78 the accretion stream reconnects from one pole of the dipole magnetic field to the opposite one. During the beat phases 0.25-0.55 and 0.55-0.78, the O-C shift accordingly to the period $0^d.1384$ that could be due to a longitudinal displacement of the accretion region backward to the magnetic pole and/or to the varying angle between the field line and white dwarf surface. At the phase 0.55, the stream switches to the $\sim 75^\circ$ ahead and during the beat phases 0.78-1.25, the main accretion region moves chaotically. The spin-orbital synchronization occurs with rate less than $dP_{rot}/P_{rot} \sim 10^{-9}$ (d/d).

Key words: (stars): binaries - stars: individual: BY Cam

ЛИТЕРАТУРА

1. *B.Warner*, Cataclysmic Variable Stars, Cambridge: Cambridge Univ. Press, 1995.
2. *G.Schmidt, J.Liebert, H.S.Stockman*, *Astrophys. J.*, **441**, 414, 1995.
3. *A.Silber, R.A.Remillard, H.V.Bradt et al.*, *Astrophys. J.*, **389**, 704, 1992.
4. *H.S.Stockman, G.D.Schmidt, D.Q.Lamb*, *Astrophys. J.*, **332**, 282, 1988.
5. *J.Patterson, D.R.Skillman, J.Thorstensen, C.Hellier*, *Publ. Astron. Soc. Pacif.*, **107**, 307, 1995.
6. *A.Schwone, D.A.H.Buckley, D.O'Donoghue et al.*, *Astron. Astrophys.*, **326**, 195, 1997.
7. *Е.П.Павленко, Я.Пельт*, *Астрофизика*, **34**, 169, 1991.
8. *Е.П.Павленко*, *Odessa Astronom. Publ.*, **16**, 41, 2003.
9. *G.Ramsay, S.Potter, M.Cropper*, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, **316**, 225, 2000.
10. *S.Friedrich, R.Staubert, G.Lamer et al.*, *Astron. Astrophys.*, **306**, 860, 1996.
11. *A.Silber, P.Szkody, D.W.Hoard. et al.*, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, **290**, 25, 1997.
12. *M.Ishida, A.Silber, H.V.Bradt, R.A.Remillard et al.*, *Astrophys. J.*, **367**, 270, 1991.
13. *P.A.Mason*, PhD thesis, Case Western Reserve Univ., 1996.
14. *P.A.Mason, J.Liebert, G.D.Schmidt*, *Astrophys. J.*, **346**, 941, 1989.
15. *P.A.Mason, I.L.Andronov, S.V.Kolesnikov et al.*, *ASP Conf. Ser.* **85**, 1995.
16. *V.Pirola, G.V.Coyne, S.J.L.Takalo, S.Larsson, O.Vilhu*, *Astron. Astrophys.*, **283**, 163, 1994.
17. *P.Szkody, R.A.Downes, M.Mateo*, *Publ. Astron. Soc. Pacif.*, **102**, 1310, 1990.
18. *Е.П.Павленко, S.Yu.Shugarov*, *Astrophys. Space Sci. Libr.*, **208**, 217, 1996.
19. *Е.П.Павленко*, *Astrophys. Space Sci. Libr.*, **330**, 503, 2005.
20. *Е.П.Павленко, С.Ю.Шугаров, Н.А.Катышева*, *Астрофизика*, **43**, 567, 2000.
21. *Ja.Pelt*, *Frequency Analysis of Astronomical Time Series*, Valgus Publ., Tallinn, 1980.
22. *G.A. Wynn, A.R. King*, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, **255**, 83, 1992.
23. *Е.П.Павленко, S.Yu.Shugarov*, *Astrophys. Space Sci. Libr.*, **330**, 421, 2005.
24. *V.Marsakova, L.I.Andronov*, *Odessa Astronom. Publ.*, **9**, 127, 1996.
25. *M.M.Basko, R.A.Sunyaev*, *Astrophys. Space Sci.*, **23**, 71, 1973.
26. *R.D.Geckeler, R.Staubert*, *Astron. Astrophys.*, **325**, 1070, 1997.
27. *P.A.Mason, G.Ramsay, I.Andronov et al.*, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, **295**, 511, 1998.
28. *D.T.Wickramasinghe, K.Wu*, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, **253**, 11, 1991.

УДК: 524.47

ЦВЕТОВЫЕ ФУНКЦИИ ЗВЕЗДНЫХ СИСТЕМ

М.В.КАСЬЯНОВА, Ю.А.ШЕКИНОВ

Поступила 22 августа 2005

Принята к печати 14 ноября 2005

Представлены результаты моделирования фотометрической эволюции достаточно плотных звездных систем типа шаровых скоплений. На диаграмме "светимость-эффективная температура" таких систем звезды малых масс концентрируются вблизи минимальной и максимальной температур при заданной светимости и показывают недостаток в промежуточной области. Избежать такого двухпикового распределения звезд удастся в открытых моделях с выбросом избыточных металлов в окружающую среду. Функции распределения звезд по эффективной температуре на диаграмме "светимость-эффективная температура" чувствительны к истории звездообразования в системе и к возможным вариациям во времени начальной функции масс. В открытых системах с одним пиком на функции распределения асимметрия распределения варьируется в широких пределах при изменении нижней границы начальной функции масс и поэтому может быть использована для установления возможности того, были ли первые поколения звезд более массивны, чем в современных условиях.

1. *Введение.* Наблюдаемые цветовые характеристики звездных систем определяются их историей звездообразования (ЗО), а именно: зависимостью скорости ЗО от времени и начальной функцией масс (НФМ), которая также может зависеть от времени. Поэтому цветовые диаграммы содержат информацию о всех событиях, связанных с превращением первоначально газового облака в звездную систему, а изучение их структуры дает, в принципе, возможность восстановить последовательность этих событий. Дело осложняется быстрыми эволюционными изменениями наиболее ярких массивных звезд с массами $M > M_{\odot}$. С другой стороны, маломассивные звезды, цветовые диаграммы которых являются реликтовым отпечатком всей эволюционной последовательности звездной системы, обладают малой светимостью и далеко не всегда доступны наблюдению. Лишь в последнее десятилетие такие наблюдения индивидуальных маломассивных звезд стали возможны в шаровых скоплениях нашей Галактики и в соседних галактиках [1,2] в той мере, чтобы позволить достаточно уверенно судить о структуре цветовых диаграмм в области малых масс. Это дает возможность количественно на основе численного моделирования воспроизводить историю ЗО в звездных системах. С математической точки зрения такое моделирование является решением многопараметрической обратной задачи, в которой современное состояние системы, т.е. ее наблюдаемые цвета, представляет собой сложное наложение всех процессов, происходивших в ней на всем временном интервале. По

необходимости такое моделирование требует существенного упрощения рассматриваемой системы. Очевидным и широко распространенным упрощением в решении такого рода задач является так называемая однозонная модель звездообразования, в которой звездная и газовая компоненты системы заключены в одной ячейке [3], что неявно подразумевает, что вся моделируемая система остается в процессе эволюции однородной с мгновенным перемешиванием всех существенных компонент. При рассмотрении компактных звездных систем (например, шаровых скоплений) это предположение не кажется неприемлемым переупрощением. В рамках однозонной модели решение обратной задачи воспроизведения эволюции звездной системы сводится к прямой задаче, в которой вдоль эволюционного пути изменяются только две функции: скорость звездообразования $\psi(t)$ и начальная функция масс $\phi(m, t)$.

Для скорости ЗО обычно принимается степенной закон Шмидта $\psi = f \rho_g^n$, где f - константа эффективности ЗО, ρ_g - плотность газа в системе, n - показатель, принимаемый обычно равным 2; часто, особенно для спиральных галактик, закон Шмидта записывается как степенной закон для поверхностной плотности газа в диске Σ_g [4,5]. При этом очевидно, что $f = \text{const}$ приводит к монотонно убывающему звездообразованию, если отсутствует аккреция, способная восполнить газ в системе. С другой стороны, поскольку эффективность звездообразования определяется физическим состоянием газа и может быть связана с действующими в системе обратными связями (например, действием ионизирующего излучения звезд [6]), то на больших временах величина f может испытывать сильные изменения, способные привести к немонотонному характеру ЗО. Необходимость таких вариаций f в эволюции шаровых скоплений продемонстрирована в [7].

Начальная функция масс звезд - это универсальная функция, для которой в качестве нулевого приближения может быть принята функция Солпитера $\xi(m) \propto m^{-\alpha}$, $\alpha = 2.35$ [8]. Хотя в последнее время появились данные, указывающие на отличие самой функциональной зависимости НФМ от простой степенной функции Солпитера [9], ее универсальность - независимость от металличности или от параметров, характеризующих окружение звездной системы, доказана в наблюдениях других галактик [10]. Вместе с тем, если речь идет о первых звездах во Вселенной, сформировавшихся из газа с первичным химическим составом, то представления об универсальности НФМ сталкиваются с трудностями. Численные расчеты показывают, что в первичном веществе из-за дефицита охлаждающих агентов (в обычных условиях таковыми являются тяжелые элементы), массы рождающихся звезд всегда существенно больше солнечной массы. Поэтому делается вывод о том, что начальная

функция масс первых звезд должна быть смещена в сторону больших масс [11,12]. Ранее мы показали, что металличность шаровых скоплений удается непротиворечиво объяснить, если предположить, что начальный этап звездообразования в них характеризовался "утяжеленной" НФМ, смещенной в область $M > 8M_{\odot}$ [7]. В таких условиях возможность выявления вариаций начальной функции масс на цветовых диаграммах маломассивных звезд приобретает фундаментальное значение. В настоящей работе мы исследуем отдельные аспекты такой возможности.

В следующем разделе мы приводим описание нашей модели, в разделе 3 описываются результаты, раздел 4 содержит заключение.

2. Химическая и фотометрическая модель звездной системы.

2.1. *Химический блок модели.* В однозонном приближении масса газовой компоненты системы, в которой идет процесс звездообразования описывается следующим уравнением [13-16]

$$\frac{dM_g}{dt} = -\psi(t) + \int_{M_{min}}^{M_{max}} \psi(t - \tau_M)(M - M_r)\phi(M) dM - \dot{M}_g^{ej}, \quad (1)$$

а масса i -го элемента в газовой фазе

$$\begin{aligned} \frac{d}{dt}(Z_i M_g) = & -Z_i(t)\psi(t) + \int_{M_{min}}^{2M_{Ia}^{low}} \psi(t - \tau_M)\phi(M)X_i(M, t - \tau_M) dM + \\ & + (1 - \beta) \int_{2M_{Ia}^{low}}^{2M_{Ia}^{up}} \psi(t - \tau_M)\phi(M)X_i(M, t - \tau_M) dM + \\ & + \beta \int_{2M_{Ia}^{low}}^{2M_{Ia}^{up}} \left[\int_{\mu_n}^{1/2} \psi(t - \tau_{\mu M})X_i^{Ia}(M, t - \tau_{\mu M})f(\mu) d\mu \right] \phi(M) dM + \\ & + \int_{2M_{Ia}^{low}}^{M_{max}} \psi(t - \tau_M)\phi(M)X_i(M, t - \tau_M) dM + \dot{M}_{Z_i}^{in} - \dot{M}_{Z_i}^{out}, \end{aligned} \quad (2)$$

где $\psi(t)$ - скорость ЗО; интегралы в уравнениях (1) и (2) описывают соответственно полную массу вещества и дифференциальную массу i -го элемента, выброшенную звездами; τ_M - время жизни звезды на Главной последовательности; $\phi(M)$ - начальная функция масс с нижним пределом M_{min} и верхним - M_{max} ; \dot{M}_g^{ej} - полная потеря массы звездной системой; M_r - масса звездного остатка; $Z_i(t)$ - массовая концентрация i -го элемента в момент времени t ; $X_i(M, t - \tau_M)$ и $X_i^{Ia}(M, t - \tau_M)$ звездные выходы i -го элемента для одиночных звезд и звезд, входящих в двойную систему с массой M , родившихся в момент времени $t - \tau_M$; $\dot{M}_{Z_i}^{out}$ и $\dot{M}_{Z_i}^{in}$ описывают обмен тяжелыми элементами между звездной системой и окружающим веществом за счет истечения и аккреции, соответственно; M_{Ia}^{low} и M_{Ia}^{up} - минимальная и максимальная масса

звезды в составе двойной системы; β - доля двойных систем; $f(\mu)$ - функция распределения масс в двойной системе; μ - отношение массы вторичного компонента к полной массе двойной системы [17]. Выход для сверхновых SNII был взят из [18], для SNIa - из [19].

2.2. *Фотометрический блок.* К моменту времени t в системе сохраняется следующее количество звезд в интервале масс M до $M + dM$, родившихся в интервале времени от t' до $t' + dt'$

$$dN = \psi(t') \phi(M, t') \Theta(t - t + \tau_M) dM dt', \quad (3)$$

где Θ - функция Хевисайда. Для заданной массы M и возраста $\tau = t - t'$ звезды ее светимость L и эффективная температура T_{eff} находятся из базы данных эволюционных треков - в настоящей работе использована база данных Падуанской группы [20-24], расширенная в область малых масс на основе данных [25]. Это позволяет построить диаграмму "светимость-эффективная температура". Для построения диаграммы "цвет-величина" мы использовали наиболее распространенную в настоящее время библиотеку звездных спектров, описанную в [26,27]. Она содержит данные для звезд с эффективными температурами $T_{\text{eff}} < 50000$; библиотека, описанная в [28], дополняет ее звездами с $T_{\text{eff}} > 50000$. Если спектр звезды определить как

$$F_{\lambda}(L, T, g) = L \cdot f_{\lambda}(T, g), \quad (4)$$

где L - светимость, выраженная в единицах солнечной светимости L_{\odot} , f_{λ} - нормированный спектр, g - ускорение свободного падения на поверхности звезды, то абсолютная звездная величина дается выражением

$$m = -2.5 \log \int_0^{\infty} F_{\lambda} \Phi(\lambda) d\lambda + m_{\text{calib}}, \quad (5)$$

где m_{calib} - калибровочная константа фильтра, соответствующего заданной полосе с кривой чувствительности фильтра $\Phi(\lambda)$ [29]; ниже для упрощения записи мы будем опускать в тексте индекс "eff" температуры. Вклад звезд разной массы в полную светимость и звездную величину определяется сверткой (3) и (4), или (5), соответственно.

3. Цветовые диаграммы.

3.1. *Замкнутые звездные системы.* В настоящей работе мы ограничимся цветовыми диаграммами достаточно плотных звездных систем с высокой начальной скоростью звездообразования. Для определенности приведем результаты для шаровых скоплений, начальная плотность газового облака которых может составлять или превышать величину $\rho_0 \sim 10^3 m_H \text{ г см}^{-3} \approx 20 M_{\odot} \text{ пк}^{-3}$, m_H - масса атома водорода. Для стандартной эффективности звездообразования f газ с такой плотностью "выгорает" в звезды всего за 2 млн. лет. Рассмотрим

вначале случай замкнутой звездной системы, в которой отсутствует обмен веществом с внешней средой, т.е. $M_z^d = 0$. Результаты мы представим в виде диаграмм "светимость-эффективная температура", что эквивалентно диаграммам "цвет-звездная величина". На рис.1 показан участок типичной диаграммы, соответствующий звездам малой массы для бимодального режима звездообразования, в котором начальный эпизод характеризуется рождением только массивных звезд с солпитеровской

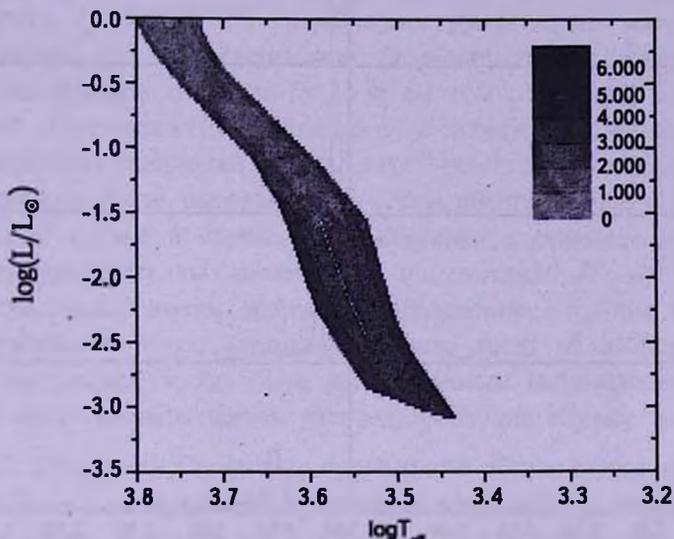


Рис.1. Участок диаграммы "светимость-эффективная температура" для бимодального режима ЗО: начальный эпизод с $m_{min} = 8 M_{\odot}$ и эффективностью $f_1 = 2.6 \times 10^5 \text{ см}^3 \text{ г}^{-1} \text{ с}^{-1}$, второй эпизод с $m_{min} = 0.1 M_{\odot}$ и $f_2 = 2 \times 10^7 \text{ см}^3 \text{ г}^{-1} \text{ с}^{-1}$, спустя $\Delta t = 5.5 \times 10^6$ лет.

начальной функцией масс, определенной для $M > m_{min} = 8 M_{\odot}$ и с эффективностью ЗО $f_1 = 2.6 \times 10^5 \text{ см}^3 \text{ г}^{-1} \text{ с}^{-1}$; на втором этапе звездообразования рождаются звезды во всем интервале масс от $M > m_{min} = 0.1 M_{\odot}$ с эффективностью $f_2 = 2 \times 10^7 \text{ см}^3 \text{ г}^{-1} \text{ с}^{-1}$; интервал, разделяющий первый и второй эпизоды, составляет $\Delta t = 5.5 \times 10^6$ лет. Легко видеть, что звезды концентрируются главным образом к границам диаграммы со стороны минимальных и максимальных значений температуры, показывая заметный дефицит в промежуточной области.

Такое двухпиковое распределение звезд по температуре не связано, впрочем, с бимодальным режимом ЗО, характеризуемым различиями НФМ в первом и втором эпизодах. Это видно из гистограмм, т.е. функций распределения звезд по эффективной температуре $\rho(T) = N(T)/N_{tot}$ для различных значений минимальной массы m_{min} , ограничивающей НФМ в первом эпизоде ЗО - рис.2; здесь $N(T)$ - число звезд в системе с эффективной температурой в интервале $[T, T+dT]$, N_{tot} - полное число звезд в системе. Гистограмма на левом верхнем графике - рис.2а, соответствует $m_{min} = 0.1 M_{\odot}$ в первом

эпизоде. Это означает, что НФМ в первом и втором эпизодах совпадают, и в то же время распределение явно показывает наличие двух пиков. Следует вместе с тем отметить, что как положение пиков, так и их величина зависят от m_{min} в первом эпизоде - это легко видно из сравнения

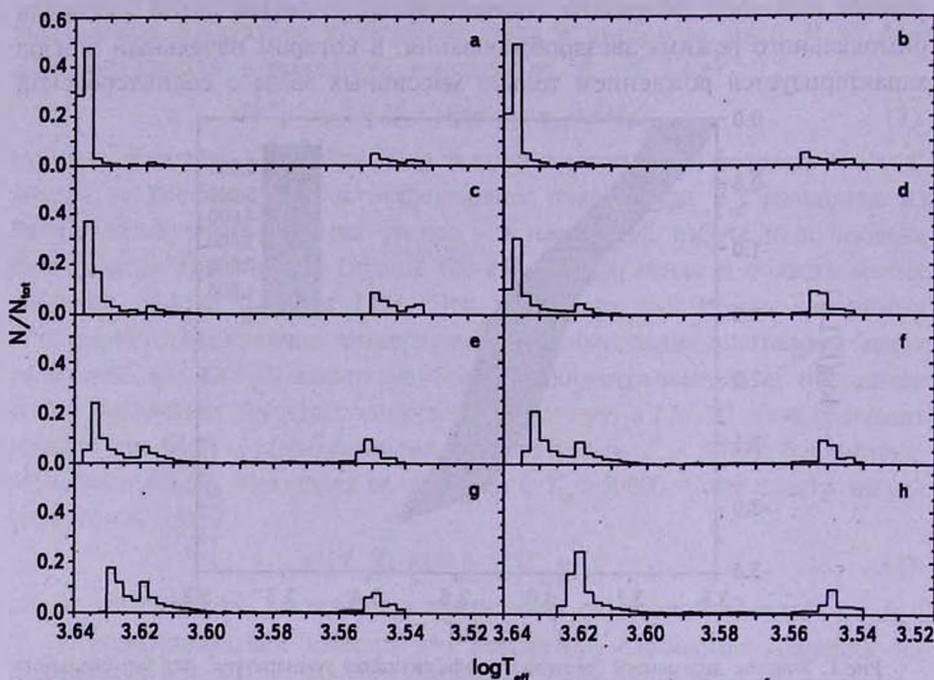


Рис.2. Функция распределения - число звезд в зависимости от эффективной температуры, соответствующее срезу цветовой диаграммы, приведенной на рис.1 при светимости $\log L / L_{\odot} = -1.5$. Гистограммы на панелях а), б) ... г) соответствуют обрезанию НФМ на начальном этапе звездообразования при $m_{\text{min}} = 0.1, 0.3, 0.5, 1, 3, 5, 8, 15 M_{\odot}$. Параметры второго эпизода ЗО такие же, как и на рис.1.

6-ти гистограмм, приведенных на рис.2. Зависимость эта, однако, не столь существенна, чтобы быть легко идентифицируемой наблюдательно. Природа двухпикового распределения связана в первую очередь с высокой скоростью звездообразования и характерна, таким образом, для плотных систем, каковыми являются шаровые скопления. В самом деле, при высокой начальной скорости ЗО за короткое время, сравнимое с временем выброса металлов первыми сверхновыми, масса газовой составляющей существенно уменьшается и поэтому продолжающийся сброс металлов сформировавшимися ранее звездами приводит к переобогащению оставшегося вещества, чему и соответствует второй пик в распределении при $\log T_{\text{eff}} = 3.55$. На примере эволюции шаровых скоплений можно оценить по порядку величины начальную плотность газового облака, при котором распределение звезд по эффективной температуре будет

характеризоваться двумя пиками. Если принять, как это показано в [7,30-32], что сформировавшегося в начальном эпизоде звездообразования сравнительно небольшого количества массивных звезд достаточно для обогащения шаровых скоплений до уровня $[Z] = -1.5$, то слабое условие для возникновения второго пика в распределении может быть записано как $\psi(t_0)t_{sn} \sim M$, где $\psi(t_0) = f \rho_0^2 V$ - скорость ЗО на начальных стадиях, $V = M/\rho_0$ - начальный объем системы, M - ее масса, ρ_0 - начальная плотность, $t_{sn} \sim 3 \times 10^6$ лет - характерное время жизни массивной звезды до вспышки ее в виде сверхновой. Если принять для эффективности ЗО в законе Шмидта значение $f = 2 \times 10^7 \text{ см}^3 \text{ г}^{-1} \text{ с}^{-1}$, типичное для Галактики, то это дает величину, близкую к плотности газовых облаков протошаровых скоплений $\rho_0 \sim 0.5 \times 10^{-21} \text{ г см}^{-3}$. Таким образом, в системах с такой или более высокой плотностью распределение с одним пиком возможно только в случае, если, начиная с определенного момента, избыточные металлы выметаются из системы $M_{ej} \neq 0$. Впрочем, с наблюдательной точки зрения распределение с одним пиком может соответствовать тому, что полное число звезд во втором пике будет слишком малым, чтобы быть детектируемым наблюдательно. На рис.2 этому могут соответствовать распределения для случаев а) и б).

3.2. Открытые звездные системы. В общем случае характеристики двухпиковых распределений (относительная высота пиков, расстояние между ними, ширина каждого пика и т.д.) зависят от особенностей режима ЗО: в простейшей бимодальной модели это m_{min} в первом эпизоде ЗО, соотношение между эффективностями ЗО в первом и втором эпизодах f_1 и f_2 , интервал времени между первым и вторым эпизодами Δt . Подробный анализ этих зависимостей будет приведен в отдельной работе. В настоящей работе мы ограничимся более простым случаем распределений с одним пиком, которые устанавливаются в открытых звездообразующих системах. Оправданием этому может служить и то обстоятельство, что, как правило, наблюдаемые звездные системы (даже с высокой плотностью) демонстрируют простые однопиковые распределения.

Отличие моделирования открытых систем от описанного в предыдущем разделе состоит в том, что теперь $M_{ej} \neq 0$. С теоретической точки зрения величина M_{ej} и ее зависимость от времени определяется динамикой взаимодействия энергии, выделяемой звездами в виде звездного ветра или вспышек сверхновых, с межзвездным газом и является таким образом величиной, требующей самосогласованного решения задачи. Мы ограничимся здесь, однако, лишь простейшим подходом, задавая M_{ej} таким образом, чтобы добиться функции распределения звезд по эффективной температуре с одним пиком, соответствующим обогащению

системы металлами лишь первым поколением вспышек сверхновых. С этой целью мы контролировали "руками" временную эволюцию системы таким образом, чтобы избежать появления второго (низкотемпературного) пика на функции распределения. Иными словами, большая часть металлов, сбрасываемых сверхновыми после того, как в системе был сформирован первый (высокотемпературный) пик, удалялась из системы. В большинстве случаев этому соответствовал выброс 99% металлов, произведенных сверхновыми второго поколения. Типичные распределения показаны на рис.3, где приведены распределения, соответствующие срезам на диаграмме "светимость-эффективная температура" при фиксированных значениях светимости. Распределения довольно узки, с шириной, заметно меньшей ширины наблюдаемых распределений для плотных звездных систем

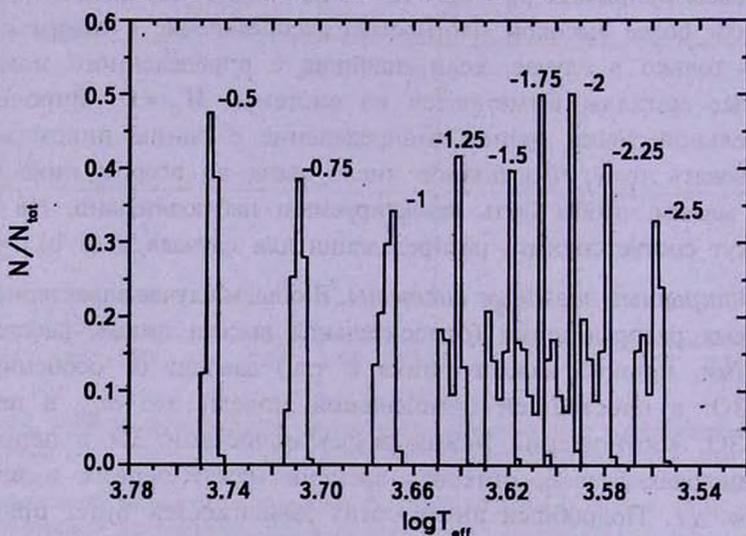


Рис.3. Функции распределения $p(T_{\text{eff}})$ для модели, аналогичной модели, приведенной на рис.1, но со сбросом 99% массы выброшенного при вспышках сверхновых вещества, спустя время $t_{\text{ev}} = 6 \times 10^6$ лет: приведены функции распределения, соответствующие срезам на диаграмме "светимость-эффективная температура" на уровне светимостей $\log L/L_{\odot} = -0.5$; -0.75 ; -1.0 ; ..., как указано числами в окрестности пиков распределений.

(шаровых скоплений, см. ниже), тем не менее они структурированы, допускают количественный анализ и в идеальном случае позволяют выявить простые зависимости. Наиболее очевидная количественная характеристика - дисперсия распределения. Для модели со сбросом массы в сценарии, описанном на рис.3, дисперсия распределения $\sigma = \sqrt{\int (T - \langle T \rangle)^2 p(T) dT}$ для среза при $\log L/L_{\odot} = -1.5$ в зависимости от m_{min} в начальном эпизоде звездообразования приведена на рис.4; здесь $\langle T \rangle$ - средняя эффективная температура в пике. Зависимость дисперсий от m_{min} в первом эпизоде имеет характерный вид с явно выраженным максимумом при $m_{\text{min}} \sim 6 M_{\odot}$, и это могло бы служить индикатором

вариации НФМ в процессе звездообразования. К сожалению, величина дисперсии даже в максимуме, по крайней мере, в два раза меньше наблюдаемой дисперсии эффективной температуры в шаровых скоп-

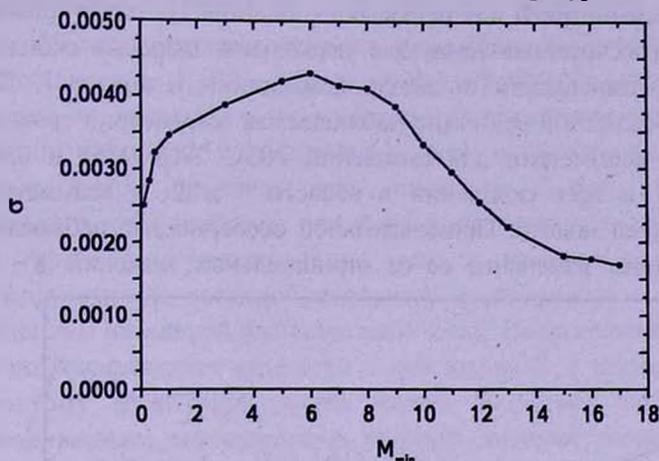


Рис.4. Зависимость дисперсии σ распределения $p(T_{\text{eff}})$, соответствующего срезу на диаграмме "светимость-эффективная температура" на уровне светимости $\log L / L_{\odot} = -1.5$, от минимальной массы НФМ m_{\min} в начальном эпизоде 30 для модели со сбросом массы $M_{\text{ej}} \neq 0$, как описано на рис.3; дисперсия дана в К.

лениях, в первую очередь из-за большой ошибки определения T , особенно для звезд малой массы [2]. По этой причине для плотных звездных систем с узкой шириной распределения $p(T)$ более обещающими с точки зрения определения характера эволюции НФМ могут быть относительные характеристики, такие, как асимметрия распределения

$$\delta = \frac{\int (T - \langle T \rangle)^3 p(T) dT}{\sigma^3} \quad (6)$$

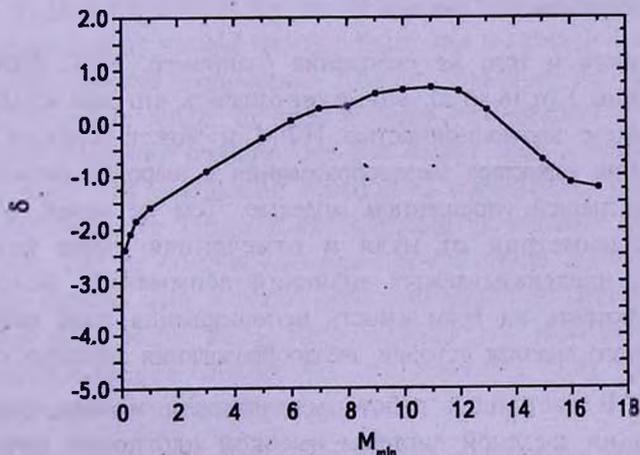


Рис.5. Зависимость асимметрии δ в модели со сбросом массы, как описано в подписи к рис.3, от минимальной массы M_{\min} в первом эпизоде 30.

На рис.5 показана зависимость $\delta(m_{min})$ для модели со сбросом массы, представленной на рис.3: зависимость демонстрирует хорошо выраженный максимум вблизи $m_{min} \sim 11 M_{\odot}$, причем величина асимметрии сравнима с наблюдаемой асимметрией для шаровых скоплений. На рис.6 приведена асимметрия δ , рассчитанная нами для нескольких шаровых скоплений из списка [1], в зависимости от звездной величины в полосе V . Легко видеть, что по абсолютной величине наблюдаемая асимметрия сравнима, за исключением асимметрии для скоплений NGC 2808, 1851 и 0362 в области $V \leq 19.5$ и всех скоплений в области $V \geq 22$, с асимметрией, полученной в нашей модели. Примечательной особенностью наблюдаемой асимметрии является изменение ее от отрицательных значений $\delta \sim -2.5$

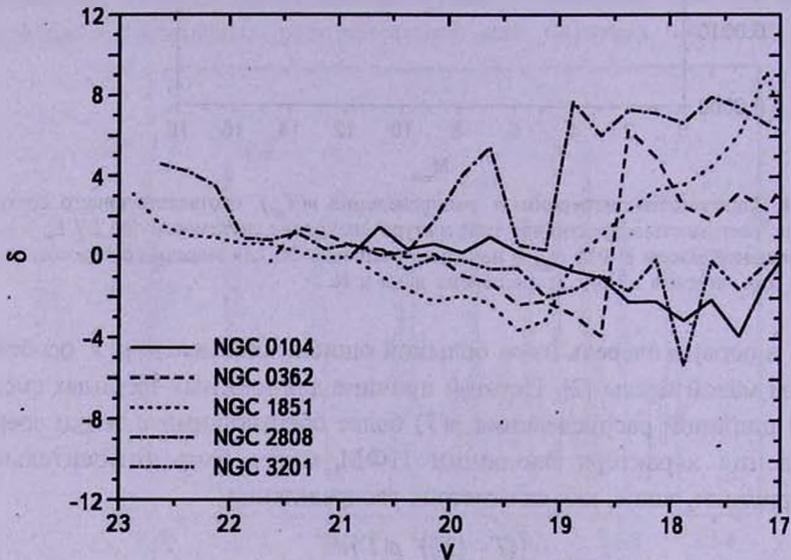


Рис.6. Наблюдаемая асимметрия δ для нескольких шаровых скоплений из [1] в зависимости от звездной величины в полосе V .

до $\delta \sim 1$ для одного и того же скопления (например, NGC 0104) при изменении величины V от 16 до 20. Это может означать, что сама асимметрия не связана только с эволюционностью НФМ и может отражать более сложные изменения характера звездообразования в шаровых скоплениях, не затрагиваемые нашей упрощенной моделью. Тем не менее, отличие наблюдаемой асимметрии от нуля и отмеченная выше близость наблюдаемых и предсказываемых значений асимметрии позволяют оптимистично смотреть на возможность использования этой величины для количественного анализа истории звездообразования звездных систем.

4. Выводы. В настоящей работе мы описали модель фотометрической эволюции звездной системы высокой плотности: начальная плотность газового облака $\rho = 10^3 m_H \text{ г см}^{-3}$. Мы показали, что

1. В таких моделях звезды на диаграмме "светимость-эффективная температура" неизбежно концентрируются в двух пиках в области минимальной и максимальной эффективной температуры, демонстрируя дефицит звезд в промежуточной области температур.

2. Избежать двухпикового распределения в системах с начальной плотностью $\rho_0 \geq (f_{\text{sn}})^{-1} \sim 300 m_H$ можно в открытых моделях с выбросом вещества из системы, и тем самым прекращением рождения звезд с избытком металлов. Наблюдаемые в шаровых скоплениях распределения с одним пиком свидетельствуют, возможно, о том, что их эволюция включала в себя выбросы вещества в окружающее пространство.

3. Асимметрия распределения звезд по температуре чувствительна к характеристикам звездообразования и возможным эволюционным изменениям начальной функции масс звезд. Предсказываемая абсолютная величина асимметрии сравнима с наблюдаемой в шаровых скоплениях, и поэтому ее использование может оказаться эффективным для количественного исследования истории звездообразования в них.

Авторы благодарны рецензенту за замечания.

Физический факультет, Ростовский государственный университет,
Ростов-на-Дону, Россия, e-mail: yus@phys.rsu.ru

COLOUR FUNCTIONS OF STELLAR SYSTEMS

M.V.KASJANOVA, Yu.A.SHCHEKINOV

Models of the photometric evolution of sufficiently dense stellar systems similar to globular clusters are presented. For such systems small mass stars concentrate mainly around the minimum and maximum temperature on the "luminosity-effective temperature" diagram, and show deficit in the intermediate temperature range. In open systems with ejection of excessive metals into the surrounding medium one can escape such a double-peak distribution of stars. The distribution function of the effective temperature on the "luminosity-effective temperature" diagrams is sensitive to history of star formation, and to possible variations of the initial mass function in time. In open systems with a single-peak distribution its asymmetry varies with the lower edge of the initial mass function in a wide range, and thus can be used to conclude whether the first generation stars were more massive than the stars in the present epoch.

Key words: *stellar systems: globular: open: colour functions*

ЛИТЕРАТУРА

1. *G.Piotto, I.R.King, S.G.Djorgovski et al.*, *Astron. Astrophys.*, **391**, 945, 2002.
2. *R.F.G.Wyse*, preprint astro-ph/0501138, 2005.
3. *L.Greggio, A.Renzini*, *Astron. Astrophys.*, **118**, 217, 1983.
4. *R.C.Kennicutt, Jr.*, in: *The Interstellar Medium in Galaxies*, ed. J.M. van der Hulst, (Dordrecht: Kluwer), 1997, p.171.
5. *R.C.Kennicutt*, *Astrophys. J.*, **498**, 451, 1998.
6. *D.P.Cox*, *Astrophys. J.*, **265**, L61, 1983.
7. *М.В.Касьянова, Ю.А.Щекинов*, *Астрон. ж.*, **82**, 1, 2005.
8. *E.E.Salpeter*, *Astrophys. J.*, **121**, 161, 1955.
9. *Р.Кroupa*, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, **322**, 231, 2001.
10. *R.B.Larson*, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, **359**, 211, 2005.
11. *R.B.Larson*, in: *Star Formation from the Small to the Large Scale*, eds. F.Favata, A.A.Kaas, A.Wilson, The Netherlands: Noordwijk, 2000, p.13.
12. *V.Bromm, R.B.Larson*, *Ann. Rev. Astron. and Astrophys.*, **42**, 79, 2004.
13. *F.Matteucci, L.Greggio*, *Astron. Astrophys.*, **154**, 279, 1989.
14. *C.Firmani, A.V.Tutukov*, *Astron. Astrophys.*, **264**, 37, 1992.
15. *В.М.Шустов, Д.С.Виебе, А.В.Тутуков*, *Astron. Astrophys.*, **317**, 397, 1997.
16. *C.Chiappini, F.Matteucci, R.Gratton*, *Astrophys. J.*, **477**, 765, 1997.
17. *L.Greggio, A.Renzini*, *Astron. Astrophys.*, **118**, 217, 1983.
18. *S.E.Woosley, T.A.Weaver*, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, **101**, 181, 1995.
19. *K.Nomoto, M.Hashimoto, T.Tsujimoto, F.-K.Thielemann*, *Nucl. Phys. A.*, **616**, 79, 1997.
20. *L.Girardi, A.Bressan, C.Chiosi, G.Bertelli, E.Nasi*, *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.*, **117**, 113, 1996.
21. *F.Fagotto, A.Bressan, G.Bertelli, C.Chiosi*, *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.*, **104**, 365, 1994.
22. *F.Fagotto, A.Bressan, G.Bertelli, C.Chiosi*, *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.*, **105**, 29, 1994.
23. *F.Fagotto, A.Bressan, G.Bertelli, C.Chiosi*, *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.*, **105**, 39, 1994.
24. *A.Bressan, F.Fagotto, G.Bertelli, C.Chiosi*, *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.*, **100**, 647, 1993.
25. *D.Vandenbergh, F.Harteick, P.Dawson*, *Astrophys. J.*, **266**, 747, 1983.
26. *T.Lejeune, F.Cuisiner, R.Buser*, *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.*, **125**, 229, 1997.
27. *T.Lejeune, F.Cuisiner, R.Buser*, *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.*, **130**, 65, 1998.
28. *R.E.S.Clegg, D.Middlemass*, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, **228**, 759, 1987.
29. *G.A.Bruzual*, *Galaxies at High Redshift*, Proc. XI Canary Islands Winter School of Astrophysics, eds I.Perez-Fournon, M.Balcells, F.Moreno-Insertis, F.Sanchez, Cambridge, Cambridge Univ. Press, 2003, p.185.
30. *G.Parmentier, E.Jehin, P.Magain et al.*, *Astron. Astrophys.*, **352**, 138, 1999.
31. *E.Jehin, P.Magain, C.Neuforge et al.*, *Astron. Astrophys.*, **330**, L33, 1998.
32. *E.Jehin, P.Magain, C.Neuforge et al.*, *Astron. Astrophys.*, **341**, 241, 1999.

УДК: 524.382-56

ВЛИЯНИЕ ЗАКОНА ПОТЕМНЕНИЯ ДИСКА ЗВЕЗДЫ К КРАЮ НА ВЕРОЯТНОСТИ ОТКРЫТИЯ РАЗДЕЛЕННЫХ ТЕСНЫХ ДВОЙНЫХ ЗВЕЗД КАК ЗАТМЕННЫХ ПЕРЕМЕННЫХ

О.В.ЕРЕТНОВА¹, М.А.СВЕЧНИКОВ², М.А.ЭБЕЛЬ¹

Поступила 20 июня 2005

Принята к печати 14 ноября 2005

Для разделенных тесных двойных звезд (тип РГП) вычислены вероятности открытия как затменных переменных в зависимости от массы главной компоненты, отношения масс, большой полуоси и угла наклона орбиты. Рассматривается случай полного потемнения диска звезды к краю (гипотеза "D"). Проведено сравнение с результатами, полученными ранее для равномерно ярких дисков звезд (гипотеза "U"). На основе данных Каталога приближенных фотометрических и абсолютных элементов затменных переменных звезд Свечникова и Кузнецовой оценена пространственная плотность в окрестностях Солнца звезд этого типа, которая оказалась равной $\approx 460 \cdot 10^{-6} \text{ шк}^{-3}$.

1. *Введение.* Для оценки истинной численности тесных двойных звезд (ТДЗ) необходим учет эффектов наблюдательной селекции, а именно знание вероятности открытия ТДЗ как затменных переменных. В работах [1,2] была оценена вероятность открытия разделенных ТДЗ, обе компоненты которых принадлежат Главной последовательности (тип РГП согласно классификации Свечникова [3]) как затменных переменных при массовых фотографических наблюдениях для случая равномерно ярких дисков звезд (гипотеза "U"). В этой гипотезе видимые диски звезд имеют одинаковую яркость на краях и в центре. Однако данная гипотеза наиболее хорошо применима только для звезд ранних спектральных классов. Целью данной работы является оценка вероятности открытия ТДЗ типа РГП как затменных переменных для случая полного потемнения диска звезды к краю (гипотеза "D") в зависимости от большой полуоси их орбиты A , массы главной компоненты M_1 , отношения масс компонент q и угла наклона орбиты i . В случае гипотезы "D" закон потемнения диска звезды к краю $I = I_0(1 + \cos\omega)$, где I_0 - яркость в центре диска, ω - угол между направлением из центра звезды на Землю и направлением из центра звезды на выбранный элемент ее поверхности.

Большинство затменных переменных звезд, приведенных в Общем каталоге переменных звезд [4], открыто при массовых фотографических наблюдениях путем сравнения небольшого числа (3-4) пар фотографи-

ческих пластинок. Полная вероятность открытия ТДЗ как затменной переменной при сравнении двух фотографических пластинок, полученных в произвольные моменты времени t_1 и t_2 , равна $W = W_1 \cdot W_2$. Здесь W_1 - геометрическая вероятность открытия затменной переменной, т.е. вероятность того, что плоскость орбиты ТДЗ будет ориентирована по отношению к наблюдателю таким образом, чтобы имели место затмения глубиной, большей, чем "порог обнаружения" Δm_{min} при фотографических наблюдениях. W_2 - вероятность обнаружения при сравнении двух фотографических пластинок переменности блеска двойной звезды с амплитудой главного минимума $A_1 \geq \Delta m_{min}$ при данной ориентации орбиты. Величина W_2 зависит от формы кривой блеска затменной переменной, амплитуд обоих минимумов A_1 и A_2 и от средней звездной величины переменной звезды.

2. Геометрическая вероятность. Геометрическая вероятность W_1 открытия ТДЗ как затменной переменной может быть оценена следующим образом. Рассмотрим систему, состоящую из двух сферических звезд с радиусами R_1 и R_2 , движущихся относительно друг друга по круговой орбите с радиусом A (рис.1).

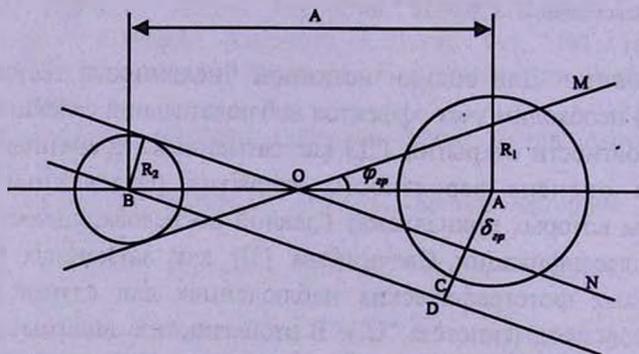


Рис.1. Оценка геометрической вероятности открытия ТДЗ как затменных переменных.

Для внешнего наблюдателя, находящегося на очень большом удалении от системы, будут иметь место периодические затмения, если относительное расстояние δ между проекциями центров компонент на картинную плоскость окажется меньше, чем $r_1 + r_2 = (R_1 + R_2)/A$. Однако при δ , незначительно меньших $r_1 + r_2$, глубины затмений окажутся очень малыми - ниже порогового значения Δm_{min} , при котором можно обнаружить переменность звезды при сравнении пары фотографических пластинок. В этом случае, даже при наблюдении данной системы на одной пластинке вне затмения, а на другой - в середине главного минимума, мы не сможем обнаружить ее переменности. Минимальное значение Δm_{min} при массовых фотографических наблюдениях составляет $0^m.2 - 0^m.35$ [5]. В дальнейших расчетах будем принимать $\Delta m_{min} = 0^m.25$.

Обозначим через δ_{zp} то граничное значение δ , при котором глубина главного минимума будет равна Δm_{min} . Найдем связь между δ_{zp} и W_1 . Допустим, что наблюдатель находится на поверхности сферы с очень большим радиусом (по сравнению с AB) с центром в точке O . Затмения с амплитудой $A_1 \geq \Delta m_{min}$ будут видны наблюдателю, находящемуся на поверхности шарового пояса, вырезаемого на сфере при вращении семейством конусов MON с углом раствора $\varphi_{zp} = 90^\circ - i_{zp}$, где i_{zp} - граничное значение угла наклона орбиты, при котором главный минимум имеет глубину, равную Δm_{min} . Следовательно, W_1 - есть отношение площади указанного выше шарового пояса к площади всей сферы: $W_1 = \sin \varphi_{zp} = \cos i_{zp}$. Из подобных треугольников AOC и BAD получаем $W_1 = \delta_{zp}$, и, представив δ_{zp} в виде $\delta_{zp} = (R_1 + R_2 \cdot p_{zp})/A$, где p_{zp} - геометрическая глубина затмения для $\varphi = \varphi_{zp}$, имеем $W_1 = (R_1 + R_2 \cdot p_{zp})/A$. Физический смысл геометрической глубины затмения p таков: если затмевается малая звезда, то p равно отношению расстояния от центра затмеваемой звезды до ближайшей точки затмевающей звезды к радиусу затмеваемой звезды ($p = (\delta - r_1)/r_2$). В начале затмения, в момент первого контакта, $\delta = r_1 + r_2$ и $p = 1$. В начале же полной фазы затмения, когда происходит второй контакт и малая звезда полностью заходит за большую, $\delta = r_1 - r_2$ и $p = -1$. В момент, когда центры дисков звезд совпадают, $\delta = 0$ и $p = -r_1/r_2 = -1/k$.

Поскольку эмпирическая зависимость масса (M) - радиус (R) для звезд Главной последовательности имеет вид (согласно [6]):

$$\log M = \begin{cases} 1.534 \cdot \log R - 0.147, & \log M > 0.14, \\ 0.971 \cdot \log R - 0.098, & \log M \leq 0.14, \end{cases} \quad (1)$$

то для систем типа РГП, у которых обе компоненты являются звездами Главной последовательности, и, следовательно, более массивная компонента является большей по размерам,

$$W_1 = \begin{cases} 1.247 \cdot M_1^{0.652} (1 + q^{0.652} p_{zp}) A^{-1}, & \log M_1 \geq \log M_2 \geq 0.14, \\ (1.247 \cdot M_1^{0.652} + 1.262 \cdot p_{zp} M_2^{1.03}) A^{-1}, & \log M_1 \geq 0.14 > \log M_2, \\ 1.262 \cdot M_1^{1.03} (1 + q^{1.03} p_{zp}) A^{-1}, & 0.14 > \log M_1 \geq \log M_2. \end{cases} \quad (2)$$

Геометрическая глубина затмения p_{zp} является функцией от отношения радиусов компонент k и фотометрической фазы затмения α : $p_{zp} = p(k, \alpha_{zp})$. Отношение радиусов компонент $k = r_2/r_1 = R_2/R_1$ может быть найдено, используя формулу (1), из соотношений:

$$k = \begin{cases} q^{0.652}, & \log M_1 \geq \log M_2 \geq 0.14, \\ 1.012 \cdot \frac{M_2^{1.03}}{M_1^{0.652}}, & \log M_1 \geq 0.14 > \log M_2, \\ q^{1.03}, & 0.14 > \log M_1 \geq \log M_2. \end{cases} \quad (3)$$

У РГП - систем в главном минимуме затмение типа $M \rightarrow B$ (малая звезда затмевает большую), и при определенных углах наклона орбиты возможны кольцеобразные затмения (прохождения). Вторичный минимум, соответствующий затмению типа $B \rightarrow M$, менее глубокий, т.к. величина W_1 определяется более глубоким минимумом, при вычислении геометрической глубины затмения будем рассматривать затмение типа $M \rightarrow B$.

Малая звезда после второго контакта (в момент внутреннего касания дисков) будет последовательно закрывать от нас различные части диска большой, которая, согласно гипотезе "D", потемнена к краю неравномерно. Поэтому после начала кольцевой фазы блеск системы продолжает изменяться, достигая наименьшей величины только при наименьшем расстоянии между центрами дисков. Итак, общий ход затмения такой: начиная с момента первого контакта, блеск системы ослабевает. После второго контакта, когда затмевающая малая звезда целиком проецируется на большой диск затмеваемой звезды, ослабление блеска продолжается. Период постоянной фазы отсутствует. После того, как пройдет момент наибольшего приближения центров дисков друг к другу, т.е. после наибольшей фазы затмения, блеск начинает возрастать, и после последнего контакта снова наступает период максимального блеска.

Фотометрической фазой затмения называют отношение потери блеска в данный момент к потере блеска в момент внутреннего касания дисков [7]. Обозначим через L_D величину потери блеска системы при данных значениях геометрической глубины затмения p и отношения радиусов компонент k . Через L_{DA} обозначим потерю блеска системы в момент внутреннего касания дисков. Тогда фотометрическая фаза затмения выражается формулой:

$$\alpha = \frac{L_D}{L_{DA}} = \frac{\iint_{\Omega} I(\omega) d\sigma}{\iint_{\Omega_1} I(\omega) d\sigma}, \quad (4)$$

где Ω - область интегрирования, соответствующая затемненной части большой звезды при данном расстоянии между центрами δ , т.е. при данных p и k , Ω_1 - область интегрирования, распространенная по поверхности диска большой звезды, закрытой малой, I - яркость единицы поверхности диска звезды, а ω - угол между направлением из центра звезды на Землю и направлением из центра звезды на выбранный элемент ее поверхности $d\sigma$.

Тогда, используя закон потемнения диска звезды к краю, можно записать следующее:

$$L_D = I_0 \iint_{\Omega} \cos \omega d \sigma \quad \text{и} \quad L_{DA} = I_0 \iint_{\Omega_1} \cos \omega d \sigma. \quad (5)$$

Обозначим наибольшую возможную фотометрическую фазу затмения при данном значении k через α_M ($\alpha_M > 1$). Она осуществляется при совпадении центров дисков звезд, т.е. когда диски располагаются для земного наблюдателя концентрически. По определению, если мы обозначим через L_{DM} соответствующую этому расположению потерю блеска, а через L_{DA} - потерю блеска в момент внутреннего касания, то

$$\alpha_M = \frac{L_{DM}}{L_{DA}}. \quad (6)$$

Деля (4) на (6), получим:

$$\frac{\alpha}{\alpha_M} = \frac{L_D}{L_{DM}} = \frac{L_D}{L_1} \cdot \frac{L_1}{L_{DM}}, \quad (7)$$

где L_1 - блеск большой звезды.

Как упоминалось ранее, $\Delta m_{min} = 0^m.25$. Соответствующий этому граничному значению блеск системы L_{φ} :

$$-2.5 \cdot \log L_{\varphi} = 0^m.25.$$

Тогда

$$L_D = 1 - L_{\varphi} = 1 - 10^{-0.1} = 0.2057.$$

Потеря блеска при совпадении центров дисков звезд L_{DM} выражается следующим интегралом:

$$L_{DM} = I_0 \iint_{\Omega} \cos \omega d \sigma,$$

где Ω - область интегрирования, распространенная по всей поверхности диска большой звезды, закрытой малой. Переходя к вычислению этого интеграла в полярных координатах, начало которых находится в совпадающем центре дисков звезд, имеем:

$$L_{DM} = I_0 \int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^{r_2} \sqrt{1 - \left(\frac{\rho}{r_1}\right)^2} \rho d\rho = \frac{2}{3} \pi I_0 r_1^2 \left(1 - (1 - k^2)^{3/2}\right). \quad (8)$$

Блеск большой звезды L_1 выражается следующим образом:

$$L_1 = I_0 \iint_{\Omega_1} \cos \omega d \sigma,$$

где Ω_1 - область интегрирования, распространенная по всей поверхности диска большой звезды. Тогда

$$L_1 = I_0 \int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^{r_1} \sqrt{1 - \left(\frac{\rho}{r_1}\right)^2} \rho d\rho = \frac{2}{3} \pi I_0 r_1^2.$$

Отношение L_1/L_{DM} , как нетрудно убедиться, равно:

$$\frac{L_1}{L_{DM}} = \frac{1}{1 - (1 - k^2)^{3/2}}. \quad (9)$$

Так как $\alpha_M = 1 + A(k)$, где $A(k)$ - функция, зависящая только от отношения радиусов звезд и табулированная для различных значений k в работе [7], то, подставляя эти выражения в (7):

$$\frac{\alpha_{sp}}{1 + A(k)} = \frac{0.2057}{L_1} \cdot \frac{1}{1 - (1 - k^2)^{3/2}}.$$

Значит, окончательное выражение для фотометрической фазы затмения примет следующий вид:

$$\alpha_{sp} = \frac{0.2057(1 + A(k))}{L_1(1 - (1 - k^2)^{3/2})}. \quad (10)$$

Величину L_1 можно найти следующим образом. Отношение поверхностных яркостей J_1 и J_2 компонент (считая их излучение чернотельным) равно:

$$\gamma = \frac{J_1}{J_2} = \frac{L_1}{L_2} \cdot \frac{R_2^2}{R_1^2} = \frac{e^{c_2/\lambda T_2} - 1}{e^{c_2/\lambda T_1} - 1},$$

где T_1, T_2 - эффективные температуры компонент ТДЗ; λ - длина волны, на которой наблюдается звезда; $c_2 = hc/k = 1.43883 \text{ см/град}$..

Обе компоненты РГП-систем удовлетворяют эмпирическому соотношению масса (M) - эффективная температура (T_{sp}) для звезд Главной последовательности. Для звезд, более ранних, чем М0 (т.е. практически для компонент всех наблюдаемых систем типа РГП), из [6]:

$$\log M = 1.504 \cdot \log T_{sp} - 5.598,$$

откуда $T_{sp} = 5275 \cdot M^{0.665}$. Для $\lambda \approx 5400 \text{ \AA}$ получим

$$\gamma = \frac{e^{5.051 M_2^{-0.665}} - 1}{e^{5.051 M_1^{-0.665}} - 1}.$$

Зная γ , легко найдем L_1 из соотношения $L_1/L_2 = \gamma/k^2$ и $L_1 + L_2 = 1$ при различных значениях M_1 и M_2 :

$$L_1 = \begin{cases} \frac{\gamma}{\gamma + q^{1.304}}, & \log M_1 \geq \log M_2 \geq 0.14, \\ \frac{\gamma}{\gamma + 1.024 \frac{M_2^{2.06}}{M_1^{1.304}}}, & \log M_1 \geq 0.14 \geq \log M_2, \\ \frac{\gamma}{\gamma + q^{2.06}}, & 0.14 \geq \log M_1 \geq \log M_2. \end{cases} \quad (11)$$

Теперь найдем α_{sp} и затем (по таблицам Цесевича [7]) определим

$p_{sp} = p(k, \alpha_{sp})$. Затем по формуле (2) определим геометрическую вероятность.

3. *Фотометрическая вероятность.* Вероятность W_2 определим следующим образом. Пусть в момент первого наблюдения t_1 (которому соответствует фазовый угол θ_1) блеск переменной звезды соответствует $m(\theta_1)$, а в момент второго наблюдения t_2 (с фазовым углом θ_2) блеск ее соответствует $m(\theta_2)$. При сравнении одной пары пластинок, полученных в произвольные моменты t_1 и t_2 , разность блеска звезды соответствует $\Delta m = m(\theta_1) - m(\theta_2)$ и при $\Delta m \geq \Delta m_{min}$ возможно обнаружение ее с вероятностью $F(\Delta m, \bar{m})$ (где вид функции F зависит от способа открытия переменной звезды, внимательности наблюдателя и ряда других субъективных факторов). Согласно Плауту [5], для сравнительно ярких звезд ($\bar{m} \leq 15^m$), для которых мы, в основном, проводим статистические исследования, зависимость от \bar{m} очень слабая, а зависимость F от Δm может быть представлена приближенно в виде:

$$F(\Delta m) = \begin{cases} 0, & \Delta m \leq 0^m.25, \\ -0.04 + 0.5\Delta m, & 0^m.25 \leq \Delta m \leq 1^m.7, \\ \approx 0.83, & \Delta m \geq 1^m.7. \end{cases} \quad (12)$$

Величина Δm при данных значениях θ_1 и θ_2 определяется формой кривой блеска и глубинами минимумов; она зависит от физических параметров компонент системы, размеров и угла наклона орбиты: $\Delta m = \Delta m(M_1, q, A, i)$. Δm определяется следующим образом:

$$m = -2.5 \log L + m_0,$$

где L - блеск системы в данный момент времени.

Блеск системы L в случае затмения типа $B \rightarrow M$ выражается формулой:

$$L = 1 - \alpha L_2 = 1 - \alpha(1 - L_1),$$

а в случае затмения типа $M \rightarrow B$ (используя (7) и (9)):

$$L = 1 - L_D = 1 - \alpha \frac{L_1}{1 + A(k)} \left[1 - (1 - k^2)^{3/2} \right].$$

В дальнейшем нам необходимо осуществить моделирование кривой блеска звезды. Различные участки кривой блеска соответствуют определенным типам затмений. Всего их может быть четыре:

1. Полное затмение ($\alpha = 1, -1/k \leq p \leq -1$);
2. Частные фазы полного затмения ($0 < \alpha < 1, -1 < p \leq 1$);
3. Кольцевое затмение ($\alpha \geq 1, -1/k \leq p \leq -1$);
4. Частные фазы кольцевого затмения ($0 < \alpha < 1, -1 < p \leq 1$).

Основная проблема опять же заключается в нахождении фотометрической фазы. Остановимся на этом подробнее.

Прежде всего, рассмотрим частные фазы полного затмения, то

есть когда закрывается малая звезда, заходя за большую. Воспользуемся формулами (5) для нахождения α .

Второй интеграл находится без труда в полярных координатах, начало которых находится в центре диска малой звезды:

$$L_{DA} = I_0 \int_0^{2\pi} \int_0^{r_2} \sqrt{1 - \left(\frac{\rho}{r_2}\right)^2} \rho d\rho d\varphi = \frac{2}{3} \pi I_0 r_2^2. \quad (13)$$

Нахождение L_D сводится к определению интеграла:

$$L_D = I_0 \iint_{\Omega} \sqrt{1 - \frac{x^2 + y^2}{r_2^2}} dx dy,$$

где область интегрирования определяется следующими условиями: по переменной x интегрируем в постоянных пределах от $\delta - r_1$ до r_2 , а по переменной y интегрируем от $y_0 = -\sqrt{r_1^2 - (x - \delta)^2}$ до $y_1 = +\sqrt{r_1^2 - (x - \delta)^2}$. Здесь $\delta = r_1 + r_2 \cdot p$, а геометрическую глубину затмения можно вычислить

по формуле $p = \frac{1}{r_2} \sqrt{1 - \sin^2 i \cos^2 \theta} - \frac{r_1}{r_2}$.

Таким образом, получим следующее:

$$L_D = 2 I_0 \int_{\delta - r_1}^{r_2} \int_0^{\sqrt{r_1^2 - (x - \delta)^2}} \sqrt{1 - \frac{x^2 + y^2}{r_2^2}} dx dy.$$

При вычислении этого интеграла были использованы специальные функции Вейерштрасса $\beta(u)$, $\zeta(u)$ и $\sigma(u)$. В работе [8] приведен окончательный результат для вычисления L_D :

$$\begin{aligned} \frac{L_D}{\gamma} = & \frac{\pi r_2^3}{6} + \frac{r_2^3}{3} \left\{ \left[E\left(\frac{\pi}{2}\right) - F\left(\frac{\pi}{2}\right) \right] \cdot [F^*(\varphi_2) - F^*(\varphi_1)] + [E^*(\varphi_2) - E^*(\varphi_1)] \cdot F\left(\frac{\pi}{2}\right) \right\} + \\ & + \frac{1}{6\sqrt{\delta r_1}} \left\{ [U\delta^3 + V\delta^2 + W\delta + X] F\left(\frac{\pi}{2}\right) - [Y\delta^3 + Z\delta] E\left(\frac{\pi}{2}\right) \right\}, \quad (14) \end{aligned}$$

где

$$\begin{aligned} \gamma = \frac{2 I_0}{r_2}, \quad U = -\frac{2}{3} r_1, \quad V = -\frac{10}{3} r_1^2, \quad W = \frac{8}{3} r_2^2 r_1 + r_2^3 - \frac{14}{3} r_1^3, \\ X = -r_2^4 + 4 r_2^2 r_1^2 - r_2^3 r_1 - 2 r_1^4, \quad Y = -\frac{4}{3} r_1, \quad Z = \frac{16}{3} r_2^2 r_1 - \frac{28}{3} r_1^3 \end{aligned}$$

и

$$\left\{ \begin{aligned} F^*(\varphi_i) &= \int_0^{\varphi_i} \frac{d\psi}{\sqrt{1 - \chi^2 \sin^2(\psi)}}; & E^*(\varphi_i) &= \int_0^{\varphi_i} \sqrt{1 - \chi^2 \sin^2(\psi)} d\psi, \\ F\left(\frac{\pi}{2}\right) &= \int_0^{\frac{\pi}{2}} \frac{d\psi}{\sqrt{1 - K^2 \sin^2(\psi)}}; & E\left(\frac{\pi}{2}\right) &= \int_0^{\frac{\pi}{2}} \sqrt{1 - K^2 \sin^2(\psi)} d\psi, \\ & & K^2 &= 1 - \chi^2, \end{aligned} \right.$$

$F^*(\varphi_1)$ - эллиптический интеграл 1-го рода,

$E^*(\varphi_1)$ - эллиптический интеграл 2-го рода.

Вычисление эллиптических интегралов 1-го и 2-го рода ищется в виде ряда по степеням χ ($\chi^2 < 1$) [9]. Чтобы найти углы φ_1 и φ_2 необходимо решить относительно них следующее:

$$\sin^2(\varphi_1) = \frac{2\delta}{\delta + r_1 + r_2}, \quad \sin^2(\varphi_2) = \frac{2r_1}{\delta + r_1 + r_2}.$$

Параметр χ^2 , или что то же самое $\sin^2\theta$, определяется из формулы

$$\chi^2 = 1 - K^2 = \sin^2\theta = \frac{(\delta + r_1)^2 - r_2^2}{4r_1\delta}.$$

Таким образом, задача о нахождении функций $\alpha = \alpha(p, k)$ для частных фотометрических фаз полного затмения полностью решена.

Задачу вычисления фотометрических фаз кольцеобразного затмения мы вынуждены разделить на две отдельные задачи. Именно, мы отдельно рассматриваем частные фазы затмения и его кольцевые фазы.

Как и раньше, мы определяем фотометрическую фазу затмения как отношение потери блеска в данный момент к той потере блеска, какую имела бы система в момент внутреннего касания дисков звезд. В данном случае этот момент знаменует конец частной фазы затмения и начало кольцеобразной его фазы.

Обозначим по-прежнему через L_D потерю блеска в данный момент, а через L_{D_1} - потерю блеска в момент второго контакта. Хотя обозначения остаются прежними, но формулы, определяющие величины L_D и L_{D_1} , а также их смысл изменяются. Из формулы (14) можно получить необходимое нам выражение для определения L_D , если заменить во всей совокупности формул величину r_1 величиной r_2 и наоборот.

Величина L_{D_1} имеет совершенно отличный от прежнего вид. Потеря блеска L_{D_1} равна блеску той части большой, затмеваемой звезды, которая закрыта диском малой звезды, при условии внутреннего касания дисков звезд. Данная величина выражается двойным интегралом, распространенным по затемненной части диска большой звезды. Задача решается в прямоугольных координатах, начало которых помещено в центре большой, затмеваемой звезды. Яркость элемента поверхности $d\sigma = d\chi \cdot dy$, находящегося на расстоянии ρ от начала координат, равна:

$$I(\omega) = I_0 \cos\omega = I_0 \sqrt{1 - \frac{x^2 + y^2}{r_1^2}}.$$

Следовательно,

$$L_{D_1} = I_0 \iint_{\Omega_1} \sqrt{1 - \frac{x^2 + y^2}{r_1^2}} dx dy.$$

В последнем интеграле область интегрирования определяется следующими условиями: по переменной y интегрирование ведется от $y_0 = -\sqrt{r_2^2 - (x - \delta)^2}$ до $y_1 = +\sqrt{r_2^2 - (x - \delta)^2}$ и по x от $x = r_1 - 2r_2$ до $x = r_1$. Замечая, что $\delta = r_1 - r_2$, получаем $y_0 = -\sqrt{(2r_2 - r_1 + x)(r_1 - x)}$ и $y_1 = +\sqrt{(2r_2 - r_1 + x)(r_1 - x)}$.

После вычисления получаем:

$$L_{DM} = \frac{r_1}{2I_0} \left(\frac{2}{3} r_1^3 \arcsin \sqrt{k} - \frac{\sqrt{r_1 - r_2} \sqrt{r_2}}{9} (6r_1^2 + 4r_1r_2 - 16r_2^2) \right). \quad (15)$$

Итак, мы теперь можем вычислить, зная величины L_D и L_{DM} , фотометрические фазы затмения α для частных фаз.

Для решения задачи о вычислении фаз α для кольцевых частей затмения вводят переменную q , связанную довольно простым соотношением с переменной величиной p :

$$q = -\frac{k(1+p)}{1-k}. \quad (16)$$

Величина q во время кольцевых фаз затмения пробегает, независимо от отношения радиусов звезд k , значения от нуля до единицы. При внутреннем касании дисков q равна нулю, в момент концентрического расположения дисков звезд она равна единице.

Обозначим через $\alpha_M = \alpha(1, k)$ наибольшую фотометрическую фазу, которая возможна при данном k . Ее нетрудно вычислить, она равна отношению максимальной возможной потери блеска L_{DM} (8) к потере блеска L_{DM} (15).

Введем новую функцию $X = X(q, k)$ при помощи выражения:

$$X(q, k) = \frac{\alpha(q, k) - 1}{\alpha(1, k) - 1}. \quad (17)$$

Отсюда находим функцию $\alpha(q, k)$:

$$\alpha(q, k) = 1 + X(q, k)(\alpha(1, k) - 1). \quad (18)$$

Функция $X = X(q, k)$ табулирована в работе [7]. Таким образом, интерполируя таблицы Цесевича, можно вычислить частные фазы α для кольцевых частей затмения.

Найдя $m(\theta_1)$ и $m(\theta_2)$, вычисляем $F(\Delta m) = F(\theta_1, \theta_2)$ по формуле (12). Затем определяем W_2 (при сравнении одной пары фотопластинок) по формуле:

$$W_2 = \frac{1}{4\pi^2} \int_0^{2\pi} \int_0^{2\pi} F(\theta_1, \theta_2) d\theta_1 d\theta_2. \quad (19)$$

Оценка W_2 выполнялась методом Монте-Карло. Для этого производилась выборка N независимых пар случайных чисел ξ_i, η_i , равномерно

распределенных в интервале $[0; 2\pi]$. Интеграл в (19) оценивался как

$$W_2 = F(\langle \xi, \eta \rangle) = \frac{1}{N} \sum_i F(\xi_i, \eta_i). \quad (20)$$

Объем выборки определяет точность оценки и должен быть достаточно большим. В нашей работе $N = 5000$.

Переход от $W_2(1)$ (сравнение одной пары фотопластинок) к $W_2(4)$ (сравнение четырех независимых пар фотопластинок) осуществлялся с помощью формулы

$$W(n) = 1 - [1 - W(1)]^n. \quad (21)$$

4. *Полная вероятность.* Полная вероятность открытия тесных двойных систем типа РГП как затменных переменных равна $W = W_1 \cdot W_2$. Так как в данной работе искомая вероятность рассматривается как функция от массы главной компоненты (M_1), большой полуоси орбиты

Таблица 1

ПОЛНАЯ ВЕРОЯТНОСТЬ ОТКРЫТИЯ $W \cdot 10^2$ ДЛЯ ГИПОТЕЗЫ "D"

logA	logM ₁											
	0.0	0.1	0.2	0.3	0.4	0.5	0.6	0.7	0.8	0.9	1.0	
1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	
$q = 0.55 \quad i = 75^\circ$												
0.55	0.425											
0.65	0	0.466	1.395									
0.75	0	0	0.387	1.523	2.745							
0.85	0	0	0	0.420	1.004	1.968						
0.95	0	0	0	0	0	0.446	1.353	2.111				
1.05	0	0	0	0	0	0	0	0.715	1.666	2.628		
1.25	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0.457	
$q = 0.55 \quad i = 80^\circ$												
0.55	1.413											
0.65	0.737	1.464	1.978									
0.75	0	0.749	1.104	2.211	3.827							
0.85	0	0	0.523	1.233	1.869	2.764						
0.95	0	0	0	0.528	0.914	1.575	2.194	2.998				
1.05	0	0	0	0	0.325	0.659	0.980	1.669	2.619	3.416		
1.25	0	0	0	0	0	0	0	0.151	0.602	0.925	1.564	
$q = 0.55 \quad i = 85^\circ$												
0.55	1.502											
0.65	0.973	1.607	2.075									
0.75	0.621	0.960	1.418	2.365	4.245							
0.85	0.345	0.629	0.822	1.461	2.781	3.447						
0.95	0.163	0.351	0.521	0.933	1.660	2.253	2.837	3.843				
1.05	0	0.172	0.263	0.537	0.888	1.251	1.765	2.339	3.020	4.171		
1.25	0	0	0	0.146	0.234	0.388	0.561	0.847	1.164	1.617	2.157	
1.45	0	0	0	0	0	0	0.111	0.212	0.330	0.552	0.692	

Таблица 1 (продолжение)

1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12
$q = 0.55 \quad i = 90^\circ$											
0.55	1.624										
0.65	1.081	1.601	2.171								
0.75	0.655	0.994	1.336	2.477	4.801						
0.85	0.395	0.667	0.853	1.589	2.814	3.639					
0.95	0.265	0.378	0.521	1.086	1.811	2.249	2.795	3.749			
1.05	0.162	0.260	0.331	0.634	1.122	1.552	1.847	2.466	3.182	4.198	
1.25	0.059	0.095	0.136	0.242	0.473	0.545	0.773	1.091	1.356	1.789	2.090
1.45	0.031	0.051	0.053	0.103	0.179	0.231	0.280	0.391	0.570	0.685	0.948
$q = 0.65 \quad i = 75^\circ$											
0.55	1.449										
0.65	0	1.505	2.630								
0.75	0	0	1.184	2.440	3.287						
0.85	0	0	0	1.007	1.361	2.392					
0.95	0	0	0	0	0	0.775	1.591	2.583			
1.05	0	0	0	0	0	0	0.131	1.114	1.824		
1.25	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0.376	0.825
$q = 0.65 \quad i = 80^\circ$											
0.55	2.443										
0.65	1.270	2.307	3.365								
0.75	0.550	1.192	1.803	3.298	4.230						
0.85	0	0.469	0.899	1.813	2.285	3.332					
0.95	0	0	0.402	0.901	1.286	1.828	2.616	3.765			
1.05	0	0	0	0.362	0.426	0.794	1.361	2.050	2.797		
1.25	0	0	0	0	0	0	0	0.282	0.726	1.160	1.848
1.45	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0.232
$q = 0.65 \quad i = 85^\circ$											
0.55	2.874										
0.65	1.718	2.829	3.688								
0.75	1.054	1.806	2.396	3.837	5.598						
0.85	0.612	0.969	1.411	2.443	3.244	4.216					
0.95	0.263	0.512	0.821	1.484	2.174	2.477	4.128	5.610			
1.05	0.127	0.313	0.494	0.850	1.196	1.562	2.296	3.334	4.750		
1.25	0	0	0.107	0.227	0.291	0.464	0.643	0.946	1.704	2.371	3.440
1.45	0	0	0	0	0	0.049	0.177	0.279	0.408	0.681	1.153
$q = 0.65 \quad i = 90^\circ$											
0.55	3.050										
0.65	1.870	3.019	4.055								
0.75	1.128	1.936	2.611	4.074	5.407						
0.85	0.701	1.126	1.450	2.664	3.586	4.522					
0.95	0.499	0.755	0.991	1.669	2.327	2.853	4.258	5.946			
1.05	0.315	0.456	0.663	1.055	1.340	1.881	2.973	3.782	5.610		
1.25	0.142	0.182	0.263	0.452	0.539	0.634	1.152	1.608	2.314	3.001	3.706
1.45	0.047	0.062	0.084	0.168	0.243	0.326	0.462	0.622	0.898	1.239	1.788

Таблица 1 (продолжение)

1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12
$q = 0.75 \quad i = 75^\circ$											
0.55	1.981										
0.65	0.623	1.988	3.433								
0.75	0	0.457	1.541	2.220							
0.85	0	0	0.347	0.740	1.524	2.460					
0.95	0	0	0	0	0	0.946	1.822	3.250			
1.05	0	0	0	0	0	0	0.419	1.278	2.082		
1.25	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0.652	1.130
$Q = 0.75 \quad i = 80^\circ$											
0.55	2.994										
0.65	1.735										
0.75	0.706	2.979	4.403								
0.85	0	1.529	2.665	3.129							
0.95	0	0.768	1.202	1.792	2.554	4.675					
1.05	0	0	0.455	0.763	1.253	1.880	3.706	5.559			
1.25	0	0	0	0.147	0.543	0.945	1.424	3.021	4.534		
1.45	0	0	0	0	0	0	0	0.411	0.847	1.745	2.941
1.45	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0.275
$q = 0.75 \quad i = 85^\circ$											
0.55	4.094										
0.65	2.589	3.961	5.841								
0.75	1.456	2.423	3.909	5.269							
0.85	0.848	1.446	2.031	3.044	4.301	6.247					
0.95	0.405	0.766	1.107	1.744	2.721	3.761	5.504	7.433			
1.05	0.200	0.387	0.606	0.846	1.474	2.166	3.179	4.357	6.367		
1.25	0	0	0.140	0.206	0.304	0.504	0.958	1.483	2.318	3.293	4.384
1.45	0	0	0	0	0	0.069	0.148	0.304	0.611	1.022	1.440
$q = 0.75 \quad i = 90^\circ$											
0.55	4.570										
0.65	2.796	4.237	6.509								
0.75	1.740	2.552	4.172	6.395							
0.85	1.125	1.699	2.750	3.807	5.131	6.873					
0.95	0.763	1.001	1.561	2.655	3.552	4.310	5.935	7.605			
1.05	0.447	0.572	1.250	1.639	2.179	2.982	3.905	5.252	6.843		
1.25	0.155	0.251	0.388	0.675	0.843	1.249	1.616	1.997	2.907	3.803	4.799
1.45	0.066	0.133	0.182	0.261	0.398	0.458	0.679	0.908	1.156	1.562	2.069
$q = 0.85 \quad i = 75^\circ$											
0.55	2.319										
0.65	0.779	2.250	4.685								
0.75	0	0.768	1.638	1.945							
0.85	0	0	0.555	0.641	1.553	3.600					
0.95	0	0	0	0	0	0.949	2.452				
1.05	0	0	0	0	0	0	0.383	1.327	3.593		
1.25	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0.210	1.449
$q = 0.85 \quad i = 80^\circ$											
0.55	3.949										
0.65	1.726	4.600	6.473								
0.75	0.810	2.008	3.614	4.656							

Таблица 1 (продолжение)

1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12
0.85	0.185	0.831	1.661	2.299	3.627	5.518					
0.95	0	0.141	0.600	0.812	1.713	2.877	4.637				
1.05	0	0	0.072	0.104	0.565	1.271	2.168	3.571	5.500		
1.25	0	0	0	0	0	0	0	0.397	1.265	2.221	3.457
1.45	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0.396
$q = 0.85 \quad i = 85^\circ$											
0.55	6.026										
0.65	3.560	6.146	8.074								
0.75	1.977	3.753	4.889	6.313							
0.85	1.116	2.125	3.002	3.736	5.364	7.118					
0.95	0.452	1.151	1.747	2.287	3.202	4.355	5.695				
1.05	0.223	0.491	0.888	1.207	1.953	2.724	3.700	4.780	6.782		
1.25	0	0.039	0.142	0.207	0.446	0.809	1.205	1.748	2.614	3.553	4.962
1.45	0	0	0	0	0	0.076	0.190	0.446	0.761	1.160	1.630
$q = 0.85 \quad i = 90^\circ$											
0.55	6.535										
0.65	4.352	6.734	8.768								
0.75	2.768	4.302	5.413	7.039							
0.85	1.737	2.837	3.598	4.516	6.073	7.714					
0.95	1.051	1.856	2.468	2.839	3.774	4.951	7.072				
1.05	0.707	1.167	1.552	1.868	2.515	3.391	4.474	6.019	7.736		
1.25	0.300	0.417	0.650	0.715	1.049	1.520	1.887	2.446	3.262	4.152	5.787
1.45	0.125	0.201	0.261	0.309	0.458	0.583	0.765	1.044	1.398	1.737	2.364
$q = 0.95 \quad i = 75^\circ$											
0.55	3.267										
0.65	0.666	3.396	4.513								
0.75	0	0.696	1.414	3.430							
0.85	0	0	0	0.517	2.392	4.311					
0.95	0	0	0	0	0	1.358	3.174				
1.05	0	0	0	0	0	0	0.421	2.204	4.336		
1.25	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0.238	2.204
$q = 0.95 \quad i = 80^\circ$											
0.55	5.339										
0.65	2.832	5.601	6.311								
0.75	1.163	2.944	3.456	5.300							
0.85	0.114	1.209	1.652	2.800	4.250	6.182					
0.95	0	0.127	0.307	1.236	2.202	3.471	4.932				
1.05	0	0	0	0	0.705	1.611	2.690	4.196	6.187		
1.25	0	0	0	0	0	0	0	0.693	1.598	2.503	4.095
1.45	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0.638
$q = 0.95 \quad i = 85^\circ$											
0.55	6.534										
0.65	4.233	7.005	7.850								
0.75	2.590	4.222	4.734	6.975							
0.85	1.429	2.442	2.873	4.195	4.954	7.922					
0.95	0.742	1.345	1.623	2.254	3.457	4.830	6.549				
1.05	0.285	0.755	0.870	1.381	2.097	2.849	3.916	5.675	7.616		

Таблица 1 (окончание)

1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12
1.25	0	0.029	0.071	0.338	0.574	0.917	1.350	1.947	2.791	3.913	5.413
1.45	0	0	0	0	0	0.066	0.307	0.563	0.842	1.282	1.844
$q = 0.95 \quad i = 90^\circ$											
0.55	7.521										
0.65	5.144	7.922	8.830								
0.75	3.088	5.030	5.909	7.860							
0.85	2.192	3.228	3.582	5.313	6.642	8.473					
0.95	1.335	2.046	2.518	3.205	4.392	5.656	7.608				
1.05	0.791	1.387	1.601	2.019	2.627	3.849	4.466	6.608	8.350		
1.25	0.321	0.555	0.590	0.858	1.198	1.530	2.115	2.809	3.516	4.702	6.228
1.45	0.132	0.230	0.232	0.389	0.443	0.670	0.816	1.143	1.500	1.970	2.667

(А), отношения масс компонент (q) и угла наклона орбиты (i), то в качестве исходных данных использовались следующие величины:

- 1) отношение масс компонент: $q = 0.45, 0.55, K, 0.95$;
- 2) логарифм массы главной компоненты: $\log M_1 = 0.0, 0.1, K, 1.0$;
- 3) логарифм большой полуоси орбиты: $\log A = 0.55, 0.65, K, 1.45$;
- 4) угол наклона орбиты: $i = 75^\circ, 80^\circ, 85^\circ, 90^\circ$.

Масса главной компоненты и большая полуось орбиты измеряются в солнечных единицах.

Полученные результаты представлены в виде табл.1. Как видно из таблицы, с уменьшением угла наклона орбиты i и увеличением большой полуоси орбиты A вероятности открытия W ТДЗ типа РПБ быстро убывают. Причем, зависимость W от большой полуоси орбиты более сильная. При малых углах наклона орбиты i вероятности открытия даже при небольших A равны нулю.

Также представлен график сравнения полной вероятности открытия разделенных ТДЗ для "U" и "D" гипотез (рис.2). Из рис.2 следует, что полная вероятность открытия ТДЗ данного типа для "D" гипотезы меньше, чем для "U", хотя отличие не очень существенно. Это объясняется следующими причинами: 1) Для наблюдения затмения необходимо, чтобы диски звезд перекрывались настолько, что разность в блеске компонент была равна порогу обнаружения. Так как яркость звезды к краю диска в гипотезе "D" меньше, то доля затмеваемой поверхности для достижения порога обнаружения здесь должна быть больше, чем в гипотезе "U". А это ведет к уменьшению геометрической вероятности открытия; 2) Для гипотезы "D" в случае затмения $M \rightarrow B$, которое соответствует главному минимуму для разделенных ТДЗ, после второго контакта блеск системы продолжает уменьшаться, и глубина затмения в этом случае будет больше, чем для "U" гипотезы. Поэтому разность глубин минимумов для "D"

гипотезы больше, чем для "U", и так как фотометрическая вероятность определяется разностью блеска затменной переменной звезды, то это

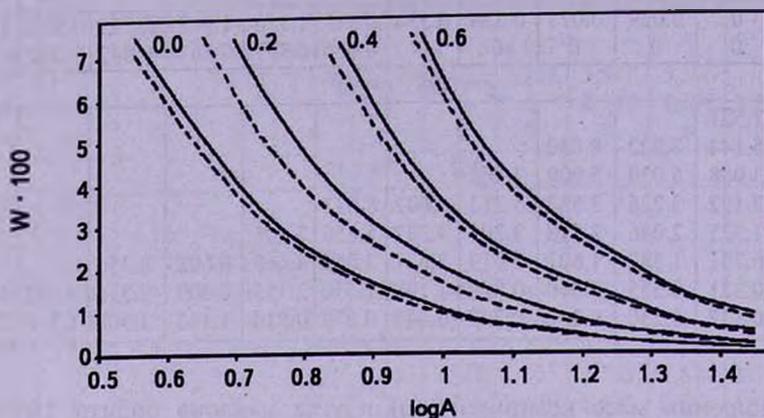


Рис.2. Сравнение вероятностей W открытия РГП-систем как затменных переменных в зависимости от массы главной компоненты M_1 и большой полуоси орбиты A при $q = 0.95$ и $i = 90^\circ$ для "D" гипотезы (пунктирная линия) и для "U" гипотезы (сплошная линия).

приведет к увеличению фотометрической вероятности открытия. 3) Фотометрическая вероятность определяется также формой кривой блеска, которая отличается в случае "U" и "D" гипотез.

5. *Пространственная плотность РГП-систем.* Исследование основано на материале Каталога приближенных фотометрических и абсолютных элементов затменных переменных звезд Свечникова и Кузнецовой [10]. Этот каталог включает сведения о 437 системах типа РГП, из которых 273 - системы с известными спектрами главных компонент Sp_1 . В данной работе рассматривались только такие системы.

При определении истинной численности ТДЗ необходимо вводить поправки, связанные с вероятностью обнаружения ТДЗ данного типа как затменных переменных звезд. Выше был изложен метод оценки вероятности открытия ТДЗ типа РГП как затменных переменных звезд в зависимости от большой полуоси их орбиты A , массы главной компоненты M_1 , отношения масс компонент q и угла наклона орбиты i . Однако в действительности вероятность открытия зависит и от звездной величины системы m_v , поэтому для слабых звезд эффекты селекции становятся более сложными. В связи с этим для систем с m_v больше некоторого граничного значения $m_{v,гр}$ необходимо учитывать неполноту исследуемой выборки.

Полнота выборки может быть определена по подсчетам числа всех ТДЗ данного типа в 1 пк^3 , оцененного для различных значений объема $V(M_1')$, который определяется массой главной компоненты M_1' и принятым значением $m_{v,гр}$.

Объем V_i определяется следующим образом. Для данного значения M_1^i , используя зависимость масса - светимость для звезд Главной последовательности [6], можно оценить абсолютную болометрическую величину главной компоненты M_{1bol}^i и, при заданном значении m_{vzp} , найти предельное расстояние r_{zp}^i из уравнения

$$M_{bol}^i = m_{vzp} + \Delta m_{bol}^i + 5 - 5 \log r_{zp}^i - \bar{A} r_{zp}^i, \quad (22)$$

где $\bar{A} = 0.0019 \text{ пк}^{-1}$ - средняя величина межзвездного поглощения [11]; $M_{bol}^i = M_{1bol}^i - \Delta m^i$ - абсолютная болометрическая величина системы в максимуме блеска (Δm^i - поправка для перехода от M_{1bol}^i к M_{bol}^i ; в среднем для РГП-систем $\Delta m^i = 0^m.48$ согласно [12]); Δm_{bol}^i - болометрическая поправка для звезд с M_{1bol}^i , взятая из [13].

Зная r_{zp}^i , объем V_i оцениваем как объем шарового слоя с радиусом r_{zp}^i и толщиной $h = 180 \text{ пк}$, поскольку, согласно [14], эффективная полутолщина плоской системы в Галактике, которую образуют ТДЗ, составляет $\approx 90 \text{ пк}$.

Чтобы оценить число РГП-систем в данном интервале масс главных компонент в единичном объеме пространства, необходимо знать расстояние до каждой системы. Расстояние до наблюдаемых ТДЗ типа РГП были вычислены по формуле (22). Далее, для каждой затменной системы (с $r \leq r_{zp}$) была определена вероятность открытия $W_i(M_1, A, q, i)$ путем последовательной линейной интерполяции по табл.1 и найдена сумма всех $\sum_j \frac{1}{W_j} = N_0^i$ в данном интервале изменения масс.

При этом из рассмотрения исключались системы, для которых вероятность $W_i < 0.001$, так как при столь малых значениях W_i могли возникнуть неточности в определении вероятности, приводящие к значениям N_0^i , очень сильно отличающимся от действительности. Полученное значение N_0^i делилось на объем пространства V_p в котором наблюдаются ТДЗ типа РГП с данными массами.

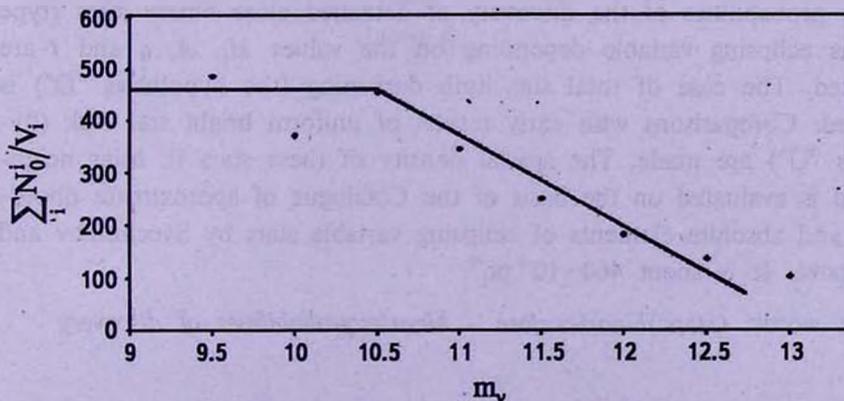


Рис.3. Численность РГП-систем в 1 пк^3 , подсчитанная для различных значений m_{vzp} .

Зная суммарное количество ТДЗ в единичном объеме пространства $\sum_i \frac{N'_i}{V_i}$, получена зависимость пространственной плотности РГП-систем от звездной величины (рис.3). Из данной зависимости можно определить значение звездной величины, до которой выборка будет полной. В данном случае это соответствует $m_{\text{вер}} = 10^m.5$.

Полное число систем типа РГП в 1 пк^3 в однородном слое толщиной 180 пк в окрестностях Солнца составляет $\approx 460 \cdot 10^{-6}$, что близко к значению, полученному ранее по тому же наблюдательному материалу в работе [15] ($\approx 660 \cdot 10^{-6}$), где использовались вероятности открытия РГП-систем, оцененные для случая равномерно ярких дисков звезд. В случае полного потемнения диска звезды к краю вероятности открытия оказались немного меньше, что привело к увеличению числа систем, у которых $W_i < 0.001$. Следствием этого и является отличие в значении пространственной плотности РГП-систем для "U" и "D" гипотез.

¹ Челябинский государственный университет,
e-mail: eretnova@csu.ru

² Уральский государственный университет им. М.Горького, Россия

INFLUENCE OF STAR LIMB DARKENING LAW ON THE PROBABILITIES OF THE DISCOVERY OF DETACHED CLOSE BINARY STARS AS ECLIPSING VARIABLES

O.V.ERETNOVA¹, M.A.SVECHNIKOV², M.A.EBEL¹

The probabilities of the discovery of detached close binary stars (type DM) as eclipsing variable depending on the values M_1 , A , q and i are calculated. The case of total star limb darkening (the hypothesis "D") is described. Comparisons with early results of uniform bright star disk (hypothesis "U") are made. The spatial density of these stars in solar neighborhood is evaluated on the basis of the Catalogue of approximate photometric and absolute elements of eclipsing variable stars by Svechnikov and Kuznetsova. It is about $460 \cdot 10^{-6} \text{ pc}^{-3}$.

Key words: (stars:)binaries:close - binaries:probabilities of discovery

ЛИТЕРАТУРА

1. *М.А.Свечников, О.В.Еретнова*, Астрономо-геодезические исследования, Екатеринбург, 75, 1991.
2. *М.А.Свечников, О.В.Еретнова, М.Н.Ольнева, Т.А.Тайдакова*, Научные информации, Зинатие, Рига, 67, 15, 1989.
3. *М.А.Свечников*, Каталог орбитальных элементов, масс и светимостей тесных двойных звезд, Изд. УрГУ, Иркутск, 1986, с.226.
4. *П.Н.Холопов*, Общий каталог переменных звезд, 4 изд., Наука, М., 1985.
5. *Н.Е.Курочкин*, Методы исследования переменных звезд, Наука, М., 1971.
6. *С.Ю.Горда, М.А.Свечников*, Астрон. ж., 76, 598, 1999.
7. "Затменные переменные звезды" Под ред. В.П.Цесевича, Наука, М., 352, 1971.
8. *В.П.Цесевич*, Методы исследования затменных переменных звезд, ОГИЗ: Гостехтеориздат, М.-Л., 3, 1947.
9. *Г.Б.Двайт*, Таблицы интегралов и другие математические формулы, Наука, М., 1983.
10. *М.А.Свечников, Э.Ф.Кузнецова*, Каталог приближенных фотометрических и абсолютных элементов затменных переменных звезд, Изд. УрГУ, Екатеринбург: 1, 2, 456, 1990.
11. *К.У.Аллен*, Астрофизические величины, Мир, М., 364, 1977.
12. *М.А.Свечников, Т.А.Тайдакова*, Бюл. Абастум. астрофиз. обсерв., 58, 305, 1985.
13. *D.M.Popper*, Ann. Rev. Astron. Astrophys., 18, 115, 1980.
14. *Л.Ф.Истомин*, Звездные скопления и двойные системы, Свердловск, 148, 1978.
15. *М.А.Свечников, Э.Ф.Кузнецова*, Астрономо-геодезические исследования, Свердловск, 81, 1988.

CONTENTS

Total masses of the Local Group and M 81 group derived from the local Hubble flow	<i>I.D.Karachentsev, O.G.Kashibadze</i>	5
Spectral study of BIG objects on the BAO 2.6-m telescope	<i>L.A.Sargsyan, A.M.Mickaelian</i>	23
Photopolarimetry of 3C 66A in 2003	<i>Yu.S.Efimov, N.V.Primak</i>	41
The spectral observations of the stars, associated with Nebulae. I. PP52, PP57, PP63, PP89	<i>Elma S.Parsamian, L.G.Gasparian</i>	61
The spectral study of HH12 object	<i>E.R.Hovhannessian, T.Yu.Magakian, T.A.Movsessian</i>	71
Influence of stellar wind on the long-term spectral variability of H α emission. The case of Herbig Ae star HD 31648	<i>O.V.Kozlova</i>	81
FBS 2213+421: A dust-enshrouded long-period AGB Mira variable?	<i>K.S.Gigoyan, D.Russeil</i>	91
Generation of toroidal magnetic field in the rotating neutron stars	<i>D.M.Sedrakian</i>	97
On the connection of pulsars with the remnants of supernova outbursts	<i>V.H.Malumyan, A.N.Harutyunyan</i>	103
The BM Ori system. IV. The new component	<i>E.A.Vitrichenko, V.G.Klochkova, V.V.Tsymbal</i>	111
Magnetic field structure and accretion modes of the asynchronous polar BY Cam	<i>E.P.Pavlenko</i>	121
Colour functions of stellar systems	<i>M.V.Kasjanova, Yu.A.Shchekinov</i>	139
Influence of star limb darkening law on the probabilities of the discovery of detached close binary stars as eclipsing variables	<i>O.V.Eretnova, M.A.Svechnikov, M.A.Ebel</i>	151

СОДЕРЖАНИЕ (продолжение)

ГЕНЕРАЦИЯ ТОРОИДАЛЬНОГО МАГНИТНОГО ПОЛЯ ВО ВРАЩАЮЩИХСЯ НЕЙТРОННЫХ ЗВЕЗДАХ	<i>Д.М.Седракян</i>	97
О СВЯЗИ ПУЛЬСАРОВ С ОСТАТКАМИ ВСПЫШЕК СВЕРХ- НОВЫХ ЗВЕЗД	<i>В.Г.Малумян, А.Н.Арутюнян</i>	103
СИСТЕМА ВМ Оп. IV. НОВЫЙ КОМПОНЕНТ СИСТЕМЫ	<i>Э.А.Витриченко, В.Г.Клочкова, В.В.Цымбал</i>	111
СТРУКТУРА МАГНИТНОГО ПОЛЯ И АККРЕЦИОННЫЕ РЕЖИМЫ АСИНХРОННОГО ПОЛЯРА ВU Cam	<i>Е.П.Павленко</i>	121
ЦВЕТОВЫЕ ФУНКЦИИ ЗВЕЗДНЫХ СИСТЕМ	<i>М.В.Касьянова, Ю.А.Щекинов</i>	139
ВЛИЯНИЕ ЗАКОНА ПОТЕМНЕНИЯ ДИСКА ЗВЕЗДЫ К КРАЮ НА ВЕРОЯТНОСТИ ОТКРЫТИЯ РАЗДЕЛЕННЫХ ТЕСНЫХ ДВОЙНЫХ ЗВЕЗД КАК ЗАТМЕННЫХ ПЕРЕМЕННЫХ	<i>О.В.Еретнова, М.А.Свечников, М.А.Эбель</i>	151