

ԱՍՏՐՈՖԻԶԻԿԱ

ТОМ 46

МАЙ, 2003

ВЫПУСК 2

СПЕКТРОСКОПИЧЕСКОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ БОЛЬШОГО
КОЛИЧЕСТВА ГАЛАКТИК, ОБНАРУЖЕННЫХ В ОБЛАСТЯХ
ВТОРОГО БЮРАКАНСКОГО ОБЗОРА

*М.В.Гюльзаян, Дж.А.Степанян, А.Р.Петросян, Д.Кунт,
Б.МакЛен, ДЖ.Конт* 167

О РАССТОЯНИИ ДО БЛИЗКОЙ КАРЛИКОВОЙ ГАЛАКТИКИ
NGC 1569

Л.Н.Макарова, И.Д.Караченцев 181

ОЦЕНКА ФУНКЦИИ СВЕТИМОСТИ ГАЛАКТИК ТИПА M 51

С.А.Климанов 191

ФИЗИЧЕСКАЯ СВЯЗЬ ГАЛАКТИК КАЗАРЯНА С ОКРУЖАЮ-
ЩИМИ ГАЛАКТИКАМИ

М.А.Казарян, Ж.Р.Мартиросян 207

СПЕКТРАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ КРАТНЫХ IRAS - ГАЛАК-
ТИК

А.М.Микаелян, Л.Р.Оганисян, Л.А.Саргсян 221

МНОГОЦВЕТНЫЕ ФОТОМЕТРИЧЕСКИЕ ИССЛЕДОВАНИЯ
НОВОЙ V1494 Aql В 2002г.

Е.П.Павленко, О.И.Дудка, А.В.Бакланов 237

РЕЗУЛЬТАТЫ ФОТОЭЛЕКТРИЧЕСКИХ НАБЛЮДЕНИЙ

V448 ЛЕБЕДЯ

М.И.Кумсиашвили, Н.Т.Кочиашвили 249

(Продолжение на 4-й стр. обложки)

ЕРЕВАН

Խմբագրական կոլեգիա

Գլխավոր խմբագիր՝ Գ.Մ.Սեդրակյան (Հայաստան)

Գլխավոր խմբագրի տեղակալներ՝ Վ.Գ.Գորբաչևի (Ռուսաստան), Է.Ե.Խաչիկյան (Հայաստան)

Պատասխանատու թարգման՝ Ա.Տ.Բալոդյան (Հայաստան)

Գ.Ս.Բխնովատի-Վոգան (Ռուսաստան), Ա.Ա.Բոյարչուկ (Ռուսաստան), Վ.Պ.Գրինին (Ռուսաստան-Ուկրաինա), Ե.Թերպյան (ՄԱԽ), Վ.Վ.Իվանով (Ռուսաստան), Ի.Դ.Վարաշինսկի (Ռուսաստան), Դ.Վուկ (Ֆրանսիա), Ա.Գ.Նիկողոսյան (Հայաստան), Ա.Ս.Չերնայաշչուկ (Ռուսաստան), Է.Ս.Պարսամյան (Հայաստան), Գ.Ն.Սալուկվաձե (Վրաստան):

Редакционная коллегия

Главный редактор: Д.М.Седракан (Армения)

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

Ответственный секретарь: А.Т.Каллогян (Армения)

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

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

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

© Издательство "Гитутюн" НАН Республики Армения, Астрофизика, 2003



ЛЮДВИК ВАСИЛЬЕВИЧ МИРЗОЯН
(1923-1999)

К 80-ЛЕТИЮ СО ДНЯ РОЖДЕНИЯ

В этом году исполнилось бы 80 лет академику Национальной академии наук Армении Людвигу Васильевичу Мирзояну, видному ученому-астрофизику, одному из членов - учредителей редакционной коллегии журнала "Астрофизика", ставшему впоследствии (1988г.) его главным редактором. Неоценима заслуга Л.В.Мирзояна как в деле организации публикации журнала, так и в сохранении его престижа, особенно при огромных экономических трудностях пост-советского периода 90-х годов.

Л.В.Мирзоян родился 1 мая 1923г. в Ереване. В 1937г. он лишился отца, который по ложному обвинению был арестован и разделил участь многомиллионных "врагов народа". В 14 лет он остался единственным мужчиной, который должен был заботиться о семье. Однако тяга к учебе была велика и после окончания школы, одновременно работая разнорабочим, он поступил на математическое отделение физико-математического факультета Ереванского государственного университета (ЕрГУ).

С 1942 по 1945 гг. он был призван в ряды Советской армии, и как сын "врага народа" служил в рабочем батальоне. После войны Л.В.Мирзоян экстерно сдал экзамены пропущенных курсов и в 1947г. окончил университет. Этот год был судьбоносным для его дальнейшей научной карьеры. В том же году по предложению академика В.А.Амбарцумяна молодой математик поступил в Бюраканскую астрофизическую обсерваторию (БАО), с которой и

связал всю свою дальнейшую жизнь и научную деятельность.

В 1951г. Л.В.Мирзоян защитил кандидатскую диссертацию, посвященную спектральному исследованию звезд ранних спектральных классов, а в 1968г. - докторскую диссертацию по некоторым актуальным вопросам физики и кинематики молодых звезд. В 1986г. он избран членом-корреспондентом, а в 1996г. - действительным членом НАН Армении.

В течение своей научной деятельности Л.В.Мирзоян занимал высокие научно-административные посты. Став в 1953г. ученым секретарем обсерватории, а с 1959 по 1986гг. занимая должность заместителя директора БАО, он вложил много сил и энергии в дело становления обсерватории. Именно за эти годы были построены и введены в эксплуатацию метровый телескоп системы Шмидта и 2.6-м телескоп Бюраканской обсерватории. С 1965 по 1986гг. он руководил также отделом физики звезд и туманностей.

Трудно переоценить его заслугу также в деле подготовки молодых специалистов. Свою преподавательскую деятельность он начал в ЕрГУ в 1949г., а в 1970г. стал профессором этого университета. Его лекции по различным областям современной астрофизики слушало не одно поколение армянских астрономов. Многие молодые астрофизики БАО и других обсерваторий различных стран подготовили и защитили свои кандидатские диссертации под его руководством.

Научная деятельность академика Л.В.Мирзояна всегда была связана с одним из основных направлений научных разработок БАО - с изучением проявлений активности в звездных объектах и роли этих явлений в процессе их эволюции. Эти исследования были начаты еще в конце 40-х годов прошлого века в связи с открытием В.А.Амбарцумяном звездных ассоциаций. Поэтому его первые работы были посвящены спектрофотометрическому исследованию горячих ОВ звезд, а в дальнейшем им была проделана большая работа по исследованию ОВ-ассоциаций, их звездного состава и динамике. На основе известных лучевых скоростей ОВ звезд он уточнил значение постоянной Оорта, которое было принято Международным астрономическим союзом. Неоспорим его вклад в исследованиях нестационарных звезд и, в частности, вспыхивающих звезд как в звездных системах, так и в окрестностях Солнца. Многочисленные наблюдательные исследования, проводимые в Бюракане, окончательно подтвердили концепцию о закономерности стадии вспышечной активности в жизни красных карликовых звезд.

Естественно, мы не сможем останавливаться здесь на всех работах, выполненных Л.В.Мирзояном. Большая их часть опубликована в нашем журнале, к которому у него было особое отношение. Он был принципиальным редактором, обладал огромной работоспособностью и высоким долгом ученого.

Редакция журнала "Астрофизика"

УДК: 524.7

SPECTROSCOPIC STUDY OF A LARGE SAMPLE OF GALAXIES DISCOVERED IN THE SECOND BYURAKAN SURVEY FIELDS

M.V.GYULZADYAN¹, J.A.STEPANIAN², A.R.PETROSIAN¹,
D.KUNTH³, B.McLEAN⁴, G.COMTE⁵

Received 5 February 2003

The Second Byurakan Survey (SBS) is a well known combined survey, which uses the presence of UV-excess radiation in the continuum, or the presence of emission-lines in the spectra for the identification of active and star-forming galaxies. This paper reports on a comparative study of 77 galaxies identified with UV-excess, and 34 galaxies identified via emission-line techniques in the fields of the SBS. The spectroscopic parameters used for the comparison are the $[OII] \lambda 3727/H\beta$ and $[OIII] \lambda 5007/H\beta$ emission-lines ratios, the equivalent widths of $[OII] \lambda 3727$, $[OIII] \lambda 5007$ and $H\beta$ emission-lines, and the $C_{[OII]} - C_{H\beta}$ index. Spectroscopic parameters as well as new redshifts were determined from the spectra obtained with the 6m telescope of the Special Astrophysical Observatory (Russia). The main results are: 1) Galaxies discovered via UV-excess technique are preferably more active. 2) Galaxies discovered via emission-line technique are preferably high-excitation low-luminosity star-forming galaxies. 3) UV-excess galaxies with faintest UV-excess radiation are likely candidates to be LINER or Sy2 type objects.

Key words: *galaxies - UV-excess galaxies:emission - line galaxies:statistics*

1. *Introduction.* Last four decades particular interest has been devoted to the search for extragalactic blue emission-line galaxies. Many surveys have already isolated galaxies with emission-lines and blue colors. During the course of such surveys active galactic nuclei (AGN) and QSOs are occasionally found, but a large fraction of these newly discovered objects refer to galaxies with strong star formation bursts. Such blue starburst galaxies are rather common as they represent about 10% of all galaxies in the absolute magnitude range $-22.5 \leq M(B) \leq -16.5$.

Among blue emission-line galaxies, particular attention has been devoted to the subclass of low luminosity galaxies, so-called Blue Compact Dwarf Galaxies (BCDGs), with small size, high surface brightness, are gas-rich and metal-poor and in which star formation takes place in sporadic bursts. BCDGs have been used as prime targets for measuring the primordial helium abundance from their ionized gas (e.g. [1]), chemical (e.g. [2]). They also concur to the understanding of massive stellar evolution (e.g. [3]) and the triggering mechanisms for star formation processes (e.g. [4,5]) and even some clues on the nature of dark matter (e.g. [6]). Taking in account the importance to have large sample of very metal-poor BCDGs, Kunth and Sargent [7] gave a

description on how they should appear on objective-prism surveys. BCDGs, during the recent surveys, have been selected from the very presence of strong and narrow emission-lines, featureless and weak but UV-excess continua [8-10]. In spite of their high astrophysical importance, the number of classical BCDGs and their candidates is still limited to a few hundreds.

In the local universe, the majority of narrow emission-line galaxies are called HII [11,12] or starburst galaxies [13] which otherwise are normal galaxies with respect to their morphology. They share the property of forming stars at a high rate at the present epoch. The blue color and UV radiation, in excess of the reddish background of evolved giant star population, originates from a large population of newborn massive OB stars. The hard UV radiation emitted by O stars ionizes the interstellar gas and produces an emission-line spectrum. Detailed investigations of these objects give not only the clues to understand the nature of present-day star formation processes but also offer the opportunity of studying processes of star and galaxy formation and evolution at a substantial cosmological look-back time [14,15]. They help to tackle problems related to the large-scale structure of the Universe (e.g. [16]).

Since the pioneering studies by Haro [17], Zwicky [18] and Markarian [19], many surveys have been devoted to search for such galaxies. The color survey, which proceeds by searching for blue or UV-excess objects, has the advantage to select star-forming galaxies at many stages of their evolution and regardless of the metal content of the gas. Emission-line surveys are limited by seeing effects and guiding and by the limited range of redshift that photographic plates permit to explore with good efficiency. A few surveys have combined both selection criteria in order to improve the detection of objects at all possible stage of evolution. The Case [20] and Second Byurakan (SBS, [21]) as well as the Marseille [22] surveys have shown that the efficiency of finding star-forming galaxies is indeed much larger when UV-excess and line emission are looked for across the same field.

Comte et al. [23] have shown that color surveys (e.g. [24]) sample different galaxies population as compared to low-dispersion prism-objective emission-line surveys (Salzer et al. [25]). Emission-line selected samples (e.g. [25]) span a broader range of colors than purely UV-excess objects [26]. There are cases where very blue objects, emission-line selected, were also missed by most Markarian UV surveys [25] while on the contrary, only 20% of Markarian galaxies observed in Wasilewski [27] emission-line search were detected as emission-line objects. The existence of such cases is not a surprise. Within "combined surveys", in which both color and emission-line information are obtained the great majority of objects have emission-lines but only part of them possess a strong UV-excess radiation. What is the essence of this observational picture? Do some selection effects play a role or some intrinsic properties of different populations of star-forming galaxies? Petrosian et al. [28] address this problem

by comparing the 524 SBS galaxies discovered via UV-excess radiation with 340 SBS galaxies discovered via the presence of line emission. The parameters used for the comparison were apparent magnitude, redshift, spectral class, luminosity, morphology, activity type, and close environment.

In the present paper, on the basis of spectroscopic observations of a large sample of the galaxies at 6-m telescope of Special Astrophysical Observatory (SAO, Russia), we aim once more to address this problem. All galaxies were discovered in Second Byurakan Sky Survey fields. The sample contains objects, which were selected from their emission-line spectra, and objects, which were selected from their UV-excess radiation. In Sec.2 we discuss the SBS field galaxies sample and two other sub-samples, we present the observations and data reduction and draw some results. In Sec.3 we compare several spectroscopic parameters of the two sub-samples of SBS field galaxies and analyze the results, which are discussed and conclusions are given in the last Sec.4.

Throughout the paper, we shall use $H_0 = 75 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$ for the Hubble constant.

2. The Sample, Observations and Data Reduction.

2.1. The Sample. The Second Byurakan Survey was conducted with the 1-m Schmidt telescope at the Byurakan Astrophysical Observatory in combination with a set of three objective prisms with refracting angles of 1.5, 3 and 4 degrees and Kodak IIIaJ and IIIaF backed plates [21]. The limiting magnitude of the survey is 19^m - 20^m . The objective prism survey plates cover the sky region defined by $7^h40^m \leq \alpha \leq 17^h20^m$, $49^\circ \leq \delta \leq 61^\circ.2$, an area of about 1000 square degrees.

To achieve an effective and uniform survey, each area of the sky has been photographed several times on baked IIIaJ and IIIaF plates, first with $1^\circ.5$ prism and then with 3° and 4° prisms in conjunction with different filters. As in the case with the First Byurakan Survey (FBS, [19]) un-widened spectra were obtained and UV-excess objects were selected. As for the FBS, UV emitting regions were classified as stellar ("s") or diffuse ("d") according to the morphological appearance on their UV objective spectra. Intermediate classifications such as "sd" and "ds" also were used. A number between 1 and 3 was used to indicate the relative intensity of the UV emission with 1 being the strongest UV-excess. The 3° and 4° prisms were generally used to find weak and low-contrast emission-lines. Approximately all UV-excess galaxies, which were identified by $1^\circ.5$ prism observations, exhibit emission-line spectra in agreement with the observations of the 3° and 4° prisms. Besides, observations made with the 3° and 4° prisms have revealed a large number of new emission-line galaxies without excess UV radiation. In an area of about 1000 square degree 1401 UV-excess or emission-line galaxies were identified [29].

During the last one and half decade approximately half of SBS galaxies

sample, preferably objects with strong or moderate emission-lines, were followed up spectrally at the 6-m telescope of the SAO. Several dozen galaxies, which were identified by an excess UV radiation or by their emission-lines in SBS fields, but were not included in SBS survey lists, were observed at the 6m telescope. For the aim of this present study, 111 objects with SAO calibrated spectra were selected out of 600 galaxies from the SBS fields. 77 of them were UV-excess selected from the $1^{\circ}5$ prism observations. These galaxies will be referred in this paper as UV-excess galaxies (hereafter UVGs). 34 were discovered by their emission-line spectra according to the 3° or 4° prisms observations. These have not appreciable UV continuum radiation hence do not show up in the $1^{\circ}5$ plates. Hereafter these galaxies will be referred as Emission-line galaxies (ELGs).

2.2. Observations and Data Reduction. The follow-up spectroscopic observations were carried out during two nights of 11th and 12th of February 1991 with the 6-m telescope of SAO, Russia. A 1024-channel photon counter IPCS was used. Spectral resolution was about $4\text{\AA}$. Because of the low sensitivity of the IPCS in the red spectral range, observations were done only in the blue spectral range (on average from 3650 to 5550 $\text{\AA}$). To remove the differences in sensitivity of the background and object detectors, two identical exposures of each galaxy were carried out step-by-step on the object slit and then on the background slit. Then, the obtained spectra were added together.

The reduction of the observations was done using standard procedures developed in SAO (SIPRAN) and Byurakan Observatory (AIDA). Reduction procedures include background subtraction, linearization of the spectra, wavelength and intensity calibrations.

For each object, a set of parameters were collected and are presented in Table 1, for the UVGs and in Table 2 for the ELGs. In both Tables, the column descriptions are as follows: Column 1: SBS field galaxy names. SBS names are taken from Bica et al. [29]. Several galaxies are from Markarian's (e.g. [30]) and Case blue galaxies [31] lists; Column 2: Adopted spectral classes for the SBS field galaxies; Column 3: Apparent photographic magnitudes (m_r), which are eye estimates from the POSS blue prints and are accurate to $\pm 0.5\text{ mag}$ [29]; Column 4: Heliocentric redshifts (z), which were measured using [OII] $\lambda 3727$, H β , [OIII] $\lambda 4959$ and [OIII] $\lambda 5007$ emission-lines (median standard deviation (σ) of velocity measurements is equal to 48 km s^{-1}); Column 5: Photographic absolute magnitudes (M_r). No correction for Galactic absorption has been used since all galaxies are at high Galactic latitude and since apparent photographic magnitudes are given to within $\pm 0.5\text{ mag}$; Columns 6-7: Relative to H β line intensities of [OII] $\lambda 3727$, and [OIII] $\lambda 4959 + 5007$. The uncertainty in these emission-lines ratios is in the order of 25%; Columns 8-10: Equivalent widths (in Angstroms) of [OII] $\lambda 3727$, H β , and [OIII] $\lambda 5007$ emission-lines;

Column 11: Color index of the continuum underlying [OII] λ 3727 and H β emission-lines ($C_{[OII]} - C_{H\beta}$), which was calculated according to the formula (2) of Rola et al. [32]; Column 12: Notes.

Data of the Tables 1 and 2 have been used for the comparative study as well as for a detailed study of the UVGs and ELGs samples galaxies.

Table 1

UVGs: GALAXIES OF THE SBS FIELDS DISCOVERED
via UV-EXCESS TECHNIQUE

SBS	SC	m_{rest}	z	M_{rest}	[OII]/ H β	[OIII]/ H β	EW ([OII])	EW (H β)	EW ([OIII])	$C_{[OII]} - C_{H\beta}$	Notes
0745+601A	d2e	18.0	0.0354	-17.7	2.46	4.69	90.4	32.0	148.7	0.148	
0750+603A	ds2e	17.5	0.0378	-18.4	2.30	2.48	103.0	39.5	108.2	0.137	
0750+603B	ds2e	17.5	0.0370	-18.3	1.40	3.23	112.3	47.0	155.4	0.580	
0752+560B	s2e	17.5	0.0288	-17.8	2.96	2.95	67.0	19.7	57.8	0.151	
0755+536	s3e	16.0	0.0360	-19.8	1.36	0.35	22.1	9.6	3.4	0.569	Sy2
0755+588	sd1e	16.0	0.0202	-18.5	2.23	1.37	96.1	27.2	38.5	0.499	
0935+585	s2e	18.0	0.0251	-17.0	2.14	2.32	125.0	25.8	62.9	0.885	
0936+531	ds2e	18.0	0.0259	-17.1	1.97	2.02	58.4	17.9	39.0	0.553	
0939+592	sd2e	15.5	0.0054	-16.2	6.20	3.08	63.8	7.1	23.3	0.410	Mrk1423
0940+508	s1e	18.0	0.0656	-19.1	1.52	4.89	96.9	114.3	541.4	-0.632	
0942+573	sd1e	16.0	0.0052	-15.6	2.79	4.94	67.8	23.6	121.9	0.031	Mrk1424
1006+578A	d3	17.0	0.0056	-14.8	2.44	3.77	18.4	6.5	26.8	0.164	BCD
1009+586	ds2e	17.0	0.0314	-18.5	2.36	2.92	67.4	25.0	70.8	0.146	Mrk28
1054+596	d2e	18.5	0.0341	-17.2	1.97	3.19	145.6	61.1	224.4	0.205	
1113+593	ds2e	17.0	0.0368	-18.9	2.00	2.34	67.1	21.8	53.4	0.469	
1114+517	ds2e	16.5	0.0105	-16.6	1.39	4.14	78.9	42.7	188.3	0.309	Mrk1445
1119+601A	d2e	17.5	0.0150	-14.7	1.46	4.42	214.8	54.3	261.5	1.082	BCD
1120+586B	sd3e	18.5	0.0382	-17.4	1.71	3.23	119.3	39.2	154.0	0.627	
1124+541	sd2e	16.5	0.0107	-16.7	1.08	4.86	96.4	108.9	597.9	-0.214	Mrk1446, BCD
1124+610	ds1e	17.0	0.0336	-18.6	3.26	2.24	97.2	25.8	59.8	0.157	Sy2
1125+562	sd2e	16.0	0.0196	-18.5	2.20	2.80	87.5	29.1	84.8	0.336	Sy2
1132+578	sd1e	18.5	0.0310	-17.0	2.48	3.51	82.5	20.8	73.3	0.508	
1140+537	sd1e	16.5	0.0294	-18.9	2.59	2.57	106.2	67.6	194.2	-0.542	Mrk1451
1152+579	d1e	16.5	0.0185	-17.8	0.95	4.45	129.2	184.3	450.2	-0.461	Mrk193
1155+588	ds2e	17.5	0.0654	-19.6	2.70	4.46	78.4	30.1	146.3	-0.036	Sy2
1203+592	d2e	17.0	0.0110	-16.4	2.16	3.90	214.6	118.8	569.8	-0.192	BCD
1215+558	ds2e	17.5	0.0327	-18.1	3.05	1.73	121.9	29.1	51.9	0.343	Sy2
1216+551	sd1e	17.7	0.0190	-16.7	2.71	3.35	50.8	9.1	31.2	0.786	BCD
1221+585	ds3e	17.5	0.0149	-16.4	0.36	4.77	12.7	12.5	60.3	1.115	BCD
1221+602	d1e	17.5	0.0245	-17.5	2.18	2.57	47.7	18.8	48.4	0.163	
1223+537A	s3	18.5	0.0516	-17.3	3.47	2.41	105.9	18.2	44.4	0.562	Sy2
1223+537B	ds1e	18.0	0.0530	-18.6	0.97	6.10	140.3	149.0	920.4	-0.035	
1224+561A	ds3e	17.0	0.0522	-19.6	3.40	5.89	38.6	3.7	22.1	1.214	LINER
1227+568B	sd1e	18.0	0.0542	-18.7	1.74	2.17	45.5	11.4	28.3	0.899	
1230+560	ds2e	17.0	0.0339	-18.7	3.09	1.28	77.8	14.9	19.6	0.571	
1242+549	sd1e	16.0	0.0168	-18.1	1.23	3.35	60.5	66.2	263.4	-0.319	
1250+594	sd2e	18.0	0.0454	-18.3	3.25	2.48	89.9	28.1	75.5	-0.015	
1303+537	d3e	16.0	0.0248	-19.0	3.62	3.45	37.2	9.3	33.4	0.108	Mrk242
1312+550	s1e	15.0	0.0333	-20.6	2.04	1.21	36.8	20.5	22.0	-0.137	Mrk247
1314+605	d2e	17.5	0.0075	-14.9	4.90	4.36	97.9	20.3	93.4	-0.016	BCD

Table 1 (the end)

1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12
1315+593	ds2e	17.5	0.0293	-17.8	3.38	3.40	38.8	6.9	24.9	0.560	
1317+523C	d3e	16.0	0.0165	-18.1	3.88	2.63	60.5	14.1	38.4	0.111	
1319+593	d1	15.5	0.0439	-20.7	3.80	2.17	60.0	13.7	30.7	0.153	Mrk65
1323+575	d3e	15.0	0.0212	-19.6	4.09	3.70	42.1	10.5	39.3	-0.018	Mrk66
1331+493	s2e	14.9	0.0028	-15.4	0.95	3.58	88.8	122.1	475.8	-0.140	BCD
1332+518	ds2e	14.2	0.0015	-15.5	4.58	4.12	17.7	3.9	16.7	-0.007	Mrk1479
1332+545	sd1e	18.0	0.0516	-18.6	3.56	3.27	72.5	12.7	46.0	0.512	Sy2
1340+529	sd1e	16.5	0.0068	-15.7	2.40	3.00	109.9	66.6	198.5	-0.409	Mrk1480, BCD
1341+594	d2e	17.5	0.0111	-15.7	3.30	3.28	105.4	31.2	108.9	0.026	BCD
1352+589	sd2e	18.0	0.0255	-17.1	1.30	4.46	43.8	27.7	37.4	0.214	
1354+580	sd1e	17.5	0.0282	-17.8	3.57	4.24	109.7	25.0	106.0	0.225	
1358+554	sd2e	17.5	0.0138	-16.2	2.31	3.10	19.0	28.8	60.4	-0.544	BCD
1404+571	sd2e	16.5	0.0420	-19.8	2.09	1.11	47.1	21.9	24.5	0.033	
1411+556A	ds3e	16.5	0.0420	-19.7	4.76	2.22	47.7	5.1	12.0	0.727	LINER
1411+584	s2	18.0	0.0755	-19.4	1.12	1.49	19.6	9.9	16.0	0.613	
1422+573	d3e	15.0	0.0111	-18.4	3.81	2.39	32.9	9.0	23.0	-0.050	Mrk812
1426+573	ds3e	17.5	0.0438	-18.7	1.30	7.22	46.0	18.9	137.5	0.683	
1430+526	ds2e	17.0	0.0109	-16.4	2.12	5.25	50.4	30.5	144.3	0.077	BCD
1446+595	d2e	18.0	0.0081	-14.6	1.47	5.01	53.1	29.5	166.6	0.220	BCD
1453+526	sd1e	17.0	0.0115	-16.3	2.86	3.66	178.4	83.2	344.5	-0.311	BCD
1458+497	ds1e	17.0	0.0493	-19.5	2.90	2.09	78.6	19.4	40.6	0.362	
1509+527	sd3e	15.6	0.0129	-18.0	4.88	4.69	36.3	9.0	37.6	0.077	
1511+515A	ds2e	16.5	0.0372	-19.4	1.91	0.74	64.9	34.1	27.4	0.000	
1519+508A	ds1e	15.5	0.0573	-21.3	0.99	0.43	15.1	27.7	14.4	-0.571	
1529+548	d2e	15.1	0.0398	-21.0	2.21	2.36	45.4	26.8	66.4	-0.290	Mrk484
1531+580	d3e	15.5	0.0406	-20.6	1.60	1.54	55.8	48.4	72.6	-0.353	Mrk289
1533+469	sd1	16.0	0.0195	-18.5	2.09	4.85	79.7	40.5	186.8	-0.068	
1556+583	s1e	15.3	0.0354	-20.5	2.40	3.09	33.9	21.1	45.7	-0.436	Mrk865
1558+585	sd2e	17.5	0.0147	-16.3	1.38	1.38	30.3	11.9	15.9	0.660	BCD
1559+585	ds2e	14.8	0.0146	-19.0	3.65	2.24	35.4	8.4	20.0	0.159	
1610+586	ds2e	17.0	0.0458	-19.3	2.56	1.73	62.3	22.7	41.6	0.078	
1614+600	s1e	18.5	0.0312	-17.0	2.37	2.29	80.4	34.7	84.9	-0.025	
1634+523	ds1e	15.6	0.0092	-17.5	2.49	2.93	169.0	59.5	173.8	0.146	Mrk1499
1640+516	sd1e	15.6	0.0318	-19.9	3.33	2.36	74.8	21.2	52.2	-0.064	Mrk1500
Mrk222	d2	16.5	0.0170	-17.7	2.37	3.67	94.0	46.1	172.1	-0.162	
Mrk224	d3	16.2	0.0046	-15.1	2.35	3.74	90.7	56.5	237.8	-0.412	
Mrk229	d2e	17.0	0.0246	-18.0	1.75	2.78	162.2	125.2	320.2	-0.326	

Table 2

ELGs: GALAXIES OF THE SBS FIELDS DISCOVERED
via EMISSION-LINE TECHNIQUE

SBS	SC	m_{re}	z	M_{re}	[OII]/ H β	[OIII]/ H β	EW ([OII])	EW (H β)	EW ([OIII])	$C_{[OII]}$ - $C_{H\beta}$	Notes
0743+591B	se	18.5	0.0229	-16.3	1.59	4.05	132.8	113.5	418.6	-0.045	BCD
0750+559	dse	17.5	0.0263	-17.6	2.33	0.92	46.4	10.9	102.9	0.655	
0756+553	sde	17.5	0.0364	-18.3	1.02	1.07	49.6	15.7	11.2	1.227	
0805+577	sde	18.0	0.0280	-17.2	0.21	0.19	88.0	28.3	58.6	0.911	
0811+583	de	17.5	0.0289	-17.8	3.35	3.02	87.7	14.8	47.1	0.617	Sy2
1128+573	sde	18.5	0.0062	-13.5	1.28	8.40	236.8	77.2	680.5	0.953	BCD
1129+577	de	15.3	0.0055	-16.4	1.10	2.41	76.1	98.4	297.1	-0.380	BCD

Table 2 (the end)

1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12
1134+598	de	19.0	0.0327	-16.6	1.89	8.80	65.8	40.4	365.7	-0.158	BCD
1136+607	se	18.0	0.0125	-15.5	3.52	3.47	133.3	24.3	83.2	0.481	BCD
1137+589	se	18.0	0.0074	-14.4	2.45	5.37	89.0	25.7	202.6	0.379	BCD
1159+516B	de	17.5	0.0151	-16.4	1.81	1.60	148.4	60.2	96.0	0.334	BCD
1200+589B	de	18.5	0.0329	-17.1	1.29	4.82	75.7	111.8	685.3	-0.698	
1200+589C	sdc	18.5	0.0330	-17.1	2.18	4.04	54.1	31.6	167.3	-0.262	
1214+564	de	17.5	0.0528	-19.1	1.53	1.54	70.7	30.7	39.6	0.714	
1223+557	de	17.0	0.0524	-19.6	1.28	7.03	171.5	130.3	905.1	0.027	
1225+571	de	17.5	0.0281	-17.8	4.42	1.45	69.0	7.1	10.5	0.850	LINER
1226+542	de	19.0	0.0421	-17.1	1.98	6.70	537.5	115.4	770.5	0.929	
1319+539	de	18.5	0.0339	-17.2	1.95	5.18	142.3	126.0	637.0	-0.595	
1319+539E	de	17.5	0.0343	-18.2	1.29	1.54	46.1	35.7	54.8	0.000	
1354+597	de	17.5	0.0104	-15.6	2.25	0.79	49.7	16.8	14.1	0.299	BCD
1401+490	de	16.5	0.0038	-14.4	2.22	3.50	173.9	109.5	476.1	-0.364	BCD
1428+457	ds	15.2	0.0089	-17.6	2.44	2.23	146.1	91.9	211.8	-0.466	
1504+514	sdc	16.0	0.0132	-17.6	2.71	3.83	247.9	58.7	250.3	0.482	
1523+519	de	18.1	0.0126	-15.4	2.19	5.29	101.0	39.3	285.5	0.278	BCD
1541+590	se	19.5	0.0450	-16.8	1.25	8.07	146.2	117.1	943.5	0.000	BCD
1607+493	de	17.5	0.0430	-18.7	3.10	4.48	147.9	67.4	409.9	-0.375	
1616+503	dse	16.3	0.0433	-19.9	0.98	6.96	21.2	12.0	81.8	0.642	
CG368	se	17.5	0.0350	-18.2	2.78	3.84	96.4	33.8	140.4	0.026	
CG564	de	14.1	0.0092	-18.7	2.27	3.69	86.7	22.7	85.2	0.567	
CG587	se	17.1	0.0126	-16.4	2.21	5.00	98.1	25.2	136.0	0.612	BCD
CG597	dse	17.0	0.0392	-19.0	2.39	2.78	82.8	28.1	86.0	0.230	
CG608	se	16.3	0.0117	-17.0	2.63	3.35	101.3	22.1	76.7	0.604	
CG642	sdc	18.0	0.0489	-18.5	1.43	3.82	201.8	160.8	614.4	-0.138	
CG657	se	16.0	0.0545	-20.7	1.75	2.76	170.1	112.2	317.6	-0.157	

3. *Results.* We have compared the samples of SBS field galaxies discovered via UV-excess and EL techniques. Besides of the general comparison of the UVGs and ELGs samples, we also examine each sample in detail.

3.1. *A Comparison of the UVGs and ELGs samples.* Since apparent magnitudes, redshifts and luminosities of the SBS UVGs and ELGs were compared previously for much larger samples of galaxies [28] here we will carry out only the comparison of the spectrophotometric parameters of the galaxies samples.

Table 3 presents the median values of blue luminosities M_B , [OII]/H β , and [OIII]/H β emission-line ratios, equivalent widths of [OII] λ 3727, [OIII] λ 5007 and H β lines as well as the $C_{[OII]} - C_{H\beta}$ index for the UVGs and ELGs.

Table 3

MEDIANS FOR THE UVGs AND ELGs

	M_B	[OII]/H β	[OIII]/H β	EW([OII])	EW(H β)	EW([OIII])	$C_{[OII]} - C_{H\beta}$
UVGs	-18.1	2.36	3.09	67.8	25.8	60.4	0.146
ELGs	-17.2	2.08	3.76	97.2	37.5	184.9	0.288

In Table 3 the larger (about three times) and less larger difference in median equivalent widths of [OIII] λ 5007 and H β lines for UVGs and ELGs are in agreement with their difference in median of the [OIII]/H β ratio (e.g. [33]). Since at the same time the median absolute magnitude of the UVGs is 0.9 magnitude brighter than the median absolute magnitude of the ELGs, all these facts come together to re-enforce a known result: low luminosity star-forming galaxies have on average higher excitation parameters and emission-lines equivalent widths than intrinsically high luminosity objects [33,34]. The fact that UV-excess galaxies have bluer continua than galaxies discovered from their emission-lines only is obvious.

The number of AGNs in UVGs sample is 9 (12% of the sample) and in ELGs sample is 2 (6% of the sample). The picture is similar to that by Petrosian et al. [28]. The number of Blue Compact Dwarf galaxies (BCDGs) in the UVGs sample is 6 (8% of the sample) and 12 in the ELGs sample (35% of the sample). In our sample of 111 SBS field galaxies, about four times more BCDGs were discovered from their emission-line than from their UV-excess properties. The excess of AGNs in the UVGs sample and the excess of BCDGs in the ELGs sample play in favor of the above results.

3.2. A Comparison of the UVGs according to their UV emission intensity. The role of the compactness of the emitting region. One interesting problem to study is the relation between the relative intensity of the UV emission and the spectroscopic parameters of the UVGs. Among 77 UVGs in our sample, 25 are objects with the strongest UV-excess radiation (hereafter UV1), 37 are intermediate (UV2) and 15 are objects with the faintest UV-excess radiation (UV3). Table 4 presents the median values of the luminosities, [OII]/H β , and [OIII]/H β emission-line ratios, the equivalent widths of [OII] λ 3727, [OIII] λ 5007 and H β as well as the $C_{[OII]} - C_{H\beta}$ index for these sub-classes of galaxies.

Table 4

MEDIANS FOR THE UVGs WITH STRONGEST (UV1), INTERMEDIATE (UV2), AND FAINTEST (UV3) UV-EXCESS RADIATION

	M_{uv}	[OII]/H β	[OIII]/H β	EW([OII])	EW(H β)	EW([OIII])	$C_{[OII]} - C_{H\beta}$
UV1	-18.5	2.40	3.00	79.7	25.8	73.3	0.031
UV2	-17.7	2.20	3.08	77.8	28.8	70.8	0.148
UV3	-18.4	3.40	3.45	42.1	10.5	38.4	0.164

Table 4 shows that the median equivalent widths of the [OII], H β and [OIII] lines, the [OII]/H β ratio, as well as the $C_{[OII]} - C_{H\beta}$ index of the UV3 (faintest UV-excess radiation) differ dramatically from the medians of the same parameters for the two other sub-classes UV1 and UV2. Comte et al.

[23] report similar trend for the emission-line equivalent widths of the Kiso galaxies with "high", "intermediate", and "low" UV-excess radiation. This result is not surprising since most AGNs, particularly LINERS (Sy3 galaxies) are objects with the faintest UV-excess radiation. Redder continua, higher $[OII]/H\beta$ ratio, and lower equivalent widths of forbidden and $H\beta$ lines are typical for these galaxies (e.g. [32]).

In the combined sample of UVGs and ELGs, 64 galaxies have diffuse and semi-diffuse (d + ds) spectral classes and 47 stellar and semi-stellar (s+sd). Table 5 presents the median values for all derived spectrophotometric parameters as well as the luminosities of these two sub-samples of UV-excess and emission-line galaxies.

Table 5

MEDIANS FOR UVGs AND ELGs WITH DIFFUSE AND SEMI-DIFFUSE (d + ds), AND STELLAR AND SEMI-STELLAR (s + sd) EMISSION REGIONS

	M_r	$[OII]/H\beta$	$[OIII]/H\beta$	EW([OII])	EW($H\beta$)	EW([OIII])	$C_{[OII]} - C_{H\beta}$
d+ds	-17.9	2.26	3.21	75.9	29.3	85.6	0.147
s+sd	-17.4	2.21	3.27	88.0	27.2	83.2	0.151

Table 5 shows that median spectrophotometric parameters as well as luminosities are approximately the same for the UV-excess and emission-line galaxies with diffuse or semi-diffuse, and stellar or semi-stellar emission regions.

3.3. Multivariate Factor Analysis. As a further general exploration of the data related to the spectrophotometric properties of the UVGs and ELGs we applied the Multivariate Factor Analysis (MFA) method to our samples. The MFA is a statistical method for detecting correlations among a set of m initial variables measured on n objects through a reduced number ($p < m$) of linearly independent factors $F_1, F_2, \dots, F_p$ that account for the correlations. This method has been used in astronomy by several authors (e.g. [35,36]). A detailed description of the MFA method can be found in Harman [37] and Afifi & Azen [38].

The initial m variables used for the UVGs and ELGs were:

- the spectral class SC, with SC=1 for the galaxies discovered by the UV-excess technique and SC=2 for the galaxies discovered with the emission-line technique;
- the compactness C of the UV (for UVGs) or continuum (for ELGs) emission region, with $C=1$ for galaxies with "stellar" s, $C=2$ for galaxies with "semi-stellar" sd, $C=3$ for "semi-diffuse ds and $C=4$ for "diffuse d class spectra;
- the relative intensity UV-ex of UV-excess radiation or its absence, with UV-ex = 1 for strongest, UV-ex = 2 for intermediate, UV-ex = 3 for the

faintest UV-excess radiation, and $UV\text{-}ex = 4$ for the cases when UV-excess radiation is absent;

- the absolute photographic magnitude M_r ; the $[OII]/H\beta$ and $[OIII]/H\beta$ emission-line ratios; the equivalent widths $EW([OII])$, $EW(H\beta)$, and $EW([OIII])$,

- the $C_{[OII]} - C_{H\beta}$ index,

- and finally a parameter AGN for nuclear activity with $AGN = 0$ for normal and 1 for active nuclei.

In order to present each initial variable with the smaller number of common factors for an easier interpretation of the results, we apply the Varimax orthogonal rotation to the first four factors Fi ($i = 1$ to 4).

Table 6

VARIMAX ROTATED FACTOR SCORES MATRIX FOR 77 UVGs
AND 34 ELGs SAMPLES

	$F1$	$F2$	$F3$	$F4$
SC	-0.166	0.910	0.181	0.026
C	0.182	0.197	0.023	0.787
UV-ex	0.026	0.941	0.142	0.065
M_r	0.138	0.087	0.656	-0.170
$[OII]/H\beta$	0.759	-0.219	0.011	0.278
$[OIII]/H\beta$	-0.089	0.052	0.772	0.023
$EW([OII])$	-0.209	0.198	0.688	0.108
$EW(H\beta)$	-0.718	0.062	0.512	0.298
$EW([OIII])$	-0.582	0.135	0.700	0.209
$C_{[OII]} - C_{H\beta}$	0.514	0.304	0.026	-0.603
AGN	0.537	0.020	-0.048	0.007
Accumulated Variance (%)	19	37	58	69

In Table 6 the Varimax rotated factor scores and the accumulated dispersions of the first four factors Fi ($i = 1$ to 4), for a total of 69% of the common variance, are presented. Factor scores are the correlation coefficients between the initial variables and the factors Fi . Adopting a correlation threshold of $r \approx 0.7$ we find that the first factor $F1$, correlates the $[OII]/H\beta$ intensity ratio with the equivalent width of $H\beta$. Since both parameters depend on the intensity of $H\beta$, the result is somehow expected. Because the equivalent widths strongly depend on the level of the continuum radiation for a given object, the observed correlation (correlation threshold level is between 0.583-0.209) between $H\beta$ and the oxygen lines equivalent widths is obvious (see also Fig.6 of Comte et al. [23]). This factor correlates also the type (AGN) at a $r = 0.537$ threshold level. AGNs tend to have higher $[OII]/H\beta$ ratios and lower $H\beta$ equivalent widths (e.g. Rola et al. [32]). Observed at $r = 0.514$ threshold level, the correlation between spectral index $C_{[OII]} - C_{H\beta}$ and the

factor $F1$ is also expected. Objects with redder continuum radiation (higher values of $C_{[\text{OII}]} - C_{\text{H}\beta}$ index, Rola et al. [32]) are very often AGNs with small emission-lines equivalent widths and large $[\text{OII}]/\text{H}\beta$ ratios. The second factor $F2$, correlates the spectral class with the relative intensity of the UV-excess radiation; hence stronger UV-excess radiation objects were discovered via UV-excess technique, which is obvious. Since according to Rola et al. [32] larger $C_{[\text{OII}]} - C_{\text{H}\beta}$ values correspond to redder continua, the observed correlation between $C_{[\text{OII}]} - C_{\text{H}\beta}$ and spectral class as well as UV-ex is also obvious (in $F2$ at $r = 0.304$ threshold level). Redder objects have fainter or no UV-excess radiation and were mostly discovered via emission-line technique. The third factor $F3$, correlates $[\text{OIII}]/\text{H}\beta$ ratio, and at a threshold level between 0.688-0.512 the equivalent widths of observed lines, which is expected. It is well known that higher values of the excitation parameter - $[\text{OIII}]/\text{H}\beta$ are typical for dwarf star-forming galaxies (Blue Compact Dwarfs or Dwarf Irregulars) with low level of continuum radiation (e.g. [39, 34]) and high equivalent widths. This is proved by the correlation of $M_{\text{H}\alpha}$ with $F3$ at a threshold level of 0.656. The factor four, $F4$, only depends on the compactness (C) of the UV (for UVGs) or continuum (for ELGs) emitting region. The same factor correlates the $C_{[\text{OII}]} - C_{\text{H}\beta}$ index at a level of 0.604, indicating that bluer galaxies have more diffuse UV or continuum emission regions. Since dwarf star-forming galaxies in our sample are mostly diffuse, this is an expected result.

4. *Discussion and Conclusions.* Petrosian et al. [28] have conducted a study with the goal to further illuminate the discussion of the nature and origin of activity and star formation in galaxies and to clarify possible observational selection effects. They achieved a thorough comparative study of the integral properties of a large sample of SBS galaxies discovered with a combination of UV-excess and emission-line techniques. Results presented by Petrosian et al. [28] indicate that the combination of UV-excess with the emission-line techniques of the Second Byurakan Survey has led to the discovery of active and star-forming galaxies with a broad range of the integral parameters. Both techniques are unique by their approach and strengthen each other, helping to create deeper and larger intervals of redshift sample. The UV-excess technique preferentially discovers high luminosity active galaxies while emission-line technique remains preferable for the discovery of low luminosity galaxies, mostly with diffuse morphological structure.

Spectrophotometric parameters chosen for this study are related to the activity and star-forming properties of the sample galaxies. For star-forming galaxies, equivalent widths and emission-lines intensities are related to the present day star formation rate since the observed sources are mostly OB stars. For the galaxies hosting AGNs, the situation is more complicated. According to the current studies, mostly for the Sy2 and LINER type active galaxies,

a circumnuclear starburst can play a crucial role in the AGN phenomena (e.g. [40,41]). In this case, observed equivalent widths and emission-line intensity ratios can be interpreted according to this "combined" approach. In several papers (e.g. [42,43,32]) the classification methods can identify active and star-forming galaxies according to their emission-line spectra. We find that the diagnostic diagrams of Rola et al. [32] were more appropriate for our comparative study. Calculated medians of $[OII]/H\beta$ and $[OIII]/H\beta$ emission-lines ratios, equivalent widths of $[OII]$, $H\beta$ and $[OIII]$ emission-lines and continuum color index $C_{[OII]} - C_{H\beta}$ were checked with Rola et al. [32] diagnostic diagrams. They were compared with the luminosities and the rates of active and dwarf star-forming galaxies in the samples of the UV-excess and emission-line galaxies. Our conclusions can be summarized as follows:

1. Galaxies discovered *via* UV-excess technique in comparison to the galaxies discovered *via* emission-line technique have: higher median luminosity; lower $C_{[OII]} - C_{H\beta}$ index (which corresponds to the bluer continuum radiation); lower emission-lines equivalent widths (which result from the higher level of the continuum radiation); higher $[OII]/H\beta$ and lower $[OIII]/H\beta$ emission-lines ratios (from LINERs and Sy2 galaxies). High excitation low luminosity star-forming galaxies are more found via emission-line technique.

2. UV-excess galaxies with faint UV-excess radiation have the reddest and more powerful continuum spectra hence lower emission lines equivalent widths. Since most AGNs in UV-excess galaxies sample are objects with faintest UV-excess radiation, they are expected to have higher median of $[OII]/H\beta$ lines ratio.

3. Diffuseness of the UV-excess or emission-line emitting region has no significant impact on the spectrophotometric properties of the UV-excess and emission-line galaxies.

Acknowledgments. This work partly supported by the Jumelage Astrophysique France-Armenie, a bilateral programme funded by Centre National de la Recherche Scientifique, the French Ministère des Affaires Étrangères and the Ministère de la Recherche et de la Technologie. M.Gyulzadyan and A.R.Petrosian thank the Institut d'Astrophysique de Paris and Marseille Observatory for their hospitality during the periods that this work was elaborated. A.R.Petrosian acknowledges the hospitality of the Space Telescope Science Institute during his stay as visiting scientist supporting by the Director's Discretionary Research Found.

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

² Instituto de Astronomía, Universidad Nacional Autónoma de México, México

³ Institut d'Astrophysique de Paris, France

⁴ Space Telescope Science Institute, USA

⁵ Marseille Observatory, France

СПЕКТРОСКОПИЧЕСКОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ БОЛЬШОГО КОЛИЧЕСТВА ГАЛАКТИК, ОБНАРУЖЕННЫХ В ОБЛАСТЯХ ВТОРОГО БЮРАКАНСКОГО ОБЗОРА

М.В.ГЮЛЬЗАДЯН¹, ДЖ.А.СТЕПАНЯН², А.Р.ПЕТРОСЯН¹,
Д.КУНТ³, Б.МакЛЕН⁴, ДЖ.КОНТ⁵

Второй Бюраканский обзор (SBS) - хорошо известный комбинированный обзор, в котором для идентификации активных галактик и галактик с звездообразованием используется наличие УФ-избыточного излучения в континууме или наличие эмиссионных линий в спектрах. Эта статья о сравнительном исследовании 77 галактик с УФ-избытком и 34 галактик с эмиссионными линиями без УФ-избытка из SBS. Для сравнения, в качестве спектроскопических параметров, были использованы отношения $[OII]\lambda 3727/H\beta$ и $[OIII]\lambda 5007/H\beta$, эквивалентные ширины $[OII]\lambda 3727$, $[OIII]\lambda 5007$ и $H\beta$ эмиссионных линий, и $C_{[OII]\lambda 3727} - C_{H\beta}$ индекс. Спектроскопические параметры и красные смещения были определены по спектрам, полученным 6-м телескопом Специальной астрофизической обсерватории (Россия). Основные результаты: 1) Галактики, обнаруженные по наличию УФ-избытка, в основном более активные. 2) Галактики, обнаруженные по эмиссионным линиям, в большинстве случаев имеют высокую степень возбуждения, но низкую светимость и являются галактиками со звездообразованием. 3) Галактики с УФ-избытком со слабым УФ-избыточным излучением являются вероятными кандидатами LINER или Sy2 объектов.

REFERENCES

1. Yu.I.Isotov, T.X.Thuan, *Astrophys. J.*, **500**, 188, 1998.
2. Yu.I.Isotov, T.X.Thuan, *Astrophys. J.*, **511**, 639, 1999.
3. C.Leitherer, T.M.Heckman, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, **96**, 9, 1995.
4. H.Gerola, P.E.Seiden, L.S.Schulman, *Astrophys. J.*, **242**, 517, 1980.
5. M.Noguchi, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, **251**, 360, 1991.
6. S.Tremaine, J.E.Gunn, *Phys. Rev. Letters*, **42**, 407, 1979.
7. D.Kunth, W.L.W.Sargent, *Astrophys. J.*, **300**, 497, 1986.
8. Yu.I.Izotov, V.A.Lipovetsky, N.G.Guseva, A.Yu.Kniazev, J.A.Stepanian, *Astron. Astrophys.*, **247**, 303, 1991.
9. J.Gallego, J.Zamorano, M.Rego, A.G.Vitores, *Astrophys. J.*, **475**, 502, 1997.
10. J.J.Salzer, 1999, in "Dwarf Galaxies and Cosmology", eds. T.X.Thuan et al., Editions Frontieres, In Press.

11. *H.B.French*, *Astrophys. J.*, **240**, 41, 1980.
12. *J.Melnick*, *R.Terlevich*, *P.P.Eggleton*, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, **216**, 255, 1984.
13. *V.Balzano*, *Astrophys. J.*, **268**, 602, 1983.
14. *D.Kunth*, *J.M.Mas-Hesse*, *E.Terlevich*, *R.Terlevich*, *J.Lequeux*, *S.M.Fall*, *Astron. Astrophys.*, **334**, 11, 1998.
15. *C.C.Steidel*, *K.L.Adelberger*, *M.Giavalisco*, *M.Dickinson*, *M.Pettini*, *Astrophys. J.*, **519**, 1, 1999.
16. *S.M.Pascarelle*, *R.A.Windhorst*, *W.C.Keel*, *Astrophys. J.*, **116**, 2659, 1998.
17. *G.Haro*, *Boletin Obs. Tonantzintla y Tacubaya*, **14**, 8, 1956.
18. *F.Zwicky*, *Astrophys. J.*, **140**, 1467 and **143**, 192, 1964.
19. *B.E.Markarian*, *Astrofizika*, **3**, 55, 1967.
20. *P.Pesch*, *N.Sanduleak*, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, **51**, 171, 1983.
21. *B.E.Markarian*, *V.A.Lipovetskii*, *J.A.Stepanian*, *Astrofizika*, **19**, 29, 1983.
22. *C.Surace*, *G.Comte*, *Astron. Astrophys.*, **281**, 653, 1994.
23. *G.Comte*, *R.Augarde*, *A.Chalabaev*, *D.Kunth*, *H.Maehara*, *Astron. Astrophys.*, **285**, 1, 1994.
24. *B.Takase*, *N.Miyauchi-Isobe*, *Annals Tokyo Astr. Observ. 2nd Ser. XVIII*, **55**, 1984.
25. *J.J.Salzer*, *G.M.MacAlpine*, *T.A.Borosan*, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, **70**, 447, 1989.
26. *G.Comte*, *Astrofizika*, **41**, 137, 1998.
27. *A.J.Wasilewski*, *Astrophys. J.*, **272**, 68, 1983.
28. *A.R.Petrosian*, *R.J.Allen*, *C.Leitherer*, *J.MacKenty*, *B.McLean*, *N.Panagia*, *Astron. J.*, **125**, 86, 2003.
29. *M.D.Bicay*, *J.A.Stepanian*, *V.H.Chavushian*, *L.K.Erastova*, *V.T.Ayvazyan*, *J.Seal*, *G.Kojoian*, *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.*, **147**, 169, 2000.
30. *J.M.Mazzarella*, *V.A.Balzano*, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, **62**, 751, 1986.
31. *N.Sanduleak*, *P.Pesch*, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, **63**, 809, 1987.
32. *C.S.Rola*, *E.Terlevich*, *R.J.Terlevich*, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, **289**, 419, 1997.
33. *M.L.McCall*, *P.M.Rybski*, *G.A.Shields*, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, **57**, 1, 1985.
34. *D.Kunth*, *G.Östlin*, *Astron. Astrophys. Rev.*, **10**, 1, 2000.
35. *F.Patat*, *R.Barbon*, *E.Cappellaro*, *M.Turatto*, *Astron. Astrophys.*, **282**, 731, 1994.
36. *H.Navasardyan*, *A.Petrosian*, *M.Turatto*, *E.Cappellaro*, *J.Boulesteix*, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, **328**, 1181, 2001.
37. *H.H.Harman*, *Modern Factor Analysis (2nd Edition)*, Univ. of Chicago Press, 1967.
38. *A.A.Affi*, *S.P.Azen*, *Statistical Analysis. A Computer Oriented*, 1979. Approach, Academic Press, Chicago.
39. *E.D.Skillman, Jr.*, *R.C.Kennicutt*, *P.W.Hodge*, *Astrophys. J.*, **347**, 875, 1989.
40. *R. Cid Fernandes*, *R.Terlevich*, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, **272**, 423, 1995.
41. *R.M.Gonzalez Delgado*, *T.Heckman*, *C.Leitherer*, *Astrophys. J.*, **546**, 845, 2001.
42. *J.A.Baldwin*, *M.M.Phillips*, *R.Terlevich*, *Publ. Astron. Soc. Pacif*, **93**, 5, 1981.
43. *S.Veilleux*, *D.E.Osterbrock*, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, **63**, 295, 1987.

УДК: 524.7

ON THE DISTANCE TO NEARBY DWARF
GALAXY NGC 1569

L.N.MAKAROVA, I.D.KARACHENTSEV

Received 1 March 2003

We present stellar photometry of two HST/WFPC2 fields situated at the far periphery of the poststarburst galaxy NGC 1569. Their F606W and F814W images have been taken from the HST data archive. Judging by the obtained color-magnitude diagrams, we suggest presence of the old disk population (old red giants) of NGC 1569, which extends as far as Field I at ~ 6 kpc from the galaxy center. We use the tip of the red giant branch to estimate the galaxy distance. There are two possible solutions, one leading to a short distance, $D = 1.95 \pm 0.2$ Mpc, and the other one to a longer distance, $D = 2.8 \pm 0.2$ Mpc.

Key words: *galaxies:distances - galaxies:dwarf - galaxies:individual:NGC1569*

1. *Introduction.* Whereas distances to the Local Group of galaxies are well determined, there are some galaxies just outside the Local Group, whose distances have poorly been known so far. One of such objects is the peculiar irregular galaxy NGC 1569, situated between the Local Group and the nearest galaxy group around IC 342. According to Saha et al. [1], the distance to IC 342 is 3.28 Mpc based on the luminosity of cepheids. This magellanic type dwarf galaxy of high surface brightness has the angular dimension 3.6×1.8 arcmin and the radial velocity $V_{LG} = +88$ km/s. One of the most spectacular properties of NGC 1569 are its two high-density super-star clusters. These clusters (objects A and B) were first detected and discussed by Arp & Sandage [2]. Studies of the galaxy with the Hubble Space Telescope indicate that the most recent burst of star formation in NGC 1569 stopped $\sim (5 - 10)$ Myr ago, but star formation is still going in the HII regions, as well as in the super-star clusters (Vallenari & Bomans [3], Greggio et al. [4]). About 50 other compact star clusters have also been recently identified in NGC 1569 and studied in detail by de Marchi et al. [5]; Greggio et al. [4]; Hunter et al. [6].

Nevertheless, this nearby intensively studied galaxy has no accurate distance determination yet, mainly because of the very crowded stellar field and high irregular diffuse background of the galaxy itself. Arp & Sandage [2] estimated the distance modulus of NGC 1569 to be roughly $(m - M) \sim 29$, making the objects A and B aggregates of very young star clusters of an integrated luminosity $M_B \sim -13$ and of a mass $\sim 10^4 M_\odot$. Israel [7] suggested foreground extinction to be $E(B - V) = 0.56 \pm 0.10$ from UV data and adopted

a true distance modulus to be $(m - M)_0 = 26.7 \pm 0.6$ (hence a distance of 2.2 ± 0.6 Mpc), using the $m - M$ estimate from Arp & Sandage [2]. This old distance estimate is still used in the most recent studies of stellar populations of the galaxy. The photometric distance to NGC 1569 was also determined from the brightest blue and red supergiants by Karachentsev et al. [8], based on CCD images obtained with the 6-m telescope (Special Astrophysical Observatory, Russia). The derived distance is 1.8 ± 0.4 Mpc. Almost the same distance (1.7 ± 0.4 Mpc) was obtained later using the galaxy images from the Nordic Optical telescope and also the brightest blue and red stars as the distance indicator (Karachentsev et al. [9]). However, extremely stellar crowding effects in the CCD images reduce significantly the accuracy of the distance determination.

The old stellar population of NGC 1569 has recently been studied by Aloisi et al. [10] with NICMOS aboard the Hubble Space Telescope (HST). However, the tip of the red giant branch was close to the photometric limit with their exposures, giving only the lower limit on the galaxy distance, ≥ 2.2 Mpc. It appears that the distance problem can be solved by observations of the outermost parts of the galaxy stellar disk, where the object background is low and stellar field is sparsely populated.

In this paper we estimate the distance to NGC 1569, using Wide Field and Planetary Camera 2 images of the NGC 1569 halo from the Hubble Space Telescope data archive. The data reduction and color-magnitude diagrams are given in Sect.2, the distance modulus estimate from the tip of the old red giant branch is presented in Sect.3, the data discussion and conclusions are given in Sect.4.

2. Observations and data analysis. *2.1. Observations.* Two fields near NGC 1569 were obtained from the HST data archive. The first field (hereafter Field I) is situated at an angular distance of $\sim 5'$ from NGC 1569 center, roughly at 30° away from its major axis, and the second field (hereafter Field II) is situated at nearly the same angular distance from the galaxy center, but along its minor axis. Both fields are indicated in Fig.1. These fields were observed with the Wide Field and Planetary Camera 2 (WFPC2) on 2000 October-December as a part of "Poms Test Proposal: WFII targeted parallel archive proposal" (program 8059, PI S.Casertano). Deep exposures were made in F606W and F814W filters (and also in F300W, F450W and F656N, but we did not reduce and discuss these images here). The overall exposure times are: 1800sec in F606W and 3200sec in F814W for Field I; 5600 sec in F606W and 4100sec in F814W for Field II. The images were obtained from the HST data archive using the standard processing and calibration pipeline. The images in each filter were combined to make a cosmic ray free superframe. We used *crrej* task from IRAF STSDAS package for this aim.

2.2. *Photometry.* Photometric reduction of the combined images was carried out with the MIDAS implementation of the DAOPHOT II and ALLSTAR programs (Stetson [11]; Stetson et al. [12]). The point spread function (PSF) was obtained for each frame from bright, quite isolated stars, then PSF fitting of all stellar objects found in the frame was performed simultaneously by ALLSTAR. The object list was combined according to positional identity (with a deviation of less than 1 WFC pix) of the star images in different bands. The standard photometric error, SHARP and CHI parameters of ALLSTAR were taken into account during the star selection process. Only objects with $\text{CHI} \leq 2$, $-0.3 \leq \text{SHARP} \leq 0.3$ and a standard photometric error of ≤ 0.2 were kept. Our ALLSTAR magnitudes are based on the first estimate of stellar magnitudes with a small aperture (1.5 WFC pix) to exclude contamination by probable neighboring stars. Then we introduced an aperture correction up to

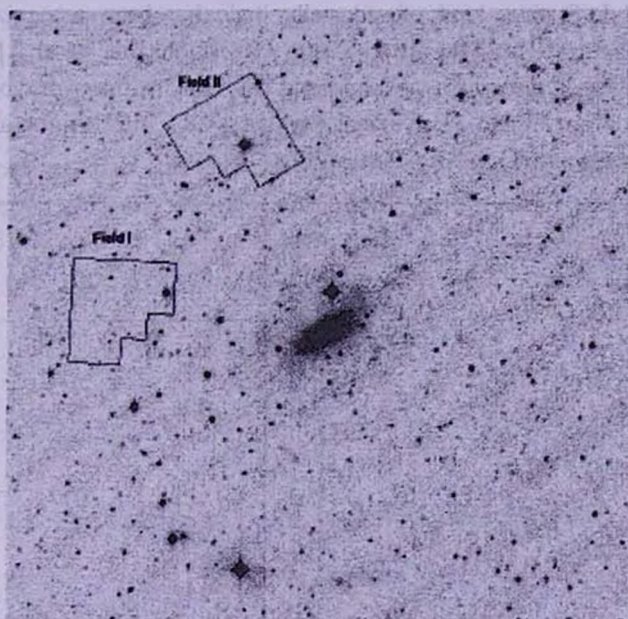


Fig.1. DSS-II image of NGC 1569. The image size is $15' \times 15'$. The two fields under study are indicated.

5 pix. We obtained this correction using PSF stars for plotting growth curves for each image. All found objects, except PSF stars, had been subtracted from the images before this process. We estimate mean errors of this correction as $0^m.02$ in F606W and $0^m.03$ in F814W. We also introduced a geometric distortion correction (Holtzman et al. [13]) and charge transfer efficiency correction according to Whitmore et al [14]. Transformation of the resulting magnitudes to VI system was made using equations of Holtzman et al. [15]. The stellar fields are not crowded in our frames, what increases the accuracy and completeness of the photometry results.

2.3. *Color-magnitude diagrams.* The I , ($V-I$) color-magnitude diagrams for stars in Field I and Field II are presented in Fig.2. The diagram of Field I shows about twice as many stars as in Field II, in spite of the diagram of Field II being about $0^m.5$ deeper because of the longer exposure. NGC 1569 lying in the Zone of Avoidance of the Milky Way, and the CMDs must be strongly contaminated by foreground Galactic stars. Two main features can be recognized in the CM diagrams: a scattered group of stars above $I=24^m$ with colors from 1 to about 4, and a compact clump in the magnitude range $24^m \leq I \leq 26^m$ with the colors $1^m.4 \leq (V-I) \leq 2^m.6$. Some faint "blue" stars in the magnitude range $23^m.5 \leq I \leq 26^m$ with colors $0 \leq (V-I) \leq 1^m.4$ are also seen in the diagrams. Comparison of both CMDs shows that stellar density in the Field I clump is essentially higher. Judging by these two diagrams, we may suggest presence of an extended old disk population (old red giants) of NGC 1569 in Field I. Such a kind of red stellar halo has been recognized in many nearby irregular galaxies (Minniti & Zijstra [16], Gallagher et al. [17], Aparicio et al. [18]). The intermediate age and old AGB stars may also be present in Field I. In contrast, Field II, lying along the NGC 1569 minor axis, contains apparently foreground Galactic stars only.

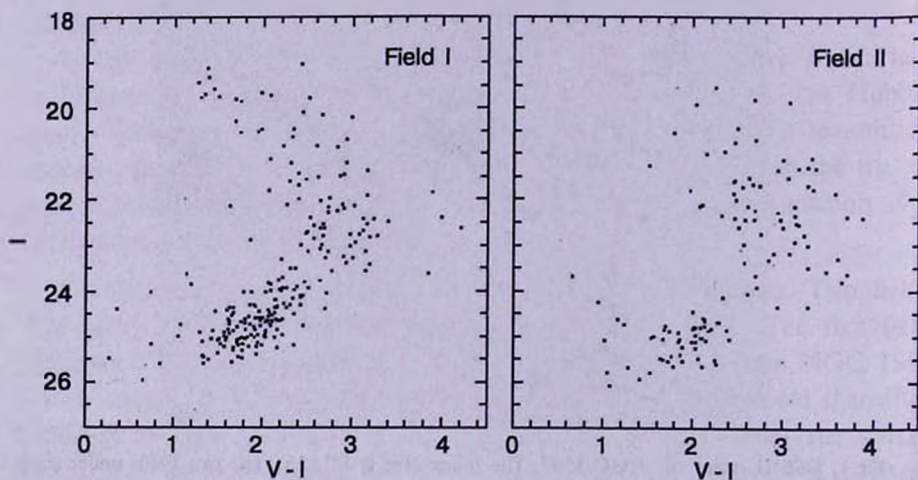


Fig.2. I , $V-I$ color-magnitude diagrams of the Field I (left panel) and Field II (right panel). Photometry results from all the four WFPC2 chips are presented in the figure.

3. *Distance and reddening.* The distance to NGC 1569 can be obtained from the tip of the red giant branch (TRGB), the outermost part of which is suggested to recognize in the Field I color-magnitude diagram. The absolute I magnitude of the TRGB is assumed to be $-4^m.04 \pm 0.12$ (Da Costa & Armandroff [19]; Ferrarese et al. [20]; Bellazzini et al. [21]). To determine the true distance modulus, we have to correct the obtained magnitudes for the Galactic extinction. A reddening value is a critical point in the case of NGC

1569 situated in the Milky Way zone. From observed UV colors of NGC 1569 Israel [7] adopted $E(B - V) = 0.56 \pm 0.10$. He also noted that the color excess is somewhat higher than the previous estimates: $E(B - V) = 0.41$ by Ables [22] and $E(B - V) = 0.52$ by Burstein & Heiles [23]. However, recent data on the IRAS/DIRBE all-sky Galactic extinction map by Schlegel et al. [24] give $E(B - V) = 0.67$ for the Field I region. This value has been adopted by us for the stars in Field I.

A smoothed I -band luminosity function of the suspected red giants was constructed using stars of the Field I color-magnitude diagram in the color range $0.8 \leq (V - I)_0 \leq 1.8$. Following Sakai et al. [25], the magnitude of the TRGB has been determined by applying MIDAS implementation of an edge-detection algorithm with Sobel kernel to the resulting luminosity function. The technique is designed to pick out the luminosity at which the slope reaches a maximum. The position of the TRGB is indicated by the highest peak. The luminosity function and the filtered function are shown in Fig.3. We find the TRGB at $I_0 = 23^m.18 \pm 0.15$, which leads to a distance modulus $(m - M)_0 = 27.22 \pm 0.20$ or a distance $D = 2.8 \pm 0.2$ Mpc.

Note, however, that the detected peak of the luminosity function can also arise because of the photometric limit effect. In this case, the previous peak at $I_0 = 22.41$ should be considered as the true TRGB, yielding a distance modulus of $(m - M)_0 = 26.45 \pm 0.20$ or a distance $D = 1.95 \pm 0.20$ Mpc.

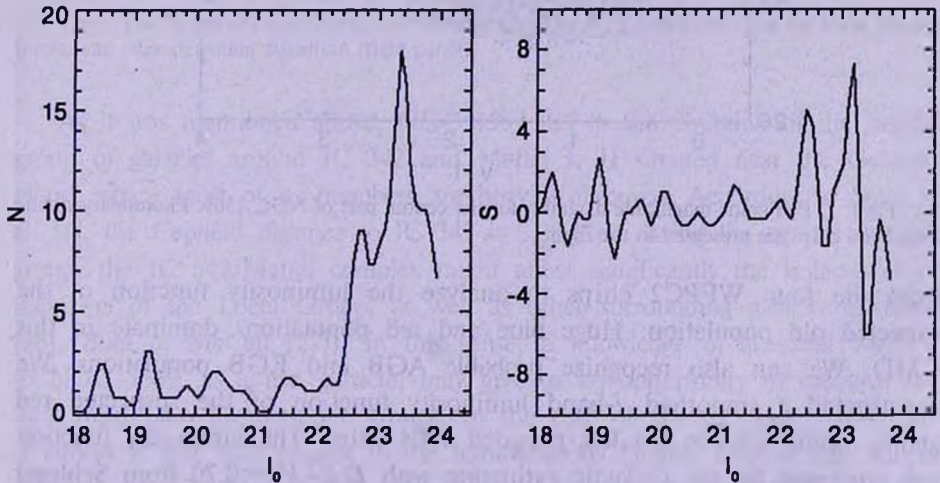


Fig.3. The luminosity function of probable red giants in the Field I (left panel) and the same filtered through an edge-detection algorithm (right panel).

4. Comparison with another NGC 1569 image and discussion.

Unfortunately, the data under study alone do not allow us to choose between the two derived distance estimates. To clarify the question, we attracted archival HST/WFPC2 images of NGC 1569 (PI: D.Hunter, ref.

6423) pointed to the galaxy center. Six exposures in F555W and four exposures in F814W were obtained within this program to study super-star clusters in NGC 1569. The overall exposure times are 930 sec in F555W and 550 sec in F814W. We applied to this field the same reduction and photometry steps as described in Section 2.2. The resulting color-magnitude diagram is presented in Fig.4. Due to the extremely crowded stellar field, we used less conservative selection conditions: $\text{CHI} \leq 2.5$, $\text{error} \leq 0.3$. Here we discuss the photometry for the WF4 field only, because it covers the less crowded galaxy part. This field seems to us to be the most convenient one

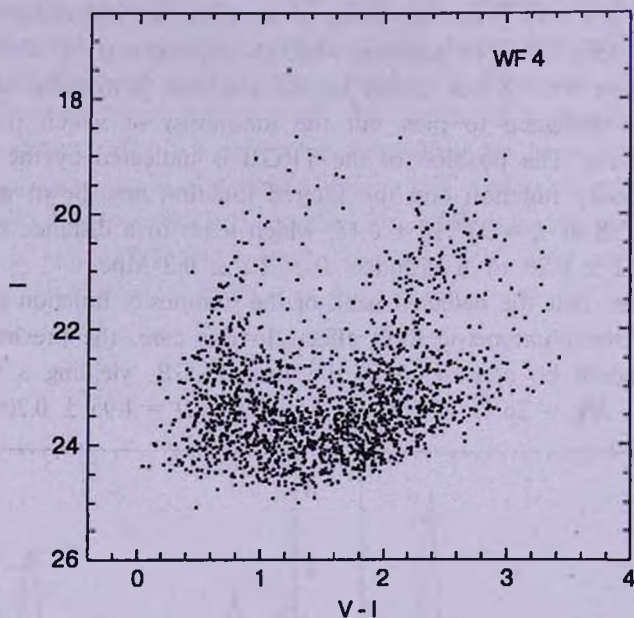


Fig.4. I , $V-I$ color-magnitude diagrams for the central part of NGC 1569. Photometry results from WF4 chip are presented in the figure.

from the four WFPC2 chips to analyze the luminosity function of the expected old population. Huge blue and red populations dominate in this CMD. We can also recognize probable AGB and RGB populations. We constructed a smoothed I -band luminosity function of the suspected red giants, using stars in the less crowded WF4 chip. The luminosity function was corrected for the Galactic extinction with $E(B-V)=0.70$ from Schlegel et al. [24]. The luminosity function and the filtered function are shown in Fig.5. The highest peak at $I_0=22.12$ gives the true distance modulus $(m-M)_0 = 26.16 \pm 0.20$ or linear distance $D=1.71 \pm 0.17$ Mpc. This value agrees well with our previous estimate of the galaxy distance, 1.7 ± 0.4 Mpc, derived from the luminosity of the brightest blue and red supergiants (Karachentsev et al. [9]). However, one should remember that this peak can also arise

because of the photometric limit effect. In such a case, only very rich old and intermediate age AGB populations of NGC 1569 could be detected, and deeper exposures are needed to reach RGB.

Aloisi et al. [10] exposed the central part of NGC 1569 with NICMOS aboard the HST in the near-infrared bands (J and H). A distance of 2.2 Mpc was adopted for the galaxy in this study. However, their photometric data are not deep enough to distinguish between the short and the long distance scales for NGC 1569.

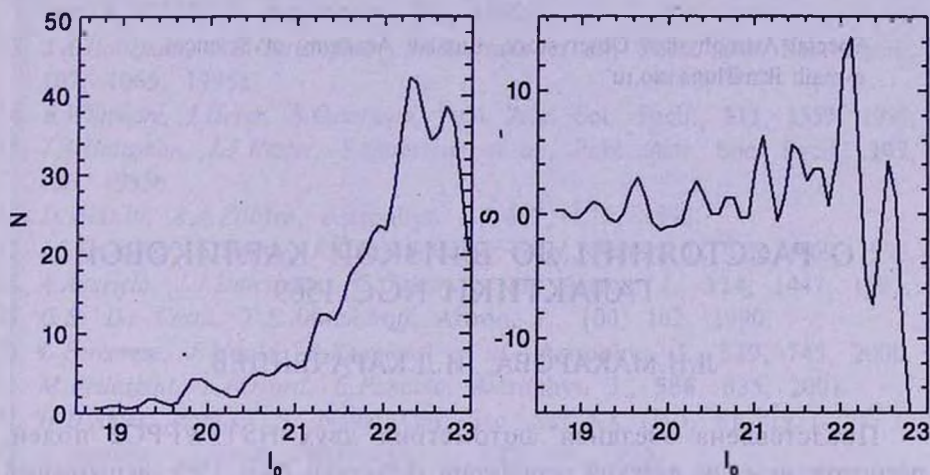


Fig.5. The luminosity function of probable red giants in WF4 (left panel) and the same filtered through an edge-detection algorithm (right panel).

As it was mentioned above, NGC 1569 lies in the direction of the nearby group of galaxies around IC 342 and Maffei I, II situated near the Galactic plane, where most of its members are heavily obscured. According to Saha et al. [1], the Cepheid distance to IC 342 is 3.28 Mpc. Being the nearest massive group, the IC 342/Maffei complex might affect significantly the trajectories of members of the Local Group, as well as other surrounding galaxies (Peebles [26], Buta & McCall [27]). In this sense, a knowledge of accurate distance to NGC 1569, as a test particle, may give us an opportunity to measure the total mass ratio for both the groups. In the case of $D = 1.95$ Mpc, NGC 1569 is almost at rest with respect to the homogeneous Hubble flow. If one adopts a distance of 2.8 Mpc, NGC 1569 is situated at the front of IC 342/Maffei group. The corrected radial velocities of NGC 1569, $V_{LG} = 88 \text{ km s}^{-1}$, means that NGC 1569 has a significant peculiar motion directed from the IC 342/Maffei group towards the Local Group. Such a kind of peculiar velocity seems to be unusual in the Local Group neighborhood. Therefore, being a nearby and well studied galaxy, NGC 1569 remains to be an object of poorly known distance. New deeper observations are needed to solve the enigma of its distance.

Acknowledgements. We are grateful to Dr. Eva Grebel for her very useful comments on the photometry. Partial support for this work was provided by RFBR grants 01-02-16001 and 02-02-06084MAC. The work of LNM was supported by INTAS grant YSF 2001/1-0129. Our study is based on observations made with the NASA/ESA Hubble Space Telescope, obtained from the data archive at the Space Telescope Science Institute. STScI is operated by the Association of Universities for Research in Astronomy, Inc. under NASA contract NAS 5-26555.

Special Astrophysical Observatory, Russian Academy of Sciences,
e-mail: ikar@luna.sao.ru

О РАССТОЯНИИ ДО БЛИЗКОЙ КАРЛИКОВОЙ ГАЛАКТИКИ NGC 1569

Л.Н.МАКАРОВА, И.Д.КАРАЧЕНЦЕВ

Представлена звездная фотометрия двух HST/WFPC2 полей, расположенных на далекой периферии галактики NGC 1569, испытавшей недавно сильную вспышку звездообразования. Изображения галактики в фильтрах F606W и F814W были взяты из архива данных HST. Судя по полученным диаграммам показатель цвета - звездная величина, у NGC 1569 можно предположить наличие звездного диска из старых звезд - красных гигантов, простирающегося до поля I на расстоянии ~ 6 кпк от центра галактики. Используется вершина ветви красных гигантов для определения расстояния до галактики. Имеется два возможных решения, одно из которых приводит к короткому расстоянию, $D = 1.95 \pm 0.2$ Мпк, и второе к более далекому, $D = 2.8 \pm 0.2$ Мпк.

REFERENCES

1. A.Saha, J.Claver, J.G.Hoessel, *Astron. J.*, **124**, 839, 2002.
2. H.C.Arps, A.R.Sandage, *Astron. J.*, **90**, 1163, 1985.
3. A.Vallenari, D.Bomans, *Astron. Astrophys.*, **313**, 713, 1996.
4. L.Greggio, M.Tosi, M.Clampin *et al.*, *Astrophys. J.*, **504**, 725, 1988.
5. G. de Marchi, M.Clampin, L.Greggio *et al.*, *Astrophys. J.*, **479**, L27, 1997.

6. D.Hunter, R.O'Connell, J.Gallagher, T.Smecker-Hane, *Astron. J.*, **120**, 2383, 2000.
7. F.P.Israel, *Astron. Astrophys.*, **194**, 24, 1988.
8. I.D.Karachentsev, N.A.Tikhonov, L.N.Sazonova (Makarova), *AstL*, **20**, 84, 1994.
9. I.Karachentsev, I.Drozdovsky, S.Kajsin et al., *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.*, **124**, 559, 1997.
10. A.Aloisi, M.Clampin, E.Diolaiti et al., *Astron. J.*, **121**, 1425, 2001.
11. P.B.Stetson, *Publ. Astr. Soc. Pacif.*, **99**, 191, 1987.
12. P.B.Stetson, L.E.Davis, D.R.Crabtree, in *Publ. Astr. Soc. Pacif. Conf. Ser.* 8, CCDs in Astronomy, 289, 1990.
13. J.A.Holtzman, J.B.Christopher, S.Casertano et al., *Publ. Astr. Soc. Pacif.*, **107**, 1065, 1995a.
14. B.Whitmore, I.Heyer, S.Casertano, *Publ. Astr. Soc. Pacif.*, **111**, 1559, 1999.
15. J.A.Holtzman, J.J.Hester, S.Casertano et al., *Publ. Astr. Soc. Pacif.*, **107**, 156, 1995b.
16. D.Minniti, A.A.Zijlstra, *Astrophys. J.*, **467**, L13, 1996.
17. J.S.Gallagher, E.Tolstoy, R.C.Dohm-Palmer et al., *Astron. J.*, **115**, 1869, 1998.
18. A.Aparicio, J.J.Dalcanton, C.Gallart et al., *Astron. J.*, **114**, 1447, 1997.
19. G.S. Da Costa, T.E.Armandroff, *Astron. J.*, **100**, 162, 1990.
20. L.Ferrarese, J.Mould, R.Kennicutt et al., *Astrophys. J.*, **529**, 745, 2000.
21. M.Bellazzini, F.Ferraro, E.Pancino, *Astrophys. J.*, **556**, 635, 2001.
22. H.D.Ables, *Publ. U.S. Naval Obs. Sec. Ser. XX (IV)*, 61, 1971.
23. D.Burstein, C.Heiles, *Astrophys. J.*, **225**, 40, 1978.
24. D.J.Schlegel, D.P.Finkbeiner, M.Davis, *Astrophys. J.*, **500**, 525, 1998.
25. Sh.Sakai, D.Zaritsky, R.Kennicutt, *Astron. J.*, **119**, 1197, 2000.
26. P.J.E.Peebles, *Astrophys. J.*, **429**, 43, 1994.
27. R.Buta, M.McCall, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, **124**, 33, 1999.

УДК: 524.74

ОЦЕНКА ФУНКЦИИ СВЕТИМОСТИ ГАЛАКТИК ТИПА M 51

С.А.КЛИМАНОВ

Поступила 8 января 2003

Принята к печати 25 февраля 2003

По новой выборке галактик типа M51, состоящей из 46 систем, произведена оценка функции светимости в цветовой полосе *B*. Для главных компонентов систем функция светимости может быть описана функцией Шехтера с параметрами $\phi_* = (1.4 \pm 0.3) \times 10^{-5} \text{ Мпк}^{-3}$, $\alpha = -1.3^{+0.4}_{-0.3}$, $M_* = -20.3^{+0.2}_{-0.1}$. Значения последних двух параметров сравнимы с соответствующими значениями для изолированных пар галактик. Полученная оценка средней плотности галактик типа M51 составляет $(4 \pm 3)\%$ по сравнению со средней плотностью изолированных пар в диапазоне светимостей $-22^m.0 < M < -16^m.0$.

1. *Введение.* Галактики типа M51 представляют собой двойные системы, состоящие из большой спиральной галактики и относительно небольшого спутника, находящегося вблизи конца спиральной ветви главного компонента. Впервые подробно эти объекты были описаны Воронцовым-Вельяминовым [1] и Арпом [2]. Большая выборка галактик типа M51 [3] содержит примерно 160 систем. Выборка этих объектов, содержащая 32 системы, была составлена Климановым и Решетниковым [4]. В работе были рассмотрены различные характеристики галактик типа M51, в том числе была сделана попытка построить функцию светимости главных компонентов.

Основной целью данной работы является увеличение объема выборки [4] путем поиска новых систем в существующих каталогах двойных галактик и получение оценки функции светимости (ФС) галактик типа M51, что позволяет оценить степень распространенности рассматриваемых систем среди галактик других типов.

2. *Выборка галактик типа M51.* Чтобы расширить выборку [4], были использованы каталоги двойных галактик [5] и [6]. Первый из них охватывает все северное полушарие и небольшую часть южного (до склонения $\delta = -3^\circ$) и содержит 603 кандидата в изолированные пары. Каталог имеет предельную звездную величину $m_{\text{lim}} = 15^m.7$ и, согласно автору, полон до $15^m.5$. Второй каталог является расширением первого на южную небесную полусферу (начиная со склонения $\delta = -17^\circ$). Его авторы получили существенно полную (до $14^m.5$) выборку, содержащую 301 пару.

На первом этапе поиска кандидатов в расширенную выборку галактик типа M51 было отобрано 94 пары каталога [5] и 69 пар каталога [6], которые соответствуют критериям, сформулированным в [4]. Из этих систем были исключены пары, в которых главная галактика не имеет четкой спиральной структуры или спутник не находится вблизи конца ее спиральной ветви. Таким образом, из каталога [5] было отобрано 9 пар: KPG016, KPG064, KPG168, KPG186, KPG359, KPG381, KPG472, KPG542, KPG587, а из каталога [6] 5 пар: ESO-LV 2970110, ESO-LV 2050060, ESO-LV 3820100, ESO-LV 3830640, ESO-LV 2710250 (номера по каталогу ESO-LV [7]). Добавление этих систем к базовому списку [4] дало новую выборку, содержащую 46 кандидатов в галактики типа M51. Она и была использована для нахождения их ФС.

Основные характеристики галактик были найдены следующим образом. Интегральные видимые звездные величины (B_r) были взяты из внегалактической базы данных LEDA. Для 18 спутников, у которых видимые звездные величины в базе отсутствовали, они оценивались при помощи способа, описанного в [4]. Гелиоцентрические скорости галактик, приводимые в той же базе (для 6 систем они отсутствовали), были редуцированы за движение по отношению к центроиду Местной Группы, а также за движение Местной Группы по направлению к скоплению Девы по формулам, приведенным в [8]. При этом для 12 систем гелиоцентрические скорости были взяты из [9]. Абсолютные звездные величины были исправлены за межзвездное поглощение, величина которого для каждой из галактик была взята из базы данных LEDA. Вследствие пекулярной морфологии многих галактик внутреннее поглощение не учитывалось. Для главных компонентов были учтены $K(z)$ -поправки, значения которых, соответствующим образом проинтерполированные, были взяты из [10]. Здесь и далее использована

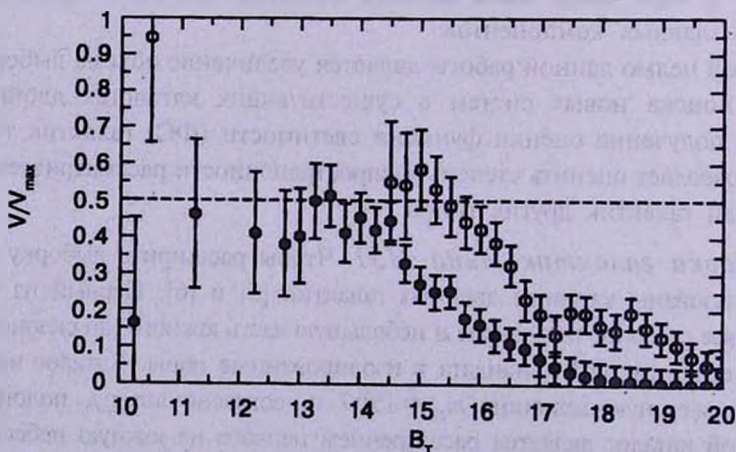


Рис.1. Результат применения $\langle V/V_{max} \rangle$ - теста к главным галактикам (закрытые кружки) и спутникам (открытые кружки) выборки. Штриховая линия соответствует однородному распределению.

величина постоянной Хаббла $H_0 = 75 \text{ км с}^{-1} \text{ Мпк}^{-1}$.

Полнота выборки была оценена путем использования так называемого $\langle V/V_{\text{max}} \rangle$ - теста, предложенного Шмидтом [11]. Результат применения этого теста для обоих компонентов показан на рис.1. Отношение $\langle V/V_{\text{max}} \rangle$ в случае однородного распределения объектов в евклидовом пространстве должно быть в пределах $0.5 \pm 1/\sqrt{12 \times N}$, где N - число галактик. Практически монотонное уменьшение величины $\langle V/V_{\text{max}} \rangle$, начинающееся примерно с $B_T = 14^m.0 - 14^m.5$ для главных галактик и с $B_T = 15^m.5 - 16^m.0$ для спутников, означает, что объекты теряются вследствие эффектов селекции. Полноту выборки можно оценить и другим способом - по зависимости числа галактик ярче данной видимой величины от соответствующей видимой звездной величины. Результат показан на рис.2. Видно, что отклонение от однородного распределения ($\log N \propto 0.6 B_T$) также начинается с указанных выше величин. Для них мы считаем выборку полной. Степень полноты выборки для других значений видимых звездных величин будет рассмотрена далее.

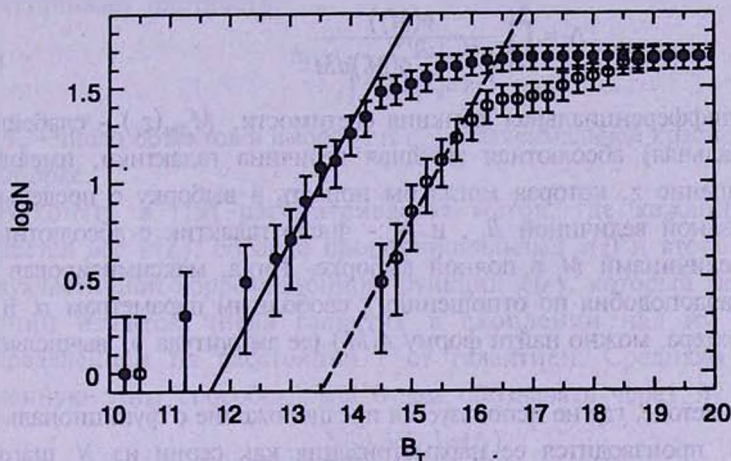


Рис.2. Интегральное распределение числа галактик в выборке по их видимой звездной величине. Закрытые кружки соответствуют главным галактикам, открытые - спутникам. Прямые линии соответствуют однородному распределению.

3. *Два метода оценки ФС.* Из предложенных различных способов вычисления ФС галактик ([12] и [13]) было использовано два. Первый метод, общепринятая аббревиатура которого SWML (Stepwise Maximum Likelihood), был разработан Эфстатиоу и др. [14] и основан на применении метода максимального правдоподобия. Он позволяет получить ФС, не делая предположения о какой-либо ее функциональной форме, но требует разбиения данных на интервалы (бины). Преимуществом в этом случае является независимость результатов от флуктуаций плотности, из-за чего нормализация ФС должна производиться отдельно. Другой способ, который будет обозначаться как $(1/V_{\text{max}})$ - метод, позволяет получить форму и плотность ФС одновременно, однако при этом используется предположение

об однородном распределении объектов в пространстве (см., например, [11,15]). Кроме того, применяя этот метод, можно достаточно просто учесть поправку за неполноту выборки, что будет сделано ниже.

3.1. SWML-метод. Этот метод основан на использовании параметрического метода вычисления ФС, предложенного Сэндиджам и др. [16]. В литературе он обычно обозначается как STY-метод (по первым буквам фамилий авторов). В нем, для нахождения ФС, следует сделать предположение о ее параметрической форме, такой, например, как функция Шехтера [17]:

$$\phi(M) = 0.4 \ln 10 \phi_0 10^{0.4(\alpha+1)(M-M')} \exp(-10^{0.4(M-M')}).$$

Считая, что светимость галактики не зависит от ее расположения, можно определить функцию правдоподобия, полученную перемножением индивидуальных вероятностей попадания галактик в полную выборку с предельной видимой звездной величиной B_{lim} :

$$\Lambda = \prod_{i=1}^{N_g} \frac{\phi(M_i)}{\int_{M_{lim}(z_i)}^{\infty} \phi(M) dM}, \quad (1)$$

где $\phi(M)$ - дифференциальная функция светимости, $M_{lim}(z_i)$ - слабейшая (т.е. максимальная) абсолютная звездная величина галактики, имеющей красное смещение z_i , которая могла бы попасть в выборку с предельной видимой звездной величиной B_{lim} , и N_g - число галактик с абсолютными звездными величинами M_i в полной выборке. Тогда, максимизировав эту функцию правдоподобия по отношению к свободным параметрам α и M' , функции Шехтера, можно найти форму $\phi(M)$ (ее амплитуда ϕ_0 вычисляется отдельно).

В SWML-методе, где не используется предположение о функциональной форме $\phi(M)$, производится ее параметризация как серии из N_p шагов:

$$\phi(M) = \phi_k, \quad M_k - \Delta M/2 < M < M_k + \Delta M/2, \quad k = 1, \dots, N_p.$$

Тогда, переписав соответствующим образом (1), из так называемого уравнения правдоподобия можно получить оценку параметров $\phi_k(M)$ (см. [14]). Их ошибки можно найти из диагональных элементов ковариационной матрицы так, как это описано в [18] и [14]. Здесь ковариационная матрица - это матрица, обратная к информационной, состоящей из вторых частей производных функции правдоподобия.

Так как SWML-метод не дает никакой информации о нормировке ФС, среднюю плотность галактик в выборке $\langle n \rangle$ нужно находить отдельно. Это можно сделать, привлекая к рассмотрению функцию селекции $s(z)$, которая характеризует вероятность попадания галактики, имеющей красное смещение z , в рассматриваемую выборку (см., например, [19,14]).

Для вычисления средней плотности $\langle n \rangle$ было предложено несколько

способов, некоторые из которых были подробно рассмотрены в [19] и часто используются. Один из них позволяет найти плотность, обозначаемую в [19] через n_1 и в нашем случае сводимую к формуле, предложенной в [14], следующим образом:

$$n_1 = \frac{1}{V} \sum_{i=1}^{N_f} \frac{1}{s(z_i)},$$

где V - объем сферы с радиусом, соответствующим максимальному красному смещению выборки. Как отмечается в [19], в этой процедуре придаются слишком большие веса галактикам, находящимся на больших z , где $s(z)$ мала и менее точна, поэтому из вычисления следует исключить те точки, в которых $s(z)$ меньше некоторого минимального значения, которое мы выбрали равным 0.1.

В другом способе нахождения средней плотности (в [19] она обозначается через n_2) галактикам придаются одинаковые веса и не требуется ограничения $s(z)$, однако результаты могут быть искажены флуктуациями плотности:

$$n_2 = \frac{N_T}{\int_0^{z_{\max}} s(z) dV},$$

где N_T - число объектов в выборке и $z_{\max}$ - максимальное красное смещение в выборке.

Наконец, в [19] рассматривается метод, где каждой галактике придается вес $w(z_i)$, обратно пропорциональный $s(z)$ и второму моменту J_2 двухчастичной корреляционной функции $\xi(r)$, который характеризует средний избыток числа галактик в скоплении над их случайным распределением на расстоянии r от галактики. Среднюю плотность, найденную этим способом, мы будем обозначать через $\bar{n}$:

$$\bar{n} = \frac{\sum_{i=1}^{N_f} N(z_i) w(z_i)}{\int_0^{z_{\max}} s(z) w(z) dV},$$

где

$$w(z_i) = \frac{1}{1 + \bar{n} J_3 s(z)}, \quad J_3 = 4\pi \int_0^r r^2 \xi(r) dr$$

и $N(z_i)$ - число галактик, имеющих красное смещение z_i . Уравнение для $\bar{n}$ можно решить итерациями. Отметим, что в случае $w(z_i) = 1$ выражение для плотности $\bar{n}$ переходит в выражение для n_2 .

Для J_3 принято значение 4030 Мпк^3 [20]. Такая оценка, однако, была получена лишь до расстояния $D = 40 \text{ Мпк}$. Тем не менее, варьирование этой величины дает лишь небольшой вклад в изменение $\bar{n}$. Так, увеличение или уменьшение J_3 в 2 раза изменяет значение $\bar{n}$ лишь на несколько процентов [21].

Параметр ϕ . в функции Шехтера связан со средней плотностью следующим образом [12]:

$$\phi = \frac{\langle n \rangle}{\int_{M_1}^{M_2} \phi_1(M) dM},$$

где $\phi_1(M)$ - функция Шехтера с $\phi = 1$ и M_1 и M_2 - самая яркая и самая слабая абсолютные звездные величины в рассматриваемой выборке.

3.2. $(1/V_{max})$ -метод. Этот метод содержит предположение об отсутствии флуктуаций плотности в пространстве, однако он достаточно прост в вычислениях и удобен тем, что позволяет получить форму и амплитуду ФС одновременно. Если же интервалы для абсолютных звездных величин очень малы, то оба рассматриваемых метода становятся идентичными [22].

Для получения дифференциальной функции светимости $\phi(M)$ используется выражение:

$$\phi(M) = \frac{4\pi}{\Omega} \frac{\xi}{\Delta M} \sum_{i=1}^N \frac{1}{V_{max}(M_i)}.$$

Вклад каждого объекта в ФС определяется V_{max} - объемом сферы, чей радиус равен максимальному расстоянию галактики с абсолютной звездной величиной M_i при котором она могла бы попасть в выборку с предельной величиной B_{lim} . Ω - телесный угол на небесной сфере, покрываемый выборкой, и ξ - параметр, используемый для исправления ФС за неполноту выборки. Ошибки $\phi(M)$ можно оценить, используя следующую формулу (см. [23]):

$$\sigma^2 = \left(\frac{4\pi}{\Omega} \frac{\xi}{\Delta M} \right)^2 \sum_{i=1}^N \frac{1}{V_{max}^2(M_i)}.$$

Простой и удобный способ нахождения параметра ξ был предложен в [24]. Выборка с увеличением ее предельной видимой звездной величины B_{lim} становится неполной, а величина $\langle V/V_{max} \rangle$, имеющая значение ~ 0.5 для полной выборки, начинает уменьшаться (см. рис.1). Тогда, учитывая, что (см. [25])

$$\frac{V}{V_{max}} = 10^{0.6(B_T - B_{lim})},$$

можно найти число галактик, которое необходимо добавлять в выборку каждый раз для того, чтобы вновь сделать величину $\langle V/V_{max} \rangle = 0.5$ при последовательно увеличивающихся B_{lim} с шагом $\Delta B = 0^m.1$. Таким образом, параметр ξ , выражающий степень неполноты выборки, находится как отношение $(N_{add} + N_{sam})/N_{sam}$, где N_{add} - число добавленных галактик, а N_{sam} - число галактик в выборке с данной B_{lim} . Результат этой процедуры для главных галактик при некоторых значениях B_{lim} приводится в табл.1.

Полученную таким образом ФС можно аппроксимировать функцией Шехтера и найти тем самым оценки параметров ϕ_* , α и M_* .

Таблица 1

ИСПРАВЛЕНИЕ ВЫБОРКИ ЗА НЕПОЛНОТУ

B_{lim}	N_{sum}	N_{add}	V/V_{max}	ξ
14 ^m .0	18	6	0.45	1.33
14.5	30	16	0.45	1.53
15.0	33	52	0.27	2.58
15.5	41	117	0.25	3.85
16.0	43	248	0.16	6.77
16.5	45	489	0.11	11.87
17.0	46	934	0.04	21.30

4. *Результаты и обсуждение.* Из-за сравнительно небольшого статистического объема нашей выборки полученные результаты не обладают большой устойчивостью. Для увеличения степени их надежности была исследована зависимость решений от задаваемого изначально значения B_{lim} - предельной величины выборки. SWML-метод в том виде, в котором он применен, пригоден только для полных выборок. Поэтому, используя его, мы варьировали B_{lim} в диапазоне 14^m.0-14^m.5 (с шагом $\Delta B = 0^m.1$), т.е. в области, где возможная неполнота выборки еще невелика и ею можно пренебречь. В $(1/V_{max})$ - методе учитывается поправка за неполноту и поэтому при его применении мы имели возможность варьировать B_{lim} в гораздо более широких пределах, увеличивая как число вовлеченных в рассмотрение галактик, так и число полученных точек ФС.

Малое число галактик в выборке сказывалось также на выборе оптимального шага по абсолютной звездной величине. Для того, чтобы избежать присутствия интервалов с одной-двумя галактиками, при расчетах либо ограничивался диапазон рассматриваемых светимостей галактик, либо такие интервалы укрупнялись.

Рассмотрим сначала результаты, которые дал SWML-метод в применении к главным галактикам нашей выборки. Диапазон абсолютных

Таблица 2

ПАРАМЕТРЫ ФС ГЛАВНЫХ ГАЛАКТИК, ПОЛУЧЕННЫЕ
SWML-МЕТОДОМ

B_{lim}	N_s	N_p	$\langle n \rangle$ ($\times 10^{-5}$, Мпк $^{-3}$)	$\phi_*(n_1)$	$\phi_*(n_3)$	$\phi_*(\bar{n})$	α	M_*	α	M_*
			-22 m .0 < M < -19 m .0	$\times 10^{-5}$, Мпк $^{-3}$			(STY)	(STY)	(LS)	(LS)
14 m .2	19	5	2.4	2.0	2.5	2.4	-0.4	-19.8	-1.1	-20.5
14.3	20	5	1.5	1.4	1.4	1.3	-0.4	-19.9	-1.0	-20.6
14.4	22	5	1.3	1.1	1.0	0.9	-0.1	-19.7	-1.1	-20.8
14.5	25	5	1.7	1.2	1.1	1.0	-0.1	-19.8	-1.3	-20.9

звездных величин составлял $-21^m.8 < M < -19^m.3$ (в нем сосредоточены практически все галактики полной выборки), размер бина $\Delta M = 0^m.5$, а диапазон изменения B_{lim} был ограничен величинами $14^m.2$ - $14^m.5$. При таких условиях число галактик, попавших в бин, варьировалось от 3 до 10, а число полученных точек ФС равнялось 5. Результаты представлены в табл.2 на рис.3.

Ошибки $\phi_k(M)$, приведенные на рис.3 для значения $B_{lim} = 14^m.5$ в качестве примера, дают представление о числе галактик, попавших в соответствующий интервал. Как и следовало ожидать, чем меньше это число, тем больше неопределенность $\phi_k(M)$. Ошибки $\phi_k(M)$, найденные при значении $B_{lim} = 14^m.2$, имеют тот же порядок величин. Таким образом, как это можно видеть на рис.3, результаты, полученные для крайних значений рассматриваемого диапазона B_{lim} , находятся в пределах оцениваемых ошибок.

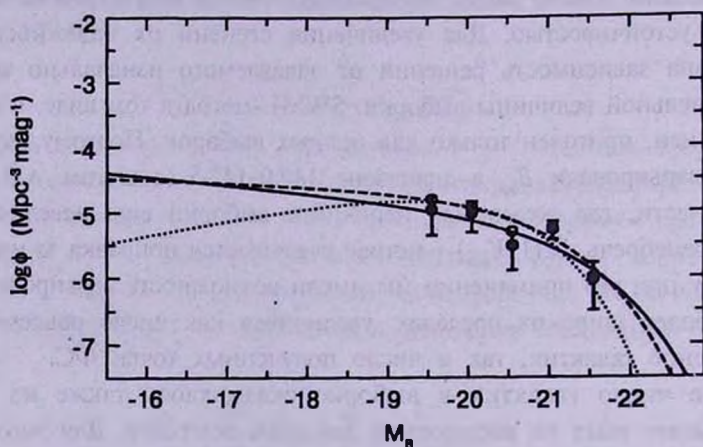


Рис.3. ФС главных галактик типа M51, полученная SWML-методом для $B_{lim} = 14^m.2$ (открытые кружки) и $B_{lim} = 14^m.5$ (закрытые кружки). Соответствующие приближения функции Шехтера с параметрами, найденными методом наименьших квадратов, показаны штриховой ($B_{lim} = 14^m.2$) и сплошной ($B_{lim} = 14^m.5$) линиями. Функция Шехтера, полученная методом STY, показана точками (для случая $B_{lim} = 14^m.2$).

Приведенные в табл.2 величины нормировки ФС, найденные с использованием различных способов вычисления средней плотности галактик, достаточно хорошо согласуются друг с другом. Взяв в качестве модельной функцию Шехтера, оценки двух других ее параметров мы находили как методом STY (см. предыдущий раздел), так и приближением полученных точек ФС методом наименьших квадратов (две последние колонки в табл.2). На рис.3 результаты первого способа приведены для случая $B_{lim} = 14^m.2$, а второго - для $B_{lim} = 14^m.2$ и $B_{lim} = 14^m.5$. Как видно из рис.3 и табл.2, функция Шехтера, полученная вторым способом, дает лучшее приближение к данным, найденным SWML-методом (который

не зависит от принятой модели). Следует отметить, что, поскольку здесь рассматривается полная выборка, основное внимание мы обращаем на амплитуду полученной ФС. Ее форму можно уточнить при рассмотрении $(1/V_{max})$ -метода, в котором за счет увеличения предельной величины выборки возрастает как число галактик, так и число точек ФС.

Рассмотрим применение $(1/V_{max})$ -метода для оценки ФС главных галактик выборки. При получении результатов мы использовали диапазон B_{lim} от $14^m.5$ до $17^m.0$ с шагом $0^m.5$. При возрастании B_{lim} в слабый конец ФС (диапазон $-19^m.4 < M < -16^m.0$) попадало от 2 до 5 галактик, поэтому они были объединены в один большой интервал, величина которого, таким образом, составила $\Delta M = 3^m.4$. Размер бина на ярком конце диапазона светимостей составил $\Delta M = 0^m.6$, размер бинов в центральной части ФС - $0^m.4$. Центрами укрупненных интервалов являлись средние значения абсолютных звездных величин попавших в них галактик. Таким образом, число галактик в интервалах (не принимая во внимание бин на слабом конце ФС) варьировалось от 3 до 11.

Полученные данные суммированы в табл.3. Они приведены как для широкого диапазона светимостей, т.е. с учетом интервала на слабом конце ФС (верхняя часть таблицы), так и для узкого, в котором точка, соответствующая этому интервалу, отбрасывалась (нижняя часть таблицы).

Таблица 3

ПАРАМЕТРЫ ФС ГЛАВНЫХ ГАЛАКТИК, ПОЛУЧЕННЫЕ
($1/V_{max}$) - МЕТОДОМ

$-22^m.0 < M < -16^m.0$							
B_{lim}	N_g	N_p	$\langle n \rangle (x10^{-5}, \text{ Мпк}^{-3})$ $-22^m.0 < M < -19^m.0$	$\langle n \rangle (x10^{-5}, \text{ Мпк}^{-3})$	$\phi. (x10^{-5}, \text{ Мпк}^{-3})$	α	$M.$
$14^m.5$	28	6	2.2	17.3	1.3	-1.5	-20.7
15.0	31	7	2.1	14.7	1.7	-1.4	-20.4
15.5	37	7	1.9	12.5	1.6	-1.4	-20.4
16.0	38	7	1.7	12.1	1.5	-1.4	-20.4
16.5	39	7	1.5	11.3	1.3	-1.4	-20.4
17.0	40	7	1.4	11.7	1.1	-1.5	-20.4
$-22^m.0 < M < -19^m.4$							
B_{lim}	N_g	N_p	$\langle n \rangle (x10^{-5}, \text{ Мпк}^{-3})$ $-22^m.0 < M < -19^m.0$	$\langle n \rangle (x10^{-5}, \text{ Мпк}^{-3})$	$\phi. (x10^{-5}, \text{ Мпк}^{-3})$	α	$M.$
$14^m.5$	26	5	2.2	18.1	1.2	-1.5	-20.7
15.0	29	6	2.4	34.0	1.0	-1.8	-20.8
15.5	34	6	1.7	4.9	2.2	-0.8	-20.1
16.0	35	6	1.6	8.7	1.7	-1.2	-20.3
16.5	35	6	1.4	7.7	1.5	-1.2	-20.3
17.0	35	6	1.3	6.9	1.3	-1.2	-20.3

Как видно из этих данных, наиболее стабильные результаты наблюдаются при больших значениях предельных видимых звездных величин. В большей степени это касается формы ФС и в меньшей - амплитуды. Вероятно, это объясняется тем, что при больших B_{lim} почти все галактики выборки с известными абсолютными звездными величинами дают вклад в ФС. Кроме того, флуктуации плотности галактик с увеличением рассматриваемого объема уменьшаются, поэтому рассмотрение галактик в большем объеме (т.е. при больших B_{lim}) дает лучшие результаты [26].

Для сравнения данных, полученных при использовании разных методов нахождения ФС, были определены средние плотности галактик в одном и том же диапазоне светимостей: $-22^m.0 < M < -19^m.0$ (4-е колонки в табл.2 и 3). Этот выбор объясняется тем, что в SWML-методе галактики вне этого интервала не рассматривались. Средняя величина этой плотности, найденная из табл.2 для всех B_{lim} , равна $(1.7 \pm 0.5) \times 10^{-5}$ Мпк $^{-3}$ и $(1.5 \pm 0.2) \times 10^{-5}$ Мпк $^{-3}$ без учета случая $B_{\text{lim}} = 14^m.2$, где неопределенности - это дисперсии соответствующих значений. Как видно из табл.3, к этим величинам ближе всего находятся результаты при больших B_{lim} . При дальнейшем рассмотрении мы останавливаемся на данных, полученных для $B_{\text{lim}} = 16^m.5$, которые достаточно хорошо согласуются как с приведенными значениями плотностей главных галактик, так и со значениями плотностей, полученных при рассмотрении спутников (см. ниже).

ФС для величины $B_{\text{lim}} = 16^m.5$ изображена на рис.4. Для сравнения на нем также приводятся точки, полученные SWML-методом при $B_{\text{lim}} = 14^m.3$. На рис.4 также показана функция Шехтера с оценками параметров, взятыми

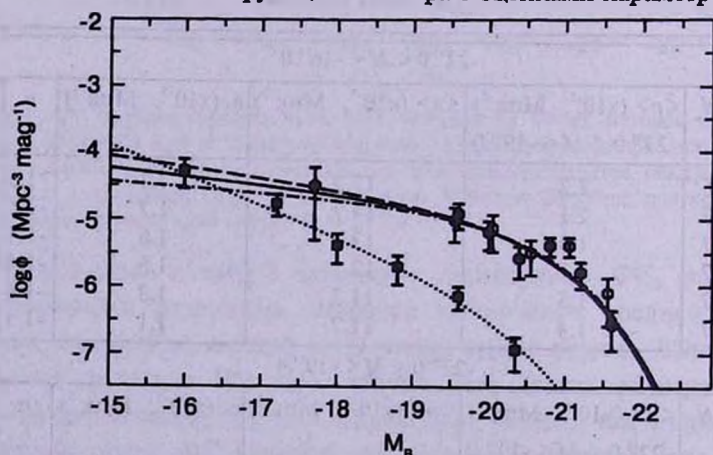


Рис.4. ФС главных галактик типа M51, полученная $(1/V_{\text{max}})$ -методом для $B_{\text{lim}} = 16^m.5$ (закрытые кружки). Для сравнения приведена ФС главных галактик, полученная SWML-методом при $B_{\text{lim}} = 14^m.3$ (открытые кружки). Функция Шехтера для значения $B_{\text{lim}} = 16^m.5$ с учетом точки с $M = -17^m.70$ показана штриховой линией, без ее учета - линией штрих-точка. Функция Шехтера со значениями параметров $\phi_* = 1.45 \times 10^{-5}$ Мпк $^{-3}$, $\alpha = -1.3$, $M_c = -20^m.3$ показана сплошной линией. Закрытые квадраты соответствуют ФС спутников при $B_{\text{lim}} = 18^m.5$. Функция Шехтера для нее показана линией из точек.

из табл.3, как с учетом точки на слабом конце ФС (формальное значение $\chi^2 = 4.5$ для $df=4$ степеней свободы), так и без нее ($\chi^2 = 4.5$ для $df=3$).

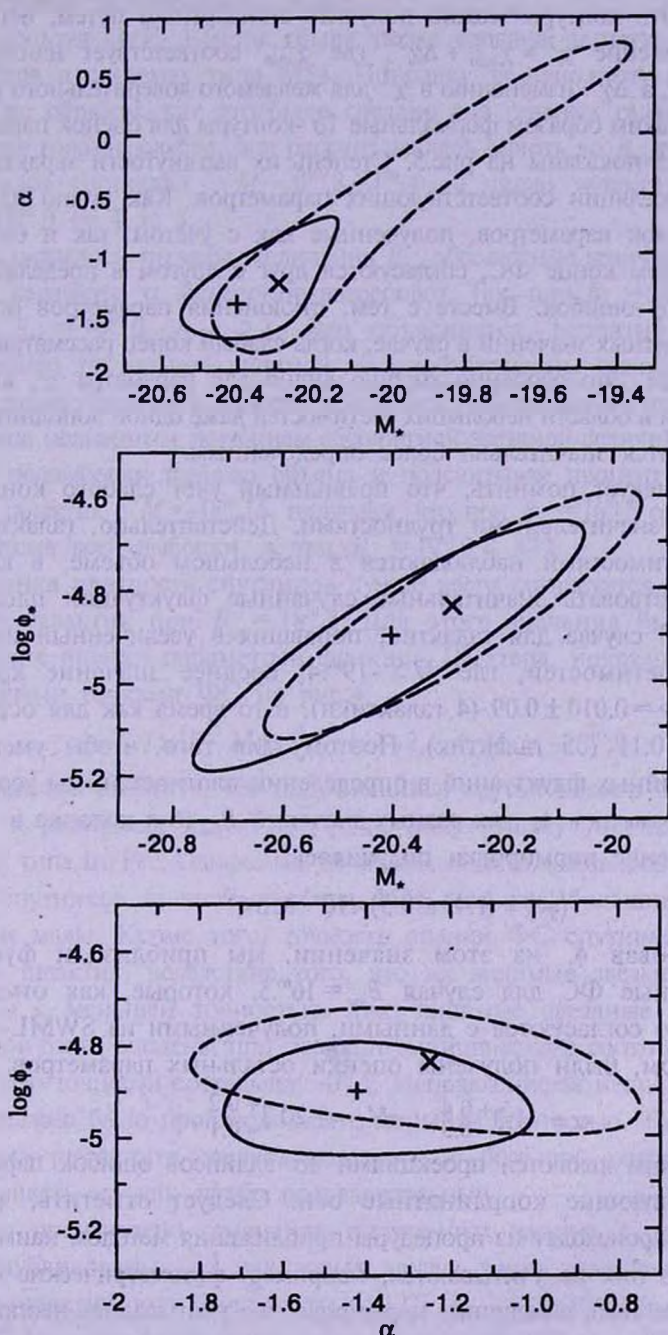


Рис.5. Формальные 1σ -контуры ошибок параметров функции Шектера, полученные $(1/V_{\text{max}})$ -методом для значения $B_{\text{max}} = 16^m.5$ с учетом точки на слабом конце ФС (сплошная линия) и без ее учета (штриховая линия). Наиболее вероятные значения оценок параметров показаны крестом и косым крестом соответственно.

Распределение формальных ошибок параметров функции Шехтера можно проиллюстрировать в виде контуров ошибок в двумерном пространстве параметров. Эти контуры можно получить стандартным путем, используя для них уравнение $\chi^2 = \chi_{min}^2 + \Delta\chi^2$, где χ_{min}^2 соответствует наилучшему приближению, а $\Delta\chi^2$ изменению в χ^2 для желаемого доверительного уровня. Полученные таким образом формальные 1σ -контуры для оценок параметров при $B_{lim} = 16^m.5$ показаны на рис.5. Степень их вытянутости характеризует величину корреляции соответствующих параметров. Как видно из рис.5, значения оценок параметров, полученные как с учетом, так и без учета точки на слабом конце ФС, согласуются друг с другом в пределах своих совместных 1σ -ошибок. Вместе с тем, отклонения параметров от своих наиболее вероятных значений в случае, когда слабый конец рассматривается, гораздо больше. Это особенно хорошо видно для параметра α , который при появлении в области небольших светимостей даже одной дополнительной точки становится значительно более определенным.

Однако следует помнить, что правильный учет слабого конца ФС сопряжен со значительными трудностями. Действительно, галактики со слабыми светимостями наблюдаются в небольшом объеме, в котором могут присутствовать значительные случайные флуктуации плотности. Так, в нашем случае для галактик, попавших в увеличенный интервал в области светимостей, где $M > -19^m.4$, среднее значение красного смещения $\langle z \rangle = 0.010 \pm 0.09$ (4 галактики), в то время как для остальных $\langle z \rangle = 0.021 \pm 0.11$ (35 галактик). Поэтому для того, чтобы уменьшить влияние случайных флуктуаций в определении плотностей, мы усреднили величины параметров ϕ для разных значений B_{lim} (6-я колонка в табл.3). Среднее значение нормировки получилось:

$$\langle \phi_* \rangle = (1.45 \pm 0.3) \times 10^{-5} \text{ Мпк}^{-3}.$$

Зафиксировав ϕ на этом значении, мы приблизили функцией Шехтера данные ФС для случая $B_{lim} = 16^m.5$, которые, как отмечалось выше, хорошо согласуются с данными, полученными из SWML-метода. Таким образом, были получены оценки остальных параметров:

$$\alpha = -1.3_{-0.3}^{+0.4}, \quad M_* = -20.3_{-0.1}^{+0.2},$$

где погрешности являются проекциями 1σ -эллипсов ошибок параметров на соответствующие координатные оси. Следует отметить, что эти погрешности происходят из процедуры приближения методом наименьших квадратов и в них не учитываются, например, фотометрические ошибки данных. Кроме того, в величине нормировки не учитывались неопределенности, которые возникают при изменении остальных параметров вдоль их эллипсов ошибок (см., например, [21]). Поэтому приведенные значения характеризуют лишь нижнюю границу ошибок и могут недооценивать их

действительные величины. Функция Шехтера с приведенными параметрами показана на рис.4. Как видно из рисунка, она хорошо согласуется с результатами, полученными выше.

Используя $(1/V_{\text{max}})$ -метод, была также сделана попытка оценить ФС спутников в системах типа M51. Поправку за неполноту можно учесть таким же образом, как это было сделано для главных галактик. Так как спутники гораздо слабее, она рассчитывалась вплоть до $B_{\text{lim}} = 19^{\text{m}}.0$. Размер интервалов составлял $\Delta M = 0^{\text{m}}.8 - 1^{\text{m}}.4$, а число галактик в них при $B_{\text{lim}} \geq 18^{\text{m}}.0$ от 4 до 8.

Как оказалось, по мере увеличения B_{lim} , абсолютные величины найденных оценок параметра α монотонно возрастают. Так, при $B_{\text{lim}} = 16^{\text{m}}.5$, $\alpha = -1.6$, а при $B_{\text{lim}} = 19^{\text{m}}.0$, $\alpha = -2.1$. Это объясняется, вероятно, тем, что с увеличением предельной видимой звездной величины относительная доля более слабых галактик в выборке возрастает. Действительно, разбив выборку спутников медианным значением абсолютной звездной величины $M = -18^{\text{m}}.15$ на две подвыборки равного объема и подсчитывая процент относительно слабых галактик с $M > -18^{\text{m}}.15$, получаем, что при $B_{\text{lim}} = 16^{\text{m}}.5$ они составляют 27% объема всей выборки, а при $B_{\text{lim}} = 19^{\text{m}}.0$ - 47%.

Средняя плотность спутников лучше всего согласуется с плотностью главных галактик при $B_{\text{lim}} = 18^{\text{m}}.5$. Для этого значения были получены следующие оценки параметров функции Шехтера, показанной вместе с найденными точками ФС на рис.4:

$$\phi_* = 8.7 \times 10^{-7} \text{ Мпк}^{-3}, \quad \alpha = -2.1, \quad M_* = -20^{\text{m}}.0.$$

Интересно отметить, что получившийся крутой наклон ФС спутников близок к результату $\alpha = -1.81 \pm 0.24$, полученному Марцке в [26] для галактик типа Ir/Рес. Однако мы не можем сказать, каков морфологический состав спутников в системах типа M51, так как большинство из них слишком малы. Кроме того, точность оценки ФС спутников ниже, чем главных галактик, вследствие того, что их видимые звездные величины известны с меньшей точностью. Так, видимые звездные величины 18 спутников были оценены при помощи эмпирического соотношения из [4]. Оценка его точности составляет $\sim 0^{\text{m}}.5$. Исправление за неполноту выборки также должно было производиться с меньшей точностью. Таким образом, к нашему результату следует подходить с большой осторожностью и рассматривать его как сугубо предварительный.

Было произведено сравнение полученных данных с теми, которые были опубликованы для некоторых других типов галактик. Параметры ФС для галактик поля были взяты из [27]: $\phi_* = 6.7 \times 10^{-3} \text{ Мпк}^{-3}$, $\alpha = -1.23$, $M_* = -20^{\text{m}}.34$, а для спиральных галактик поля из [26]: $\phi_* = (3.4 \pm 0.6) \times 10^{-3} \text{ Мпк}^{-3}$, $\alpha = -1.11 \pm 0.07$, $M_* = -20^{\text{m}}.05 \pm 0.08$ (для принятого значения $H_0 = 75 \text{ км с}^{-1} \text{ Мпк}^{-1}$). Отсюда видно, что параметры, определяющие форму

этих ФС, достаточно близки к параметрам ФС главных компонентов в системах типа М51. Сравнивая значения средних плотностей в диапазоне светимостей $-22^m.0 < M < -16^m.0$, находим, что главные галактики в системах типа М51 могут составлять $(0.3 \pm 0.2)\%$ среди галактик поля и $(0.7 \pm 0.5)\%$ среди спиральных галактик. Было также произведено сравнение ФС галактик типа М51 и других двойных галактик. Параметры функции Шехтера для компонентов изолированных пар каталога Караченцева [5] приводятся в [23]: $\phi = 6.51 \times 10^{-4} \text{ Мпк}^{-3}$, $\alpha = -1.2$, $M_* = -20^m.1$. Кроме того, мы приводим параметры функции Шехтера, взятые из [28] для выборки южных изолированных пар из каталога ESO-LV [7]: $\phi = (2.36 \pm 0.57) \times 10^{-4} \text{ Мпк}^{-3}$, $\alpha = -1.36 \pm 0.07$, $M_* = -20^m.19 \pm 0.16$ (для $H_0 = 75 \text{ км с}^{-1} \text{ Мпк}^{-1}$). Таким образом, параметры, определяющие форму ФС, хорошо согласуются с соответствующими значениями наших параметров. В диапазоне светимостей $-22^m.0 < M < -16^m.0$ доля главных галактик систем типа М51 среди компонентов пар каталога Караченцева составляет 0.03 ± 0.02 , а среди южных изолированных пар 0.06 ± 0.04 . Усреднив оба результата, находим, что галактики типа М51 могут составлять $(4 \pm 3)\%$ от двойных галактик.

5. Заключение. Получена новая выборка галактик типа М51, содержащая 46 систем. Стандартные тесты, примененные к ней, показывают, что она полна для главных компонентов до $B_{lim} = 14^m.0 - 14^m.5$ и для спутников до $B_{lim} = 15^m.5 - 16^m.0$.

На основе этой выборки была произведена оценка функции светимости галактик в цветовой полосе B двумя методами. Полученная путем сравнения их результатов, ФС может быть описана функцией Шехтера с параметрами для главных галактик $\phi = (1.4 \pm 0.3) \times 10^{-5} \text{ Мпк}^{-3}$, $\alpha = -1.3^{+0.4}_{-0.3}$, $M_* = -20.3^{+0.2}_{-0.1}$. Значения параметров, определяющих ее форму, сравнимы с соответствующими значениями для других типов галактик. Среди двойных галактик доля галактик типа М51 может составлять $(4 \pm 3)\%$, среди спиральных $(0.7 \pm 0.5)\%$ и среди всех галактик поля $(0.3 \pm 0.2)\%$ в диапазоне светимостей $-22^m.0 < M < -16^m.0$. Вследствие относительно небольшого статистического объема выборки, эти результаты следует рассматривать как предварительные. Дальнейший поиск кандидатов в системы типа М51 и включение их в выборку, особенно в области небольших светимостей, может значительно повысить точность полученных результатов.

В отличие от главных галактик, наклон ФС спутников оказался гораздо более крутым с величиной параметра $\alpha \sim -2.0$. Однако, из-за того, что светимости спутников известны с большими погрешностями, этот результат также должен рассматриваться как предварительный.

Автор выражает глубокую благодарность В.П.Решетникову за полезное обсуждение проблем, рассмотренных в статье, и замечания, сделанные при ее подготовке. В работе были использованы данные базы LEDA (<http://leda.univ-lyon1.fr>). Работа была выполнена при финансовой поддержке программы "Астрономия" (N40.022.1.1.1101).

Санкт-Петербургский государственный университет,
Россия, e-mail: serg@future.astro.spbu.ru

AN ESTIMATION OF THE LUMINOSITY FUNCTION FOR M51-TYPE GALAXIES

S.A.KLIMANOV

The *B* band luminosity function of M51-type galaxies is estimated on the basis of a new sample of 46 systems. The luminosity function for the primary components can be described by a Schechter function with parameters: $\phi_0 = (1.4 \pm 0.3) \times 10^{-5} \text{ Мпк}^{-3}$, $\alpha = -1.3_{-0.3}^{+0.4}$, $M_* = -20.3_{-0.1}^{+0.2}$. The values of the two last parameters are comparable with those of isolated pairs. An estimate of the mean density accounts for $(4 \pm 3)\%$ of that for isolated pairs within the range $-22^m.0 < M < -16^m.0$.

Key words: *galaxies:luminosity function - galaxies:M51 type*

ЛИТЕРАТУРА

1. Б.А.Воронцов-Вельяминов, Астрон. ж., **34**, 8, 1957.
2. H.Arp, Astrophys. J. Suppl. Ser., **14**, 1, 1966.
3. Б.А.Воронцов-Вельяминов, Астрон. ж., **52**, 692, 1975.
4. С.А.Климанов, В.П.Решетников, Astron. Astrophys., **378**, 428, 2001.
5. И.Д.Караченцев, Двойные галактики, Наука, М., 1987.
6. L.Reduzzi, R.Rampazzo, Astrophys. J. Lett., **30**, 1, 1995.
7. A.Lauberts, E.A.Valentijn, The Surface Photometry Catalogue of the ESO-Uppsala Galaxies, Garching: European Southern Observatory, 1989.
8. G.Paturel, H.Andernach, L.Bottinelli, H. di Nella, N.Durand, R.Garnier, L.Gouguenheim, P.Lanoix, M.C.Marthin, C.Petit, J.Rousseau, G.Theureau, J.Vaughlin, Astron. Astrophys. Suppl. Ser., **124**, 109, 1997.

9. С.А.Климанов, В.П.Решетников, А.Н.Буренков, Письма в Астрон. ж., **28**, 643, 2002.
10. B.M.Poggianti, Astron. Astrophys. Suppl. Ser., **122**, 399, 1997.
11. M.Schmidt, Astrophys. J., **151**, 393, 1968.
12. C.N.A.Willmer, Astron. J., **114**, 898, 1997.
13. T.T.Takeuchi, K.Yoshikawa, T.T.Ishii, Astrophys. J. Suppl. Ser., **129**, 1, 2000.
14. G.Efstathiou, R.S.Ellis, B.A.Peterson, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., **232**, 431, 1988.
15. J.E.Felten, Astrophys. J., **207**, 700, 1976.
16. A.Sandage, G.A.Tammann, A.Yahil, Astrophys. J., **232**, 352, 1979.
17. P.Schechter, Astrophys. J., **203**, 297, 1976.
18. W.T.Eadie, D.Drijard, F.James, M.Roos, B.Sadoulet, Statistical Methods in Experimental Physics, North-Holland, Amsterdam, 1971.
19. M.Davis, J.Huchra, Astrophys. J., **254**, 437, 1982.
20. R.O.Marzke, J.P.Huchra, M.J.Geller, Astrophys. J., **428**, 43, 1994.
21. C.Marinoni, P.Monaco, G.Giuricin, B.Costantini, Astrophys. J., **521**, 50, 1999.
22. R.S.Ellis, M.Colless, T.Broadhurst, J.Heyl, K.Glazebrook, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., **280**, 235, 1996.
23. C.Xu, J.W.Sulentic, Astrophys. J., **374**, 407, 1991.
24. J.Huchra, W.L.W.Sargent, Astrophys. J., **186**, 433, 1973.
25. A.J.Wasilewski, Astrophys. J., **272**, 68, 1983.
26. R.O.Marzke, L.N. da Costa, P.S.Pellegrini, C.N.A.Willmer, M.J.Geller, Astrophys. J., **503**, 617, 1998.
27. J.Liske, D.J.Lemon, S.P.Driver, N.J.G.Cross, W.J.Couch, 2002, <http://babbage.sissa.it/abs/astro-ph/0207555>.
28. D.S.L.Souares, R.E. de Souza, R.R. de Carvalho, T.C.Couto da Silva, Astron. Astrophys. Suppl. Ser., **110**, 371, 1995.

УДК: 524.7

ФИЗИЧЕСКАЯ СВЯЗЬ ГАЛАКТИК КАЗАРЯНА С ОКРУЖАЮЩИМИ ГАЛАКТИКАМИ

М.А.КАЗАРЯН, Ж.Р.МАРТИРОСЯН

Поступила 3 октября 2002

Принята к печати 28 февраля 2003

Приводятся результаты статистического исследования галактик Казаряна (ГК) и окружающих их объектов. Было показано: 1) Выборка ГК до $16^m.0$ является полной. 2) Примерно 35.7% ГК являются членами скоплений, 14.0%-групп, 13.6%-двойных систем и 36.7%-одиночными. 3) Из 580 ГК примерно 61.2% являются инфракрасными, 8.8%-радио и 2.8%-рентгеновскими источниками. 4) Относительные количества ГК при полной выборке по I , R и X по разным группам систематически больше по сравнению с таковыми данными при выборке всех ГК.

1. Введение. Для решения многих задач, касающихся эволюции галактик с УФ-избытком, важным является вопрос об их физической связи с окружающими галактиками. Интересно выяснить число галактик с УФ-избытком, являющихся членами скоплений, компонентами двойных и кратных систем, и, наконец, число одиночных. Отличаются ли по физическим особенностям одиночные галактики от галактик, входящих в разные системы?

Рассмотрение этих и примыкающих к ним вопросов может пролить свет на решения задач, касающихся эволюции галактик.

В настоящей работе рассматриваются некоторые из этих вопросов для 580 галактик с УФ-избытком [1-5]. Эти галактики известны как галактики Казаряна (ГК).

В настоящее время появились многочисленные данные о галактиках с УФ-избытком и об окружающих галактиках. В [6] было показано, что более одной трети ГК являются членами скоплений. Этот вывод был сделан на основании довольно скудного материала: лучевые скорости ГК к тому времени были известны для немногих из них. В данной работе в числе других будет рассматриваться также и этот вопрос.

2. Полнота выборки. ГК составляют выборку галактик с УФ-избытком. Для дальнейших статистических исследований важен вопрос о полноте этой выборки. Звездные величины галактик выборки взяты из NED (NASA Extragalactic Database). Для 184 ГК в NED звездные величины, которые являются оценками, были взяты из [1-5].

Для определения полноты выборки было использовано общепринятое

распределение фотографических звездных величин галактик, т.е. зависимость $\log N$ от $m_{\text{гк}}$. Для ГК эта зависимость, построенная до $16^{\text{m}}.6$, приведена на рис.1. Ее уравнение следующее:

$$\log N = 0.59 m - 6.87.$$

Это уравнение можно считать зависимостью полной выборки, так как его угловой коэффициент равен примерно 0.6. Из уравнения видно, что выборка ГК до $16^{\text{m}}.0$ величины полная.

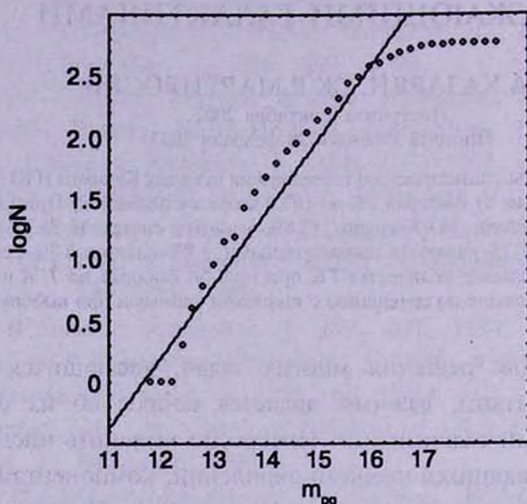


Рис.1. Зависимость между $\log N$ и $m_{\text{гк}}$ для ГК.

Из рис.1 видно, что разброс точек вокруг прямой линии довольно большой. По смещениям звездных величин ГК от этой линии определена среднеквадратичная ошибка $\sigma_m = \pm 0.3$. Причина такой большой ошибки, по всей вероятности, в использовании неточных звездных величин вышеотмеченных 184 ГК.

3. ГК как источники инфракрасного, радио и рентгеновского излучений. Для выявления объектов вблизи ГК была использована база данных NED и DSS (Digitized Sky Survey). Вокруг каждой ГК была исследована область с радиусом $5'$, которая охватывает площадь 78.5 кв. мин. В NED вокруг этих галактик, в областях, отмеченных выше, зарегистрировано примерно 1500 объектов. Из них 248 были инфракрасными, 241-радио и 9-рентгеновскими источниками. Остальные объекты были отмечены как галактики. По координатам, приведенными в NED, на картах Паломарского атласа (КПА) с галактиками удалось отождествить 135 инфракрасных и 25 радиоисточников. Остальные источники не отождествлялись, их места на КПА были пустыми. Рентгеновские источники не отождествлялись, их места на КПА также были пустыми.

Использование КПА позволяет также грубо оценить яркость

отождествленных галактик и сравнить с яркостями ГК. Отождествленные галактики имеют разные яркости: от ярких 15^m - 16^m до крайне слабых $19^m.8$ (предельная величина на красных КПА примерно $20^m.0$ [7]).

И, наконец, интересно выяснить есть ли среди ГК галактики с инфракрасным, радио и рентгеновским излучениями. Показано, что более половины ГК (355 или 61.2%) являются инфракрасными источниками. Небольшой процент составляют радио (51 или 8.8%) и рентгеновские (16 или 2.8%) источники. В табл.1-5 рядом с номерами ГК отмечены через *I*, *R* и *X* те галактики, которые являются соответственно инфракрасными, радио и рентгеновскими источниками.

4. ГК в скоплениях галактик. В работе [6] впервые был изучен вопрос о вхождении ГК в скопления. Для уточнения предварительных результатов, полученных в [6], мы снова рассмотрим этот вопрос на основе более богатого материала. Для этого мы в основном использовали каталоги скоплений галактик Цвикки и Эйбелла. Из 580 ГК 254 находятся внутри границ 81 скопления. Эти галактики можно считать вероятными членами скоплений. Чтобы выяснить, сколько из этих галактик являются действительными членами скоплений, нужно сравнить их лучевые скорости с лучевыми скоростями скоплений, внутри границ которых они находятся. Из 254 ГК лучевые скорости были известны для 131. Из них 102 находятся внутри границ 29 скоплений, для которых также известны лучевые скорости [8]. Данные об этих ГК даны в табл.1, где приводятся номера ГК и скоплений Цвикки и Эйбелла, а также их лучевые скорости. В табл.1, а также в табл.2 скопления Эйбелла отмечены звездочкой. В табл.1, из приведенных скоплений № 8015 имеет два значения лучевых скоростей, а № 8111 - три значения. Фактически каждой лучевой скорости соответствует отдельное скопление, однако в первом случае два скопления проектировались друг на друга, а во втором - три скопления. В каждом случае номера скоплений оставались одинаковыми [8]. Вопрос о том, при какой разности этих скоростей можно считать галактику членом скопления, был обсужден в [6].

В настоящей работе был использован также критерий Эйбелла [9], который принимает, что максимальная разность средней лучевой скорости галактики, входящей в его состав, может достигать 2000 км/с.

Из табл.1 видно, что имеются такие ГК, лучевые скорости которых намного отличаются от лучевых скоростей скоплений, внутри границ которых они находятся. Но так как среди них имеются такие, у которых лучевые скорости близки между собой, то они, по нашему мнению, составляют отдельные системы, находящиеся внутри границ этих скоплений. Эти системы следующие: Kaz 139, 141, 460 в скоплении № 8241, Kaz 144, 147, 156, 158, 159, 167-№ 8283, Kaz 169, 170-№ 8283, Kaz 242, 387,

ЛУЧЕВЫЕ СКОРОСТИ НЕКОТОРЫХ ГК И СКОПЛЕНИЙ

ГК	V_r (км/с) по NED	№ скоп- ления по Цвикки	V_r (км/с) скопления [8]	ГК	V_r (км/с) по NED	№ скоп- ления по Цвикки	V_r (км/с) скопления [8]
23 I, R	6796	130	6550	182 I	15080	8343	15180
24 I, R	6286	-/-	-/-	186 I	1619	-/-	-/-
26 I	4059	1291	4120	187 I	8308	-/-	-/-
30 I	1282	5232	1440	224	11574	2320*	21300
31 I	1474	-/-	-/-	226 I	9531	8724	5660
51	10320	7654	3690	228 I	5593	-/-	-/-
67 I	3984	8015	3200	242 I	9457	5232	1440
73 I, R, X	1362	8100	1360	273 I, R, X	15289	8343	15180
74 I, R	7234	2218*	51300	283 I	4415	8649	4980
76 I	5218	8015	4900	287 I	6305	8719	6080
78 I	5037	-/-	-/-	296	6312	-/-	-/-
82 I, R, X	5966	-/-	-/-	300 I	6715	-/-	-/-
92 I	5917	-/-	-/-	307	6801	8786	6800
93 R	7555	8111	8030	309 I	6407	-/-	-/-
95	1129	-/-	1290	311	6693	8799	5650
96 I	4378	8015	4900	313 I	6627	8786	6800
98 I, R	4524	-/-	-/-	316	7378	8800	7200
101	5366	8111	3490	317 I	7273	-/-	-/-
105 I	3549	-/-	-/-	318 I	7512	-/-	-/-
109	7615	-/-	8030	320 I, X	10343	-/-	-/-
110	15889	-/-	-/-	321 I	6839	-/-	-/-
111 I	5691	8015	4900	322 I	11358	-/-	-/-
118 I	1109	8111	1290	323 I	9533	-/-	-/-
119 I, X	1077	8245	1775	329	10912	8907	12020
123 I	12142	8111	8030	330 I	5996	8893	5100
125 I	1255	8245	1775	331 R, X	11399	8907	12020
129 I	9169	8241	8530	335 I	5089	9000	8370
132	8278	-/-	-/-	336 I	3489	-/-	-/-
134 I	8370	-/-	-/-	337 I	7921	-/-	-/-
135 }	8680	-/-	-/-	339 I	8021	-/-	-/-
136 }	8553	-/-	-/-	341 I	9144	-/-	-/-
139 I	3353	-/-	-/-	343 I	7024	-/-	-/-
140 I	8556	-/-	-/-	344 I	8115	-/-	-/-
141 I	3190	-/-	-/-	363 }	16213	85*	15540
142 I	6164	-/-	-/-	364 }	16725	-/-	-/-
144 I	8094	8283	1460	381 I	7188	4982	6595
147	7974	-/-	-/-	387 I	10836	5232	1440
148 }	8338	8241	8530	395	10620	-/-	-/-
149 X }	8655	-/-	-/-	396 I	1482	-/-	-/-
155 I	12785	8283	1460	399	1863	-/-	-/-
156 I, R	7530	-/-	-/-	444 I	8334	2246*	67500
158 I }	8120	-/-	-/-	445 I	4733	-/-	-/-
159 I }	8350	-/-	-/-	460 I	3265	8241	8530
161 I	8523	8241	8530	463 I	23384	8283	1460
165 I	8513	-/-	-/-	496 I	4671	8420	4300
167 I	7495	8283	1460	546 I	7311	2469*	19680
169 I, R, X }	15259	-/-	-/-	551 I	12444	8920	3940
170 I, R }	15357	-/-	-/-	556 I	7978	-/-	-/-
176 I, R	24430	2295*	15300	558	8091	-/-	-/-
179 I	10313	8343	15180	564 I	3807	-/-	-/-
180 I	13281	-/-	-/-	565 I	8122	-/-	-/-

395-№ 5232, Kaz 320, 322, 323-№ 8800 и Kaz 556, 558, 565-№ 8920. Надо отметить, что вокруг этих систем на КПА имеются многие галактики, которые с ними, по всей вероятности, составляют отдельные скопления. Они просто проектируются на те скопления, внутри границ которых они находятся. По вышеотмеченному примеру, этим новым вероятным скоплениям не даются отдельные номера, каждое из них носит имя того скопления, внутри границ которого находится.

В последнее время в NED вокруг этих систем для многих галактик появились лучевые скорости, значения которых близки к таковым значениям членов соответствующих систем. Количество членов систем Kaz 139, 141, 460; Kaz 144, 147, 156, 158, 159, 167; Kaz 320, 322, 323; Kaz 556, 558, 565, имеющих примерно одинаковые лучевые скорости, увеличилось на 16, 20, 11 и 29 галактик соответственно. Их уже с большой вероятностью можно называть отдельными скоплениями.

Таким образом, из 102 ГК 83 или 81.4% должны быть членами скоплений. Только 19 ГК (Kaz 51, 74, 110, 123, 142, 155, 176, 179, 186, 187, 224, 226, 335, 336, 444, 445, 463, 546, 551) проектированы на скопления. Аналогичный результат был получен в [6], где процент галактик, принадлежащих скоплениям, равен примерно 79%. Хотя там использовались лучевые скорости всего лишь 33 ГК и 15 скоплений, результаты получились одинаковые.

В табл.2 приводится список 152 ГК, попадающих во внутрь границ 68 скоплений. Однако для них неизвестны лучевые скорости или самих ГК, или скоплений. Так как номера скоплений с известными лучевыми скоростями повторяются и в табл.1 (кроме четырех скоплений: №8176 (16905 км/с), №7* (32190 км/с), №2283* (54900 км/с), №1514* (59850 км/с)), считали целесообразным привести лучевые скорости только ГК. Приведенные в табл.2 ГК являются вероятными членами скоплений. Если учитывать вышеотмеченный результат, 81.4%, то получается, что из них 124 галактики могут являться членами скоплений.

Таким образом, из 580 ГК 254 или 43.8% попадают во внутрь границ 81 скопления, из них 207 или 35.7% являются членами скоплений. Об остальных 47 ГК, которые проектированы на скопления, будем говорить ниже.

Этот результат подтверждает вывод, сделанный в [6] о том, что более одной трети ГК являются членами скоплений галактик. В отличие от [6], в этой работе отмечается конкретная ГК и скопление, в которое она входит.

5. Двойные, кратные и одиночные галактики. ГК составляют двойные и кратные системы как друг с другом, так и с ближайшими галактиками.

ВЕРОЯТНЫЕ ЧЛЕНЫ СКОПЛЕНИЙ

ГК	V_r (км/с) по NED	№ скоп- ления по Цвикки	ГК	V_r (км/с) по NED	№ скоп- ления по Цвикки	ГК	V_r (км/с) по NED	№ скоп- ления по Цвикки
9		17	168		-/-	386		5104
11 }		-/-	171		8303	388 I		5111
12 }		-/-	174 I		-/-	389 I		1532*
14 }	10458	-/-	177 I	669	8324	394 I		5606
15 }		-/-	178 I		8308	398 I		5232
18 I,R	4788	37	183 I		8343	400 I		-/-
19 I,R	4770	-/-	184 I		-/-	401 I		-/-
20 I		7*	189		-/-	402 I		-/-
37 I	11735	7500	192		-/-	403 I		6217
41 I	10890	7706	193		-/-	413		2037*
43 I		7654	195		-/-	417		7423
45 I		2144*	196 I }		-/-	420 I	2305	7951
46 I		7654	197 }		-/-	421		7855
48		-/-	214 I	13880	8405	422		7860
61 I	9535	7832	216 I		8403	423		7951
68		8015	217 I	7435	8405	425 I		-/-
77		8111	219	5739	8413	432		8015
79 }		-/-	220 I		8405	433		-/-
80 }		-/-	221		-/-	437		-/-
81		-/-	229 I	6158	2633*	439		8097
83		8028	243 I	8595	5606	440		8015
84		8111	252		5890	442 I		2246*
85		-/-	253		6217	443 I		8130
86		-/-	265		8176	448		8140
91		-/-	266		2274*	451 I	10072	8169
94		-/-	267 I		-/-	454		-/-
97		-/-	268 I		8236	457	1171	8189
99		-/-	269 I		8283	462		8283
103		-/-	281 I,R	11354	8397	466 I		8303
104		-/-	284		8649	489 I		8420
106		-/-	289 I	1008	8707	492 I	5648	8390
107 I		-/-	297 I	7375	8736	494 I		8420
108		-/-	305 I	6492	8772	495 I		-/-
112		-/-	315 I		8800	498 I		-/-
113		-/-	325 I		8827	499 I		-/-
114 I		-/-	327 I		8893	500 I		-/-
115 I		-/-	334		9000	501 I		-/-
117		-/-	342 I	9409	8981	502		-/-
121		-/-	354		34*	503		-/-
122 I		-/-	356 I		-/-	549 I		8910
124		8245	357 I		-/-	555		8920
131		8241	358 I	5397	-/-	557		-/-
137 I	14866	8236	365 I,R		91*	560 I		-/-
138 I	1243	-/-	366 X	12390	-/-	561 I		-/-
143 I		8283	373 I		106*	569 I		-/-
150 I		2283*	375	4066	-/-	570		-/-
152 I		8283	380	1689	4948	571		8954
154 I		-/-	382 I		4982	573		8920
157 I		-/-	383 I		-/-	574		-/-
162		2283*	384 I		1514*	577 I		9094
166 I	8304	8288	385		5111			

Для выделения физических двойных систем галактик необходимо знать их физические характеристики (V_r , массы, линейные расстояния между ними, линейные диаметры и т.д.), однако для подавляющего большинства ГК и окружающих их галактик они неизвестны. Поэтому для решения этого

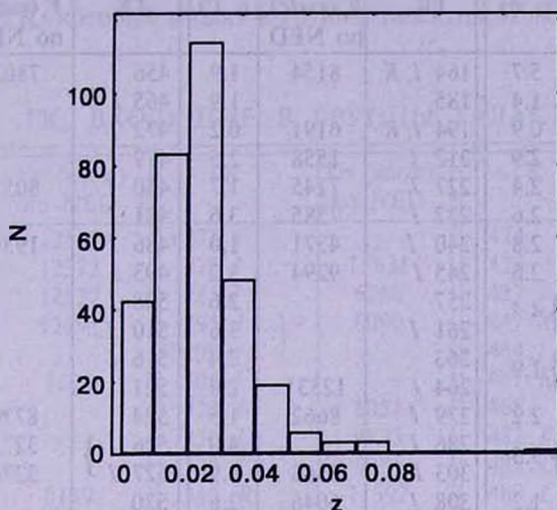


Рис.2. Распределение красных смещений ГК.

вопроса часто используется наблюдаемое угловое расстояние двух галактик. Как и в [6], здесь также использовали критерий Караченцева и Фесенко [10], по которому, при умеренных лучевых скоростях пару галактик можно считать двойной, если угловое расстояние между компонентами не превышает $4'$. ГК удовлетворяют этому критерию, так как их лучевые скорости в основном умеренные. Это хорошо видно из рис.2, где приведена гистограмма их красных смещений. Там чаще встречаются z со значениями $0.01 + 0.03$, которым соответствуют лучевые скорости V_r $3000 + 9000$ км/с.

Для выделения пар галактик были использованы вышеприведенные результаты подробного исследования областей с радиусом $5'$ вокруг каждой ГК. Еще в [6] были выявлены пары галактик, оба компонента которых являются галактиками с УФ-избытком. Такие пары, по всей вероятности, образовались вместе и эволюционируют одинаково. По этим соображениям интересны также те пары, один компонент которых является галактикой с УФ-избытком, а другой - нормальной.

60 ГК составляют между собой 30 пар, т.е. удовлетворяют вышеотмеченным критериям. Однако из них 24 пары являются членами скоплений и групп. В табл.1, 2, и 4 они указаны большой скобкой. Компоненты пар Kaz 117, 118, Kaz 131, 132 и Kaz 315, 316 входят в разные таблицы, поэтому они не отмечены скобкой. Остальные 6 пар, по всей вероятности, являются изолированными парами [11]. Данные о них приведены в табл.3.

Таблица 3

ГК, СОСТАВЛЯЮЩИЕ ДВОЙНЫЕ СИСТЕМЫ МЕЖДУ СОБОЙ
ИЛИ С ОКРУЖАЮЩИМИ ГАЛАКТИКАМИ

ГК	V_r (км/с) по NED	ρ (')	ГК	V_r (км/с) по NED	ρ (')	ГК	V_r (км/с) по NED	ρ (')
1 I, R	3589	5.7	164 I, R	8154	1.9	456 I	7802	2.1
5 I	2973	1.4	185		1.9	465 I		2.7
6	8004	0.9	194 I, R	6191	0.2	472 I		1.9
16 I, R	6644	2.9	212 I	1558	2.5	479 I		1.0
17 I		2.4	227 I	7145	1.7	480 I	8053	1.9
25 I		2.6	232 I	7585	3.6	481 I		2.7
42		2.8	240 I	4371	1.0	486 I	1959	4.4
47	4797	2.6	245 I	9294	3.2	493 I		3.9
49 I, X }	9023	} 4.5	257		2.6	508 I		2.0
50 }	9216		261 I		3.6	510 I		3.9
52 I, R }	3996	} 1.9	263		2.4	516 I		3.8
53 I, R }	3975		264 I	12531	2.0	521		0.9
54 I	4229	2.2	279 I	8662	1.5	524	8720	1.0
65 I, R }	7255	} 3.5	286 I		4.0	526 I }	3273	} 4.6
66 }	7615		303 I	6568	0.9	527 I }	3278	
71		1.2	308 I	6046	2.6	530		1.6
75 I	4331	4.4	351 I	7856	2.6	536 I		3.7
89 I, R	9531	2.5	360		0.5	538 X	10493	1.8
90	12522	2.5	367		1.2	541 I	7592	4.5
126 I }		} 3.0	376 I		2.1	547 I		0.9
127 I }			378		3.5	579 I	7368	2.7
130	8212	0.4	406 I }		} 3.0	580 R		3.6
133 I	13790	0.2	407 I }	11554				
163 I, X	18887	0.1	431 I		2.1			

В табл.3 приведены также те ГК, которые составляют пары с нормальными галактиками, или с отождествленными инфракрасными и радиоисточниками.

У некоторых пар известны лучевые скорости обоих компонентов. Для них вычислялись линейные расстояния между компонентами, которые меняются в интервале 15+120 кпк. Такие расчеты были сделаны в [10], где показано, что максимальное линейное расстояние между компонентами физически двойных систем может быть 175 кпк. Значения наших вычислений ниже, чем это значение, т.е. эти пары являются физическими системами.

В табл.3 включены 6 пар, угловые расстояния между компонентами которых больше 4', т.е. для них не были сохранены вышеотмеченные критерии. Так как значения их лучевых скоростей довольно низкие, то линейные расстояния между компонентами пар получаются меньше 175 кпк.

В табл.3 приведены угловые расстояния между компонентами пар,

а также лучевые скорости ГК.

Исследование областей вокруг ГК дало возможность обнаружить группы галактик, в которые кроме ГК входят и другие галактики. Эти группы могут быть триплетами и системами большей кратности. В табл.4 приведен список тех ГК, которые входят в группы галактик. Там приведены также

Таблица 4

ГК, ВХОДЯЩИЕ В ГРУППЫ ГАЛАКТИК

ГК	V_r (км/с) по NED	ГК	V_r (км/с) по NED	ГК	V_r (км/с) по NED
4 R	12561	271 I		424	7433
27 I, R }	12373	275 I	15631	426	
28 }	12537	285 I	6266	427 I	
29 }	12291	291 I }	6090	447 X	23180
38 }		292 I }		464 I	
39 I }	7675	304 I		467 I, R, X }	7885
72		328 I	6051	468	8244
145 I		332 I	9833	482 I	
188		338 I	5281	487 I }	
190 I	8149	340 R	11397	488 I }	
198 }	4393	345	9904	507 I	4469
199 }	4653	346 I }	4211	511 I	
205 I }	7422	347 I }	4286	518	
206 I }	7375	348 I, R, X }	4277	523	14781
207 }	6824	359		533 }	
208 R }	6775	371 I, R }	8634	534 }	5404
209 R }	6673	372 }		535	
215	11155	377	10876	537 I	2691
233 I	4437	392 I		539 I	11919
234 I }	9384	414		544 I	9686
235 I, R }	9558	415		548 I	
237	4778	416 I		552 I }	
248 I, R	9282	418		553 I }	7865
254		419		572 I	

их лучевые скорости. 12 ГК составляют четыре триплета, три из которых, отмеченные большой скобкой, приведены в табл.4, а один триплет, Каз 195, 196 и 197, входит в скопление галактик.

Остальные ГК являются одиночными галактиками, аналогичные данные о которых приведены в табл.5.

Как было отмечено выше, 47 ГК были проектированы на скопления галактик. Номера 19 ГК из табл.1 приведены выше, а номера остальных 28 ГК из табл.2 неизвестны, так как мы не знаем, которые из них проектировались. Эти галактики распределялись по двойным системам, группам и одиночным галактикам. Из них 19 ГК распределялись выше-отмеченным способом: из них 3 оказались членами двойных систем,

ОДИНОЧНЫЕ ГК

ГК	V_r (км/с) по NED	ГК	V_r (км/с) по NED	ГК	V_r (км/с) по NED	ГК	V_r (км/с) по NED
2 I	6407	204	9833	314 I	7511	470 I, R	16519
3	6085	210 I	490	319 I		471 I	
7		211 I	1469	324 I	16880	473 I	20686
8 I, R	7237	213		326 I		474 I	15050
10		218 I	1337	333 I	9648	475	
13		222		349 I	4274	476 I	17688
21 I		223 I		350 I	4334	477 I	
22 I	7225	225	8853	352 I	5385	478 I	
32 I	11152	230 I		353 I	22021	483 I	12444
33 I	11542	231 I		355		484 I	
34 I		236	6056	361 I, R		485	
35 I	11692	238 I	12921	362 I, R	8067	490 I	7178
36 I, R	7495	239 I	5032	368 I, R	6784	491	5465
40 I	10103	241 I, R	7431	369		497 I	5255
44		244 I	10419	370 R		504 I	
55	989	246	19230	374		505	
56 I	7920	247	1665	379	13590	506	
57		249	14190	390 I	637	509	8384
58 I		250		391 I		512 I	15221
59		251	8997	393		513	
60 I	8914	255	9122	397		514 I	
62 I, R	2929	256		404	11490	515	
63	6655	258 I		405 I		517	
64		259 I	7375	408 I		519	
69 I	1109	260		409 I	447	520 I	5183
70	11212	262	15469	410 I		522	
87 I, R	4437	270		411 I	13727	525	
88 I	1280	272 I	6063	412 I		528	
100	6835	274 I, R	6090	428 I	5353	529 I	
102 I, X	40772	276		429 I, R	9153	531	
116	7037	277	8361	430 I		532	1495
120 I, R	4866	278 I	4814	434 I	6586	540	9081
128 I	3626	280 I	4047	435	5132	542 I	5706
146 I	1324	282 I	3721	436 I	7398	543 I	5608
151 I		288		438		545 I	2320
153 I		290 I	986	441		550 I	
160 I	9937	293 I	3697	446	7218	554 I	
172 I	4282	294	10372	449 I		559 I	
173 I		295		450		562 I	9675
175 I	11602	298		452	9389	563 I	9683
181 I, R		299 I	7439	453	14120	566 I	12492
191 I		301 I	9826	455 I	5031	567 I	
200 I	2629	302 I	9723	458 I		568 I	4010
201	1709	306		459 I	3838	575	
202		310		461 I		576 I	10947
203		312 I	8360	469 I, R		578	7484

3 - групп, а 13 - одиночные галактики. Что касается остальных 28 ГК, они по этим группам распределялись следующим образом: в табл.3, 4, и 5 из 580 ГК в отмеченные группы входят всего 345 ГК, из них 21.2% являются членами двойных систем, 21.7%-групп, а 57.1% - одиночные галактики. Используя эти оценки, получаем, что из 28 ГК 6 являются членами двойных систем, 6 - групп, а 16 - одиночными галактиками.

В итоге получается, что из 580 ГК 207 являются членами скоплений, 81 - групп, 79 - двойных систем, а 213 - одиночными галактиками.

Таким образом, из 580 ГК 367 или, примерно, 63.3% являются членами физических систем, а остальные 213 или, примерно, 36.7% являются одиночными галактиками.

6. *Обсуждение результатов.* Как было показано в [4], довольно продолжительную часть (1/5) своей жизни галактики находятся в УФ-избыточной стадии. С этой точки зрения, рассмотрение вхождения этих галактик в физические системы дало возможность судить об эволюционных особенностях галактик с УФ-избытком: есть ли тенденция группирования у этих галактик или же они эволюционируют как одиночные галактики?

Вышеприведенное исследование ГК и окружающих их объектов дало много ценных результатов.

Было выяснено, что многие ГК являются членами скоплений (35.7%),

Таблица 6

РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ГК ПО I , R И X

Для выборки всех ГК					
Обозначение по обзорам	ГК по [1-5]	ГК в скоплениях	ГК в парах	ГК в группах	ГК одиночные
Суммарное количество	580	207	79	81	213
Количество по I	355 (61.2%)	119 (57.5%)	58 (73.4%)	46 (56.8%)	132 (62.0%)
Количество по R	51 (8.8%)	13 (6.3%)	9 (11.4%)	12 (14.8%)	17 (8.0%)
Количество по X	16 (2.8%)	9 (4.3%)	3 (3.8%)	3 (3.7%)	1 (0.4%)
Суммарное количество по I , R и X	422 (72.8%)	141 (68.1%)	70 (88.6%)	61 (75.3%)	150 (70.4%)
Для полной выборки до $16^m.0$					
Суммарное количество	370	118	55	59	138
Количество по I	258 (69.7%)	79 (66.9%)	43 (78.2%)	38 (64.4%)	98 (71.0%)
Количество по R	44 (11.9%)	10 (8.5 %)	8 (14.5%)	11 (18.6%)	15 (10.9%)
Количество по X	15 (4.1%)	8 (6.8%)	3 (5.5%)	3 (5.1%)	1 (0.7%)
Суммарное количество по I , R и X	317 (85.7%)	97 (82.2%)	54 (98.2%)	52 (88.1%)	114 (82.6%)

групп (14.0%) и двойных систем (13.6%), а остальные (36.7%) эволюционируют как одиночные галактики.

Большинство ГК являются инфракрасными (I), радио (R) и рентгеновскими (X) источниками. В табл.6 приведены данные, которые показывают распределения ГК по I , R и X как для выборки всех ГК, так и для полной до $16^m.0$ выборки ГК. Из табл.6 видно, что среди ГК, принадлежащих к скоплениям галактик, имеются такие, которые являются источниками инфракрасного излучения. При полной выборке их относительное количество равно 66.9%. Такие расчеты были выполнены для групп, двойных систем и одиночных галактик (64.4%, 78.2% и 71.0%, соответственно). В табл.6 приведено также суммарное количество (в скобках - по процентам) ГК, являющихся I , R и X источниками. Видно, что при полной выборке ГК относительное количество по I , R и X систематически больше по сравнению с аналогичными данными при выборке всех ГК. Данные, приведенные в последних строках обоих распределений, показывают, что процент суммарных значений по I , R и X при полной выборке также систематически выше по сравнению с данными при выборке всех ГК. Суммарные относительные значения по количествам I , R и X при полной выборке ГК для всех объектов меняются от 82.2% до 98.2%, максимальное значение наблюдается у двойных систем, а минимальное - у галактик, входящих в скопления.

Если бы были известны такие характеристики для галактик, окружающих ГК, то можно было бы получить аналогичные данные и сравнить с таковыми для ГК.

Резюмируя вышеприведенные результаты, можно сделать следующие выводы:

1. Выборка ГК, приведенная в [1-5], по фотографическим звездным величинам до $16^m.0$ полная, т.е. до этой величины при обзорных наблюдениях были обнаружены в основном все галактики с УФ-избытком.
2. Примерно 35.7% ГК являются членами скоплений, 14.0% - групп, 13.6% - двойных систем и 36.7% - одиночными.
3. Из 580 ГК примерно 61.2% являются инфракрасными, 8.8% - радио и 2.8% - рентгеновскими источниками.
4. Относительные количества ГК при полной выборке по I , R и X по разным группам систематически больше по сравнению с аналогичными данными при выборке всех ГК.

PHYSICAL CONNECTION OF KAZARIAN GALAXIES
WITH THEIR SURROUNDING GALAXIES

M.A.KAZARIAN, J.R.MARTIROSIAN

The results of statistical investigation of Kazarian galaxies (KG) and their surrounding galaxies are presented. It is shown: 1) The list of KG till to 16.0 magnitude is complete. 2) Approximately 35.7% KG are members of clusters, 14.0% - of groups, 13.6% - of pairs and 36.7% are single galaxies. 3) From 580 KG approximately 61.2% are infrared, 8.8% - radio and 2.8% - X-ray sources. 4) Relative quantities of KG in I , R and X of complete list of various groups are sistematicaly larger compared with the data given for all KG.

Key words: *galaxies:UV - excess - galaxies:surrounding*

ЛИТЕРАТУРА

1. М.А.Казарян, *Астрофизика*, **15**, 5, 1979.
2. М.А.Казарян, *Астрофизика*, **15**, 193, 1979.
3. М.А.Казарян, Э.С.Казарян, *Астрофизика*, **16**, 17, 1980.
4. М.А.Казарян, Э.С.Казарян, *Астрофизика*, **18**, 512, 1982.
5. М.А.Казарян, Э.С.Казарян, *Астрофизика*, **19**, 213, 1983.
6. М.А.Казарян, Э.С.Казарян, *Астрофизика*, **28**, 487, 1988.
7. G.O.Abell, *Astrophys. J.*, **144**, 259, 1966.
8. G.G.Baiesi-Pillastrini, G.G.C.Palumbo, G.Vattolani, *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.*, **56**, 363, 1984.
9. Дж.О.Эйбелл, Симп. МАС №79, Крупномасштабная структура Вселенной, М., 1981, стр. 281.
10. И.Д.Караченцев, Б.И.Фесенко, *Астрофизика*, **15**, 217, 1979.
11. И.Д.Караченцев, *Сообщ. Спец. астрофиз. обсерв. АН СССР*, **7**, 3, 1972.

УДК: 524.74

СПЕКТРАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ КРАТНЫХ IRAS - ГАЛАКТИК

А.М.МИКАЕЛЯН¹, Л.Р.ОГАНИСЯН², Л.А.САРГСЯН¹

Поступила 26 июля 2002

Принята к печати 15 февраля 2003

Приводятся результаты спектральных наблюдений на 2.6-м телескопе БАО IRAS-галактик, отождествленных на основе Первого Бюраканского обзора (объектов BIG). Получены щелевые спектры для 16 объектов, включая компоненты 7 кратных систем и 2 отдельные галактики. Определены красные смещения, вычислены лучевые скорости, расстояния, абсолютные звездные величины, инфракрасные и далекие инфракрасные светимости, построена диагностическая диаграмма на основе отношений интенсивностей эмиссионных линий и определен тип активности объектов. Обнаружено 2 LINER-а, 5 галактик с составным спектром (Comp, из них 1 - с признаками Sy2) и 7 HII-областей. 2 объекта являются сверхсветимыми ИК-галактиками (ULIG). Показано, что все без исключения кратные системы являются физическими парами и группами. Полученная высокая ИК-светимость подтверждает мнение о том, что, по-видимому, явление ULIG/HLIG связано с взаимодействиями галактик.

1. *Введение.* Инфракрасные галактики были обнаружены спутником IRAS [1] и стали интенсивно изучаться как наземными, так и орбитальными телескопами во всех спектральных диапазонах. Их ИК-излучение, которое в 10-100 раз превышает оптическое излучение галактик, является результатом переработки коротковолнового спектра пылью, однако до сих пор не ясны механизмы и причины столь мощного ИК-излучения. Последние работы (напр., [2]) свидетельствуют о том, что наиболее мощные ИК-галактики являются взаимодействующими парами (или группами) и мерджерами. С другой стороны, статистика показывает [3], что у наиболее мощных ИК-галактик (т.н. LIG, ULIG и HLIG [4]) должно быть активное ядро. Во всех ИК-галактиках идет интенсивный процесс звездообразования, которое обусловлено либо активным ядром, либо взаимодействиями, либо каким-нибудь третьим механизмом (сверхновые и т.п.). Особенно интересно, когда во взаимодействующих системах обнаруживаются AGN: является ли AGN следствием взаимодействия или, наоборот, взаимодействие (кратность) обуславливается активным ядром, и которое из этих явлений играет главную роль в ИК-излучении? Таким образом, наибольший интерес представляют взаимодействующие системы, отождествленные с ИК-источниками и содержащие AGN. В них можно изучить взаимоотношение трех важных явлений - AGN, взаимодействий и звездообразования.

Объекты BIG (Byurakan-IRAS Galaxies) были выявлены путем оптических отождествлений точечных источников IRAS на основе низкодисперсионных

спектров Первого Бюраканского обзора (FBS) [5], прямых изображений Оцифрованного обзора неба (DSS) [6], ИК-цветов и др. данных [7]. Всего отождествлено 1577 новых IRAS-источников, из них 1278 - с внегалактическими объектами [8]. Среди них отдельную подгруппу составляют кратные галактики и группы, причем в ряде случаев невозможно уверенно определить тот компонент, который в отдельности может быть ответственен за ИК-излучение. В данной работе приводятся результаты спектральных наблюдений 14 объектов, составляющих 7 кратных галактических систем, а также 2 отдельных галактик, отождествленных с точечными IRAS-источниками. Спектральные наблюдения объектов BIG, в т.ч. ряда кратных галактик, ранее проводились на 6-м телескопе Специальной астрофизической обсерватории (CAO) РАН и публиковались в работах [9] и [10].

2. Наблюдения и обработка. Наблюдения проводились 18-22 февраля 2002г. на 2.6-м телескопе Бюраканской астрофизической обсерватории (БАО) с помощью спектральной камеры SCORPIO, установленной в первичном фокусе. Поле зрения спектрографа - $14' \times 14'$, размер щели - $2'' \times 14'$. Щель спектрографа неподвижна и установлена в направлении восток-запад. Использовалась "зеленая" гризма, дающая дисперсию в $1.6 \text{ \AA}/\text{pix}$, а также CCD-матрица Loral размером $2048 \times 2048 \text{ pix}$, размер пикселя - $15 \times 15 \text{ мкм}$, масштаб изображения - $0''.42/\text{pix}$. В результате получался спектральный диапазон $3950\text{--}7200 \text{ \AA}$ и спектральное разрешение в $8 \text{ \AA}$.

В табл.1 приводится журнал наблюдений. В последовательных столбцах даются: наблюдательные файлы, название объектов, компоненты, дата наблюдений, экспозиции и зенитное расстояние. Помимо перечисленных в табл.1 объектов, был проведен также и ряд вспомогательных экспозиций для исправления поля и чувствительности CCD и перехода на длины волны.

Обработка осуществлялась в пакете программ MIDAS. Использовалась программа "extbao", созданная одним из авторов (А.М.) на основе программы "extohp" для автоматической обработки спектров 1.93-м телескопа Обсерватории Верхнего Прованса, любезно предоставленной Верон-Сетти [11]. В программе осуществляется очистка космических частиц, вычитание фона неба, переход на длины волны, исправление спектра с помощью стандартной звезды. Для калибровки спектров по длинам волн использовалась лампа He-Ne-Ar. Для калибровки спектров по потокам наблюдалась спектрофотометрическая стандартная звезда Feige 34 [12].

В ходе анализа спектров отождествлялись все спектральные линии, измерялись их положения и красные смещения, полные ширины линий на уровне нулевой интенсивности (непрерывного спектра - FW0I), полные ширины линий на уровне половины интенсивности - FWHM, эквивалентные ширины - EW и интенсивности линий. Вычислены средние красные смещения отдельно по всем эмиссионным и по всем абсорбционным

Таблица 1

ЖУРНАЛ НАБЛЮДЕНИЙ НА 2.6-м ТЕЛЕСКОПЕ БАО
18-20 ФЕВРАЛЯ 2002г.

Файл	Объект	Комп.	Дата наблюдения	Экспо- зиция	z
SC051001	IRAS 06584+6716	a	18.02.2002	20 ^m	27.9
SC051002	IRAS 06584+6716	a	18.02.2002	20	27.2
SC051003	IRAS 06584+6716	b	18.02.2002	40	27.0
SC051004	IRAS 09427+7528		18.02.2002	40	35.8
SC051005	IRAS 10045+7502	b	19.02.2002	20	34.7
SC051007	IRAS 11067+7024	a, b	19.02.2002	30	30.2
SC051008	IRAS 12120+6838	a, c	19.02.2002	30	28.4
SC051009	IRAS 12120+6838	b	19.02.2002	20	30.0
SC051010	IRAS 12120+6838	dir.	19.02.2002	1	30.9
SC051011	IRAS 12120+6838	dir.	19.02.2002	3	31.3
SC051012	IRAS 14574+7641	a	19.02.2002	30	36.5
SC052003	IRAS 10361+7952	b	20.02.2002	20	39.6
SC052004	IRAS 10361+7952	a	20.02.2002	20	40.0
SC052005	IRAS 12138+7537	a	20.02.2002	30	35.0
SC052006	IRAS 12138+7537	b	20.02.2002	30	36.0
SC052007	IRAS 12138+7537	c	20.02.2002	30	37.0
SC052008	IRAS 14458+7926		20.02.2002	30	39.1

линиям для каждого объекта. На основе средних красных смещений эмиссионных линий были вычислены лучевые скорости, расстояния, абсолютные звездные величины, инфракрасные (в диапазоне 8-1000 мкм, L_{IR}) и далекие инфракрасные (в диапазоне 40-500 мкм, L_{FIR}) светимости для всех объектов. L_{IR} и L_{FIR} вычислены согласно формулам [13]:

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

$$L_{FIR}(L_{\odot}) = 5.6 \cdot 10^5 R^2 (2.58 f_{60} + f_{100}),$$

где R - расстояния объектов в Мпк при $H = 100$ км/с · Мпк, а f_{12} , f_{25} , f_{60} и f_{100} - ИК-потоки соответственно в диапазонах 12, 25, 60 и 100 мкм.

На рис.1 приводятся прямые (голубые) изображения DSS2 кратных BIG-объектов, а на рис.2 - прямое изображение области IRAS 12120+6838, полученное 19.02.2002г. на 2.6-м телескопе БАО для дальнейшего детального морфологического изучения этой системы.

3. Результаты наблюдений. В конце статьи приведены щелевые спектры всех 16 галактик, полученные на 2.6-м телескопе БАО. Детальное описание спектров и другие характеристики исследуемых объектов приводятся в следующем разделе.

В табл.2 приводятся наблюдательные характеристики 15 IRAS-галактик, исследованных в данной работе. В последовательных столбцах даны: названия объектов; видимые звездные величины; красные смещения, определенные

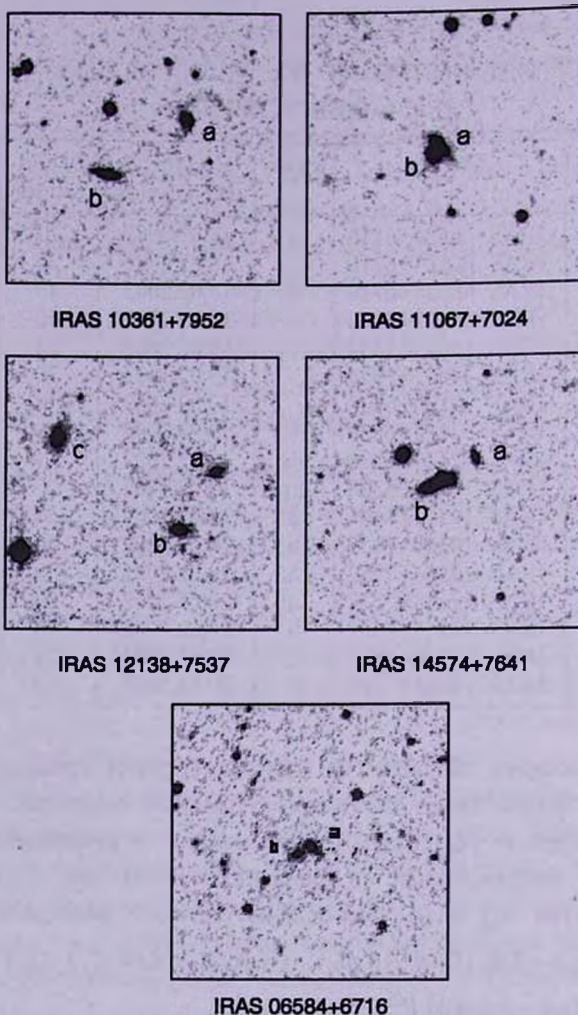


Рис.1. Изображения 5 взаимодействующих галактик IRAS из DSS2 (север сверху, восток слева, размеры 3' x 3').



Рис.2. Изображения взаимодействующей галактики IRAS 12120+6838, полученное на 2.6- м телескопе БАО 18.02.2002г. (север сверху, восток слева, размеры 4' x 4').

по эмиссионным линиям (z_{em}), и их среднеквадратичные ошибки; красные смещения, определенные по абсорбционным линиям (z_{abs}), и их среднеквадратичные ошибки; лучевые скорости (v_r), определенные по эмиссионным z , и их среднеквадратичные ошибки; соответствующие расстояния объектов, вычисленные при $H = 100$ км/с · Мпк; абсолютные звездные величины (M_v); инфракрасные (L_{IR}) и далекие инфракрасные (L_{FIR}) светимости в единицах светимостей Солнца; тип активности объектов ("." обозначает объекты с неуверенной классификацией). Звездные величины для IRAS 10361+7952a и IRAS 12138+7537a взяты из [14].

На основе отношений интенсивностей эмиссионных линий построены диагностические диаграммы [15] и выполнена классификация объектов

Таблица 2

НАБЛЮДАТЕЛЬНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ 16 ГАЛАКТИК - ОПТИЧЕСКИХ ОТОЖДЕСТВЛЕНИЙ IRAS-ИСТОЧНИКОВ

Объект	m_v	z_{em}	$\sigma(z_{em})$	z_{abs}	V_r	$\sigma(V_r)$	R	M_v	$L_{IR}/L_{\odot}$	$L_{FIR}/L_{\odot}$	Тип
IRAS					км/с	км/с	$H = 100$ Мпс				
06584+6716a	17.0	0.0734	0.0009	0.0751	21214	270	212	-19.6	2.0E+12	8.7E+11	Comp:
06584+6716b	17.9	0.0710			20546		205	-18.7	1.9E+12	8.2E+11	?
09427+7528	17.6	0.1099	0.0011	0.1092	31168	330	312	-19.9	4.3E+12	1.8E+12	III:
10045+7502b	16.0	0.0481	0.0008	0.0482	14083	240	141	-19.7	1.0E+12	2.3E+11	LINER
10361+7952a	15.87	0.0388	0.0010	0.0398	11414	300	114	-19.4	1.0E+12	2.6E+11	III
10361+7952b	15.5	0.0394	0.0014	0.0397	11587	420	116	-19.8	1.0E+12	2.7E+11	III/Comp:
11067+7024a	15.5	0.0389	0.0010	0.0402	11443	300	114	-19.8	7.9E+11	4.8E+11	III/Comp:
11067+7024b	16.0	0.0389	0.0006		11443	180	114	-19.3	7.9E+11	4.8E+11	III
12120+6838a	15.8	0.0581	0.0005	0.0583	16924	150	169	-20.3	3.0E+12	2.2E+12	III
12120+6838b	16.2	0.0604	0.0017	0.0592	17574	510	176	-20.0	3.2E+12	2.4E+12	III
12120+6838c	15.6	0.0597	0.0003	0.0599	17376	90	174	-20.6	3.1E+12	2.3E+12	Comp:
12138+7537a	16.89	0.0497	0.0007	0.0496	14540	210	145	-18.9	1.0E+12	2.6E+11	III
12138+7537b	15.5	0.0468	0.0001	0.0508	13712	30	137	-20.2	9.0E+11	2.3E+11	Em
12138+7537c	16.5	0.0525	0.0007	0.0476	15337	210	153	-19.4	1.1E+12	2.9E+11	LINER
14458+7926	16.5	0.0316	0.0012	0.0324	9330	360	93	-18.3	3.6E+11	9.9E+10	Sy2:/Comp
14574+7641a	16.5	0.0446	0.0005		13082	150	131	-19.1	7.2E+11	2.7E+11	III

по типам активности III, LINER, Sy2 и Comp. Тип LINER обозначает ядерные эмиссионные области низкой ионизации [16]. Последний тип (Composite) обозначает объекты, у которых наблюдается составной спектр, состоящий одновременно из активного ядра (напр., Sy2) и околоядерной области звездообразования [17]. Тип "Em" относится к спектру с признаками эмиссии без возможности более точного определения класса объекта. Спектр объекта IRAS 06584+6716b имеет большие шумы и его класс активности невозможно определить.

Диагностическая диаграмма приводится на рис.3. Из-за низкого спектрального разрешения в красной области спектра, отношение [NII]

$\lambda 6584/\text{H}\alpha$ почти во всех случаях невозможно определить, поэтому диагностическая диаграмма построена только на основе отношений интенсивностей эмиссионных линий $[\text{OIII}]\lambda 5007/\text{H}\beta$ и $[\text{OI}]\lambda 6300/\text{H}\alpha$. Области для типов активности HII, LINER и Sy2 взяты из работы [18].

В табл.3 приводятся параметры эмиссионных линий 15 исследуемых IRAS-галактик, для которых получены спектры со сравнительно высоким

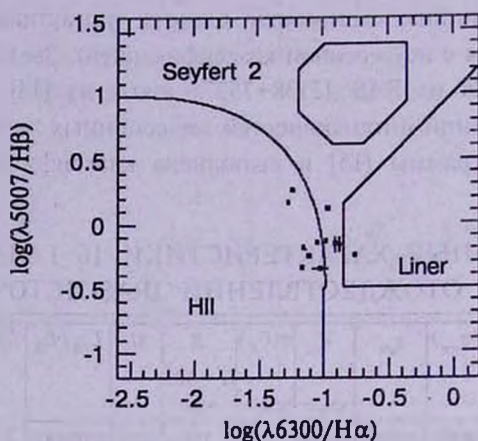


Рис.3. Диагностическая диаграмма для 12 галактик IRAS, построенная на основе отношений интенсивностей эмиссионных линий $[\text{OIII}]\lambda 5007/\text{H}\beta$ и $[\text{OI}]\lambda 6300/\text{H}\alpha$. Квадраты с линиями изображают неопределенные значения соответствующих отношений.

S/N. В последовательных столбцах приводятся: название объектов, FWHM и EW для спектральных линий $\text{HeII}\lambda 4686$, $\text{H}\beta$, $[\text{OIII}]\lambda 4959$, $\lambda 5007$, $\text{HeI}\lambda 5876$, $[\text{OI}]\lambda 6300$, $\lambda 6363$, $\text{H}\alpha + [\text{NII}]\lambda\lambda 6548/6584$ и $[\text{SII}]\lambda\lambda 6717/6731$.

4. *Описание отдельных галактик.* IRAS 06584+6716ab = BIG 218 [19]. Является одновременно источником IRAS FSC [20] и NVSS [21]. Компоненты "а" и "б" находятся в непосредственной близости и расположены перпендикулярно друг к другу, что указывает на их сильное взаимодействие. В спектре компонента "а" наблюдаются эмиссионные линии $\text{HeII}\lambda 4686$, $\text{H}\beta$, $\text{HeI}\lambda 5876$, $[\text{OI}]\lambda\lambda 6300/6363$, $\text{H}\alpha + [\text{NII}]\lambda\lambda 6548/6584$, и $[\text{SII}]\lambda\lambda 6717/6731$, а также абсорбционные линии $\text{MgI}\lambda 5180$, $\text{NaI}\lambda 5890$. Непрерывный спектр практически отсутствует. Спектр компонента "б" имеет большие шумы и не поддается классификации. По отношению интенсивностей линий ($\log[\text{OI}]\lambda 6300/\text{H}\alpha = -0.88$) объект можно, по-видимому, классифицировать как Comp. Отношение $\log[\text{OIII}]\lambda 5007/\text{H}\beta$ невозможно определить. Значения красных смещений компонентов примерно одинаковы (относительная скорость компонентов составляет 668 км/с).

IRAS 09427+7528. В спектре наблюдаются эмиссионные линии $\text{H}\gamma + [\text{OIII}]\lambda 4363$, $\text{H}\beta$, $[\text{OIII}]\lambda 5007$, $[\text{NII}]\lambda 5755$, $\text{HeI}\lambda 5876$ и $\text{H}\alpha + [\text{NII}]\lambda\lambda 6548/6584$.

Таблица 3

ПАРАМЕТРЫ ЭМИССИОННЫХ СПЕКТРАЛЬНЫХ ЛИНИЙ
15 IRAS-ГАЛАКТИК

Объект IRAS	HeI 4686			H β 4861			[OIII] 4959			[OIII] 5007			HeI 5876			[OI] 6300			[OI] 6363			H α + [NII] 6548/6584			[SII] 6717/6731		
	FWOI	FWHM	EW	FWOI	FWHM	EW	FWOI	FWHM	EW	FWOI	FWHM	EW	FWOI	FWHM	EW	FWOI	FWHM	EW	FWOI	FWHM	EW	FWOI	FWHM	EW	FWOI	FWHM	EW
06584+6716a	24	13.2	3	24	16.1	5							26	12.9	2	31	19.9	3	28	19.5	3	85	36.2	72	48	25.8	16
09427+7528				23	16.0	7				19	13.9	2	34	22.0	3							84	40.0	109			
10045+7502b				23	11.0	2							18	9.4	1	36	27.1	2	27	22.9	1	77	44.1	18	44	32.0	3
10361+7952a				31	15.0	7	26	17.0	2	37	18.0	5	23	15.0	1	33	23.4	2	25	14.9	1	109	32.9	68	71	32.3	12
10361+7952b	35	18.9	2	32	20.4	3				32	15.0	2	19	14.0	0	32	20.5	1				112	48.6	47	88	28.7	11
11067+7024a				26	11.9	3	24	14.0	2	30	14.9	5	31	11.5	2	30	17.2	2	35	19.9	3	77	41.4	58	80	38.1	18
11067+7024b	21	14.7	1	50	17.9	23	42	17.2	10	47	16.3	31	32	19.3	5	32	17.6	3	22	13.8	2	82	32.8	153	64	41.3	33
12120+6838a				26	13.3	6	24	16.4	2	15	12.6	2	35	18.5	3	29	19.0	2				89	28.6	75	45	34.3	11
12120+6838b				35	13.1	4	40	20.1	2	46	16.2	4	25	20.0	1	27	16.0	1				114	39.7	79	81	30.1	14
12120+6838c				24	14.3	2							24	7.8	1	27	16.2	1				94	43.3	29	71	35.0	12
12138+7537a				25	13.5	3	29	11.6	2	20	12.6	2	26	20.6	1	28	17.3	2				77	33.9	52	66	39.3	16
12138+7537b				28	19.7	2																63	35.2	8	27	15.4	0
12138+7537c				35	15.8	10	22	11.0	2	24	11.9	4	27	19.5	2	34	16.7	3	29	18.9	2	104	29.3	55	69	36.3	23
14458+7926				22	15.0	2				41	21.7	4										60	35.2	11	51	23.5	5
14574+7641a	30	22.3	3	39	15.5	27	40	15.5	26	43	15.8	58	30	23.2	4	30	14.2	3				81	27.8	131	70	31.4	32

$\lambda\lambda 6548/6584$, а также абсорбционные линии $\text{MgI } \lambda 5180$ и $\text{NaI } \lambda 5890$. Непрерывный спектр указывает на голубую галактику. По отношению интенсивностей линий ($\log[\text{OIII}]\lambda 5007/\text{H}\beta = -0.35$) объект можно, по-видимому, классифицировать как область НII. Отношение $\log[\text{OI}]\lambda 6300/\text{H}\alpha$ невозможно определить. По ИК-светимости классифицируется как ULIG (Ultra-Luminous Infrared Galaxy).

IRAS 10045+7502b. Компонент "b", по-видимому, является основным и ответственен за ИК-излучение. В спектре наблюдаются эмиссионные линии $\text{HeI } \lambda 5876$, $[\text{OI}] \lambda\lambda 6300/6363$, $\text{H}\alpha + [\text{NII}]\lambda\lambda 6548/6584$ и $[\text{SII}] \lambda\lambda 6717/6731$, а также абсорбционные линии $\text{H}\beta$, $\text{MgI } \lambda 5180$ и $\text{NaI } \lambda 5890$. Непрерывный спектр указывает на красную галактику. Звездная составляющая очень значительна. Наблюдается также $\text{H}\alpha$ в абсорбции, которая раздвигает пик эмиссионной системы $\text{H}\alpha + [\text{NII}]$. По отношению интенсивностей линий ($\log[\text{OI}]\lambda 6300/\text{H}\alpha = -0.71$) объект классифицируется как возможный LINER. Отношение $\log[\text{OIII}]\lambda 5007/\text{H}\beta$ невозможно определить.

IRAS 10361+7952ab = NPM1G + 79.0077 [14]. Является одновременно источником IRAS FSC [20] и NVSS [21]. В спектре компонента "a" наблюдаются эмиссионные линии $\text{H}\beta$, $[\text{OIII}] \lambda\lambda 4959/5007$, $\text{HeI } \lambda 5876$, $[\text{OI}] \lambda\lambda 6300/6363$, $\text{H}\alpha + [\text{NII}]\lambda\lambda 6548/6584$ и $[\text{SII}] \lambda\lambda 6717/6731$, а также абсорбционные линии $\text{MgI } \lambda 5180$ и $\text{NaI } \lambda 5890$. Наблюдается слабый непрерывный спектр. В спектре компонента "b" наблюдаются эмиссионные линии $\text{HeII } \lambda 4686$, $\text{H}\beta$, $[\text{OIII}] \lambda 5007$, $\text{HeI } \lambda 5876$, $[\text{OI}] \lambda 6300$, $\text{H}\alpha + [\text{NII}]\lambda\lambda 6548/6584$ и $[\text{SII}] \lambda\lambda 6717/6731$, а также абсорбционные линии $\text{H}\beta$, $\text{MgI } \lambda 5180$, $\text{NaI } \lambda 5890$. Интенсивный непрерывный спектр указывает на красную галактику. Отношения интенсивностей линий у компонента "a": $\log[\text{OI}]\lambda 6300/\text{H}\alpha = -1.11$, $\log[\text{OIII}]\lambda 5007/\text{H}\beta = -0.25$, у компонента "b": $\log[\text{OI}]\lambda 6300/\text{H}\alpha = -0.99$, $\log[\text{OIII}]\lambda 5007/\text{H}\beta = -0.13$. По диагностическим диаграммам оба классифицируются как НII (компонент "b" может оказаться Comp:) (рис.3). Значения красных смещений компонентов примерно одинаковы (относительная скорость компонентов составляет 173 км/с).

IRAS 11067+7024ab. Является одновременно источником IRAS FSC [20] и NVSS [21]. Компоненты "a" и "b" находятся в непосредственной близости и сильно взаимодействуют. По-видимому, наблюдается сливающаяся система - "мерджер". Расположение щели спектрографа (запад-восток) позволило одновременно наблюдать компоненты "a" и "b". В спектре компонента "a" наблюдаются эмиссионные линии $\text{H}\beta$, $[\text{OIII}] \lambda\lambda 4959/5007$, $\text{HeI } \lambda 5876$, $[\text{OI}] \lambda\lambda 6300/6363$, $\text{H}\alpha + [\text{NII}]\lambda\lambda 6548/6584$ и $[\text{SII}] \lambda\lambda 6717/6731$, а также абсорбционные линии $\text{MgI } \lambda 5180$ и $\text{NaI } \lambda 5890$; компонента "b": эмиссионные линии $\text{HeII } \lambda 4686$, $\text{H}\beta$, $[\text{OIII}] \lambda\lambda 4959/5007$, $\text{HeI } \lambda 5876$, $[\text{OI}] \lambda\lambda 6300/6363$, $\text{H}\alpha + [\text{NII}]\lambda\lambda 6548/6584$ и $[\text{SII}] \lambda\lambda 6717/6731$. В обоих компонентах, в особенности "b", отсутствует непрерывный спектр. Компонент "b" является

классической HII-областью. Отношения интенсивностей линий у компонента "а": $\log[\text{OI}]\lambda 6300/\text{H}\alpha = -0.97$, $\log[\text{OIII}]\lambda 5007/\text{H}\beta = 0.13$, у компонента "б": $\log[\text{OI}]\lambda 6300/\text{H}\alpha = -1.28$, $\log[\text{OIII}]\lambda 5007/\text{H}\beta = 0.18$. По диагностическим диаграммам оба классифицируются как HII (компонент "а" может оказаться Comp.). Значения красных смещений компонентов в точности одинаковы.

IRAS 12120+6838abc = BIG 284 [22] = CGCG 335-006 [23]. Группа из четырех, по-видимому взаимодействующих галактик. Компоненты "б" и "с" могут считаться сливающейся системой - "мерджером". В непосредственной близости находится и компонент "д". Расположение щели спектрографа (запад-восток) позволило одновременно наблюдать компоненты "а" и "с". В спектре компонента "а" наблюдаются эмиссионные линии $\text{H}\beta$, $[\text{OIII}]\lambda\lambda 4959/5007$, $\text{HeI } \lambda 5876$, $[\text{OI}] \lambda 6300$, $\text{H}\alpha + [\text{NII}]\lambda\lambda 6548/6584$ и $[\text{SII}]\lambda\lambda 6717/6731$, а также абсорбционные линии $\text{MgI } \lambda 5180$ и $\text{NaI } \lambda 5890$; компонента "б": эмиссионные линии $\text{H}\beta$, $[\text{OIII}]\lambda\lambda 4959/5007$, $\text{HeI } \lambda 5876$, $[\text{OI}] \lambda 6300$, $\text{H}\alpha + [\text{NII}]\lambda\lambda 6548/6584$ и $[\text{SII}]\lambda\lambda 6717/6731$, а также абсорбционные линии $\text{MgI } \lambda 5180$ и $\text{NaI } \lambda 5890$; компонента "с": эмиссионные линии $\text{H}\beta$, $\text{HeI } \lambda 5876$, $[\text{OI}] \lambda 6300$, $\text{H}\alpha + [\text{NII}]\lambda\lambda 6548/6584$ и $[\text{SII}]\lambda\lambda 6717/6731$, а также абсорбционные линии $\text{H}\beta$, $\text{MgI } \lambda 5180$ и $\text{NaI } \lambda 5890$. Непрерывный спектр указывает на голубую галактику в случае компонента "а", и на красные галактики в случае компонентов "б" и "с". В спектре компонента "с" наблюдается также $\text{H}\alpha$ в абсорбции, которая наложена на эмиссионный пик системы линий $\text{H}\alpha + [\text{NII}]$. Отношения интенсивностей линий у компонента "а": $\log[\text{OI}]\lambda 6300/\text{H}\alpha = -1.17$, $\log[\text{OIII}]\lambda 5007/\text{H}\beta = -0.33$, у компонента "б": $\log[\text{OI}]\lambda 6300/\text{H}\alpha = -1.16$, $\log[\text{OIII}]\lambda 5007/\text{H}\beta = -0.18$. По диагностическим диаграммам оба классифицируются как HII. По отношению интенсивностей линий ($\log[\text{OI}]\lambda 6300/\text{H}\alpha = -0.91$) компонент "с" можно, по-видимому, классифицировать как Comp. Отношение $\log[\text{OIII}]\lambda 5007/\text{H}\beta$ невозможно определить. Значения красных смещений компонентов примерно одинаковы (скорости компонентов относительно скорости системы составляют -367 км/с для "а", +283 км/с для "б" и +85 км/с для "с"). По ИК-светимости все три компонента можно классифицировать как ULIG.

IRAS 12138+7537abc = NPM1G + 75.0070 [14]. Является одновременно источником IRAS FSC [20] и NVSS [21]. Компоненты "а" и "б" ближе находятся к центру ИК-координат и, по-видимому, ответственны за ИК-излучение. В непосредственной близости находятся и другие слабые галактики. В спектре компонента "а" наблюдаются эмиссионные линии $\text{H}\beta$, $[\text{OIII}]\lambda\lambda 4959/5007$, $\text{HeI } \lambda 5876$, $[\text{OI}] \lambda 6300$, $\text{H}\alpha + [\text{NII}]\lambda\lambda 6548/6584$ и $[\text{SII}]\lambda\lambda 6717/6731$, а также абсорбционные линии $\text{MgI } \lambda 5180$ и $\text{NaI } \lambda 5890$; компонента "б": эмиссионные линии $\text{H}\alpha + [\text{NII}]\lambda\lambda 6548/6584$ и $[\text{SII}]\lambda\lambda 6717/6731$, а также абсорбционные линии $\text{H}\beta$ и $\text{MgI } \lambda 5180$; компонента "с": эмиссионные линии $\text{H}\beta$, $[\text{OIII}]\lambda\lambda 4959/5007$, $\text{HeI } \lambda 5876$, $[\text{FeVII}]$

$\lambda 6087$, [OI] $\lambda\lambda 6300/6363$, $H\alpha$ + [NII] $\lambda\lambda 6548/6584$ и [SII] $\lambda\lambda 6717/6731$, а также абсорбционные линии MgI $\lambda 5180$ и NaI $\lambda 5890$. Непрерывный спектр указывает на красные галактики в случае компонентов "а" и "б": в последнем случае звездная составляющая очень значительна. В спектре компонента "с" непрерывный спектр практически отсутствует. Отношения интенсивностей линий у компонента "а": $\log[\text{OI}]\lambda 6300/H\alpha = -1.05$, $\log[\text{OIII}]\lambda 5007/H\beta = -0.14$, у компонента "с": $\log[\text{OI}]\lambda 6300/H\alpha = -0.76$, $\log[\text{OIII}]\lambda 5007/H\beta = -0.23$. По диагностическим диаграммам "а" классифицируется как NII, а "с" - как LINER. Отношения интенсивностей эмиссионных линий для компонента "б" невозможно определить. Объект классифицирован как эмиссионная галактика (Em). Значения красных смещений компонентов примерно одинаковы (скорости компонентов относительно скорости системы составляют +10 км/с для "а", -818 км/с для "б" и +707 км/с для "с").

IRAS 14458+7926 = FGC 1812 [24]. В спектре наблюдаются эмиссионные линии [OIII] $\lambda 5007$, $H\alpha$ + [NII] $\lambda\lambda 6548/6584$ и [SII] $\lambda\lambda 6717/6731$, а также абсорбционные линии $H\beta$ и NaI $\lambda 5890$. Непрерывный спектр очень интенсивный и указывает на красную галактику. Строго говоря, отношения эмиссионных линий невозможно определить из-за больших шумов, однако в системе линий $H\alpha$ + [NII] заметен сильный пик [NII] $\lambda 6584$, что указывает на галактику типа Sy2. В пользу Sy2 говорит также относительно большое значение полуширины линии [OIII] $\lambda 5007$ (ок. 1300 км/с). С другой стороны, линия $H\beta$ находится в абсорбции, что указывает на богатое звездное население вокруг ядра. Таким образом, эту галактику в целом можно классифицировать как Comp с признаками ядра Sy2.

IRAS 14574+7641a. Является одновременно источником IRAS FSC [20] и NVSS [21]. Компонент "а" ярче и, по-видимому, ответственен за ИК-излучение. В спектре наблюдаются эмиссионные линии HeII $\lambda 4686$, $H\beta$, [OIII] $\lambda\lambda 4959/5007$, HeI $\lambda 5876$, [FeVII] $\lambda 6087$, [OI] $\lambda 6300$, $H\alpha$ + [NII] $\lambda\lambda 6548/6584$ и [SII] $\lambda\lambda 6717/6731$. Непрерывный спектр отсутствует, что является признаком классической NII-области. Отношения интенсивностей линий: $\log[\text{OI}]\lambda 6300/H\alpha = -1.24$, $\log[\text{OIII}]\lambda 5007/H\beta = 0.27$. По диагностическим диаграммам классифицируется как NII.

5. *Заключение.* Наблюдения объектов BIG с целью проведения полного обзора красных смещений и их классификации проводятся на 2.6-м телескопе БАО НАН Армении, 6-м телескопе CAO РАН и 1.93-м телескопе Обсерватории Верхнего Прованса (Франция). В данной работе проведены спектральные наблюдения на 2.6-м телескопе для 16 галактик, являющихся компонентами кратных систем, отождествленных с точечными источниками IRAS. Определены их красные смещения, вычислены лучевые скорости, расстояния, абсолютные звездные величины, инфракрасные и

далекие инфракрасные светимости, построена диагностическая диаграмма на основе отношений интенсивностей эмиссионных линий и определен тип активности объектов. Объекты имеют красные смещения в диапазоне $0.032 + 0.11$, абсолютные звездные величины $-18^m.3 + -20^m.6$, L_{IR} - в диапазоне $3.6 \cdot 10^{11} + 4.3 \cdot 10^{12}$, L_{FIR} - в диапазоне $9.9 \cdot 10^{10} + 2.4 \cdot 10^{12}$.

Обнаружены 2 LINER-а, 2 Comp, 1 Comp с признаками Sy2 (IRAS 14458+7926), 7 HII-областей и 2 галактики являются промежуточными между HII и Comp. IRAS 09427+7528 и один из компонентов IRAS 12120+6838 (скорее всего, "мерджер" b/c) являются сверхсветимыми ИК-галактиками (ULIG). Для интересной системы IRAS 12120+6838 получены также прямые изображения без фильтра с помощью той же камеры SCORPIO.

Разность лучевых скоростей компонентов свидетельствует о физической связи всех без исключения кратных систем. Полученная в среднем высокая ИК-светимость для всех объектов подтверждает мнение о том, что, по-видимому, явление ULIG связано с взаимодействиями галактик. Результаты данной работы подтвердили наличие интересных объектов среди галактик BIG.

Авторы благодарны К.С.Гигояну за помощь в осуществлении наблюдений на 2.6-м телескопе, М.П.Верон-Сетти за любезное предоставление программы "extohp", на основе которой создан пакет для обработки спектров БАО, и М.А.Казаряну за ряд полезных замечаний и советов, позволивших улучшить качество данной статьи.

¹ Бюраканская астрофизическая обсерватория им. В.А.Амбарцумяна, Армения, e-mail: aregmick@bao.sci.am

² Ереванский государственный университет, Армения

SPECTRAL INVESTIGATION OF MULTIPLE IRAS - GALAXIES

A.M.MICKAELIAN¹, L.R.HOVHANNISYAN², L.A.SARGSYAN¹

The results of spectral observations at BAO 2.6-m telescope for IRAS galaxies identified on the basis of the First Byurakan Survey (BIG objects) are given. Slit spectra for 16 objects have been obtained, including components of 7 multiple systems and 2 individual galaxies. Redshifts have been measured, radial velocities, distances, absolute magnitudes, infrared luminosities and far infrared luminosities have been derived, diagnostic diagram has been constructed on the basis of emission-line intensities ratios and the activity type of objects has been determined. 2 LINERs, 5 composite spectrum galaxies (Comp,

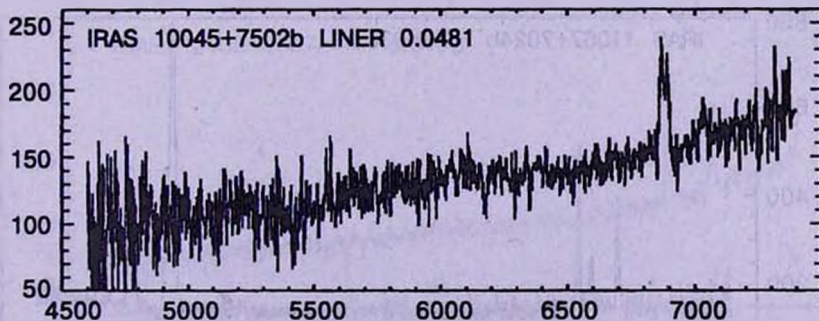
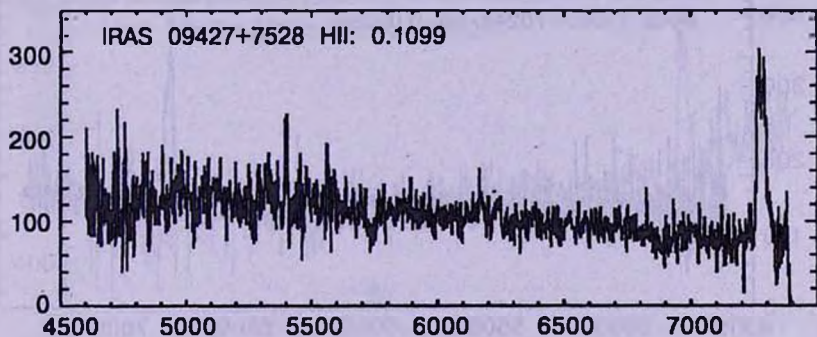
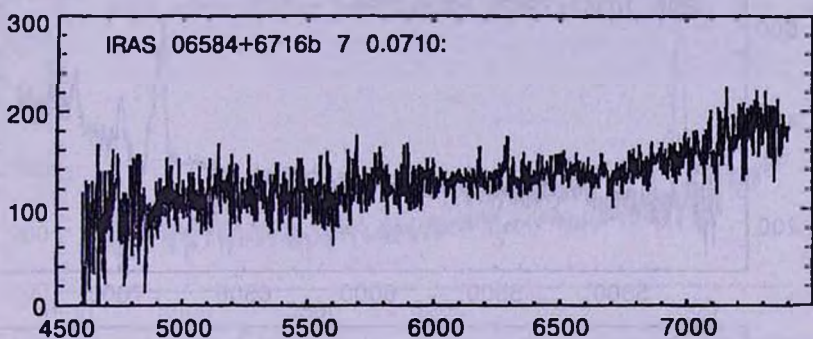
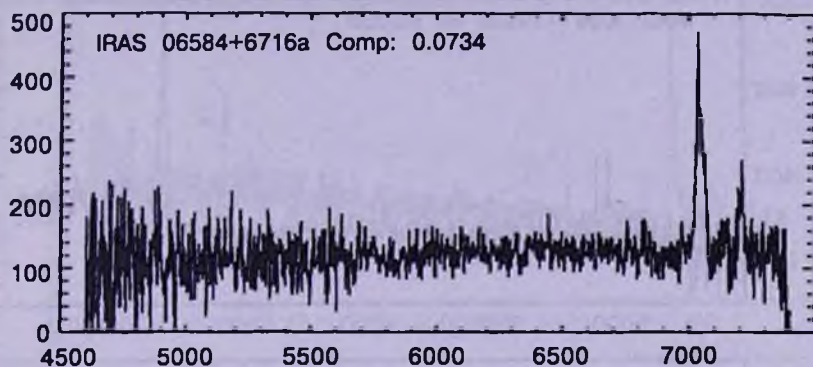
including 1 with Sy2 features) and 7 HII regions have been revealed. 2 objects are ultraluminous infrared galaxies (ULIG). It is shown that without any exception all multiple systems are physical pairs and groups. Obtained high IR luminosity confirms opinion that perhaps the ULIG/HLIG phenomenon is connected with galaxy interactions.

Key words: *Galaxies:peculiar - galaxies:spectra*

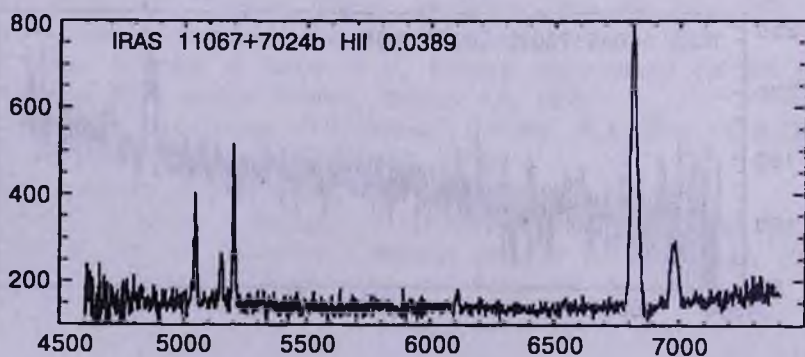
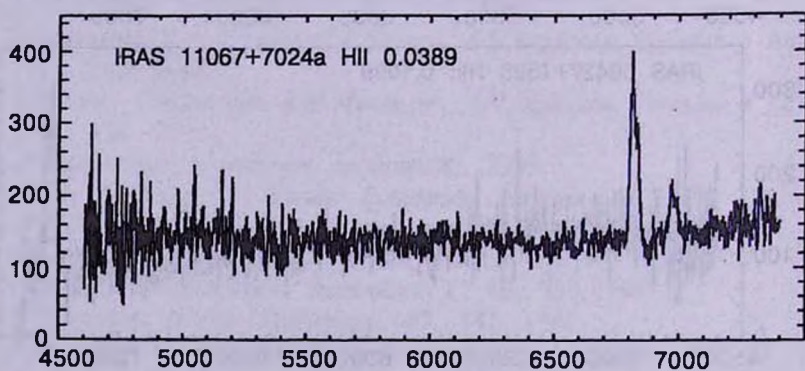
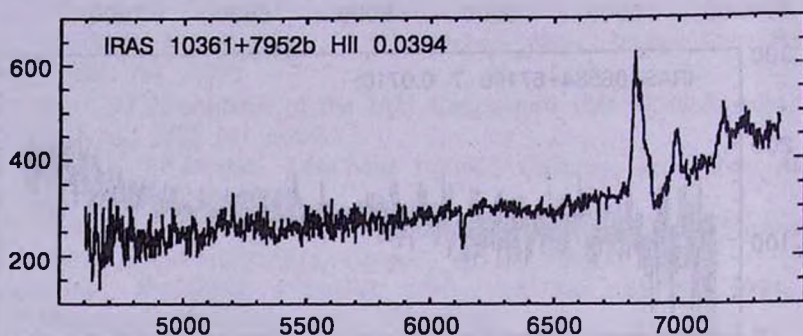
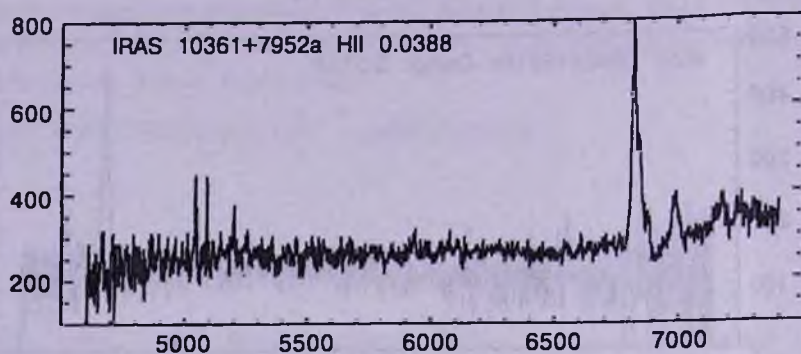
ЛИТЕРАТУРА

1. Joint IRAS Science Working Group. Infrared Astronomical Satellite Catalogs, The Point Source Catalog, Version 2.0, NASA RP-1190, 1988.
2. *D.L.Clements, W.J.Saunders, R.G.McMahon*, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., **302**, 391, 1999.
3. *S.Veilleux*, in Proceedings of the IAU Colloquium 184: AGN Surveys, ASP Conf. Series, 2002 (in press).
4. *D.B.Sanders, I.F.Mirabel*, Luminous Infrared Galaxies, Ann. Rev. Astron. Astrophys., **34**, 749, 1996.
5. *B.E.Markarian, V.A.Lipovetski, J.A.Stepanian, L.K.Erastova, A.I.Shapovalova*, Commun. Special Astrophys. Observ., **62**, 5, 1989.
6. *T.McGlynn, N.E.White, K.Scollick*, ASP Conf. Ser., **61**, 34, 1994.
7. *A.M.Mickaelian*, Astrofizika, **38**, 625, 1995.
8. *А.М.Микаелян*, Астрофизика, **45**, 288, 2002.
9. *А.М.Микаелян, С.А.Акопян, С.К.Балаян, А.Н.Буренков*, Письма в Астрон. ж., **24**, 736, 1998.
10. *С.К.Балаян, С.А.Акопян, А.М.Микаелян, А.Н.Буренков*, Письма в Астрон. ж., **27**, 330, 2001.
11. *М.П.Верон-Сетти*, частное сообщение, 1999.
12. *P.Massey, K.Strobel, J.V.Barnes, E.Anderson*, Astrophys. J., **328**, 315, 1988.
13. *P.-A.Duc, I.F.Mirabel, J.Maza*, Astron. Astrophys. Suppl. Ser., **124**, 533, 1997.
14. *A.R.Klemola, B.F.Jones, R.B.Hanson*, Astron. J., **94**, 501, 1987.
15. *S.Veilleux, D.E.Osterbrock*, Astrophys. J., **63**, 295, 1987.
16. *T.M.Heckman*, Astron. Astrophys., **87**, 142, 1980.
17. *P.Veron, A.C.Goncalves, M.P.Veron-Cetty*, Astron. Astrophys., **319**, 52, 1997.
18. *M.P.Veron-Cetty, P.Veron*, Astron. Astrophys. Rev., **10**, 81, 2000.
19. *А.М.Микаелян*, Астрофизика, **43**, 425, 2000.
20. *M.Moshir, G.Kopan, T.Conrow et al.*, Infrared Astronomical Satellite Catalogs, The Faint Source Catalog, Version 2.0, 1990.
21. *J.J.Condon, W.D.Cotton, E.W.Greisen, Q.F.Yin, R.A.Perley, G.B.Taylor, J.J.Broderick*, Astron. J., **115**, 1693, 1998.
22. *А.М.Микаелян*, Астрофизика, **44**, 43, 2001.
23. *F.Zwicky, E.Herzog*, Catalogue of Galaxies and of Clusters of Galaxies (CGCG), Vol. IV, Pasadena: California Institute of Technology, 1968.
24. *I.D.Karachentsev, V.E.Karachentseva, S.L.Parnovsky*, Astron. Nachr., **314**, 97, 1993.

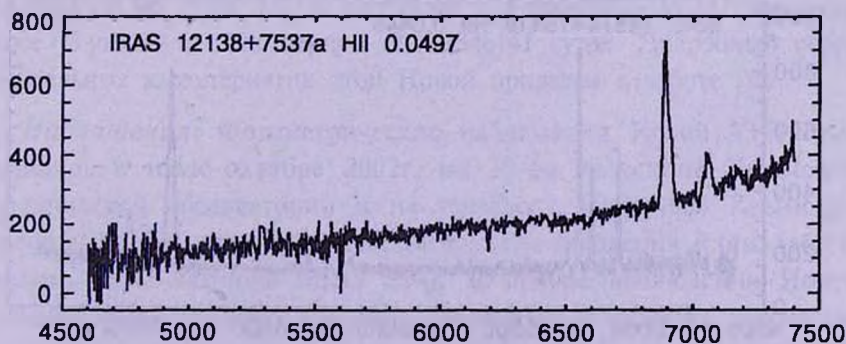
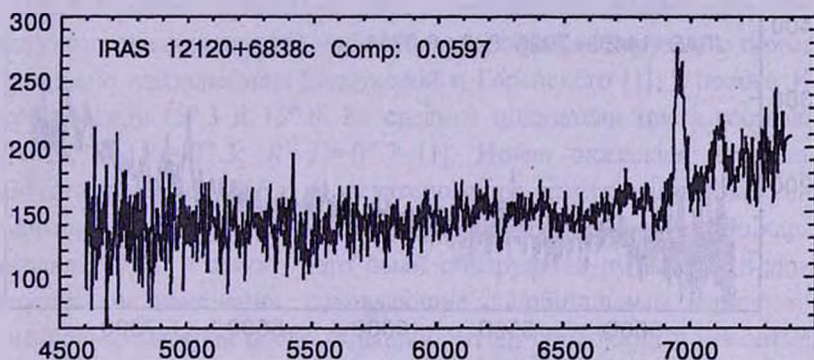
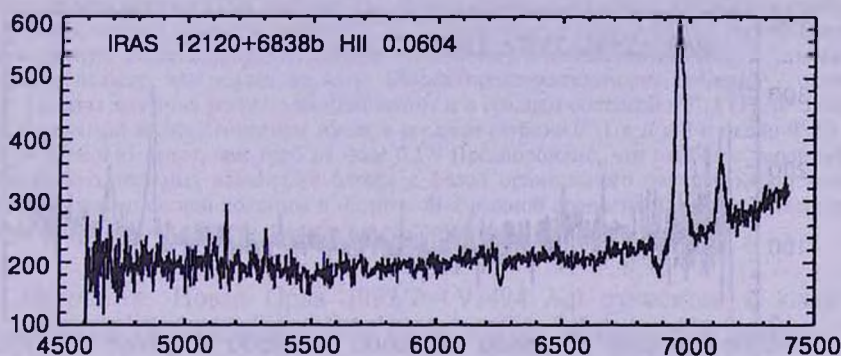
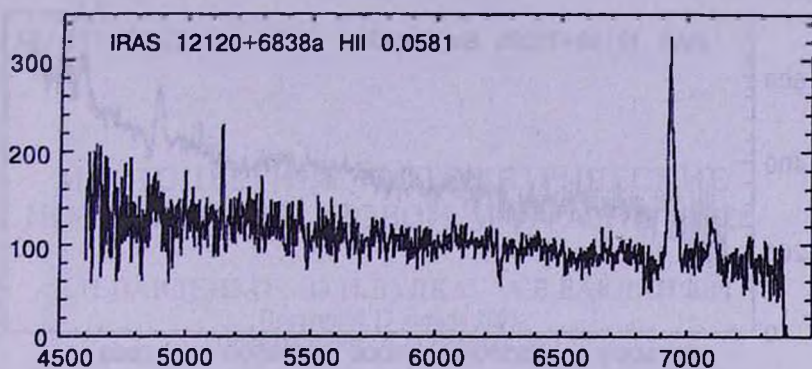
CCD-спектры галактик IRAS, полученные на 2.6-м телескопе БАО

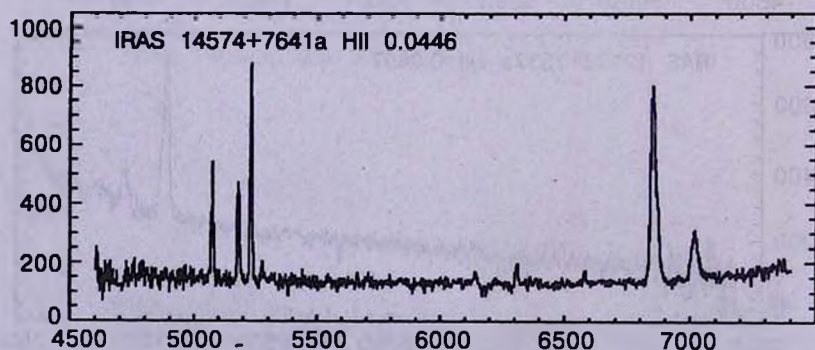
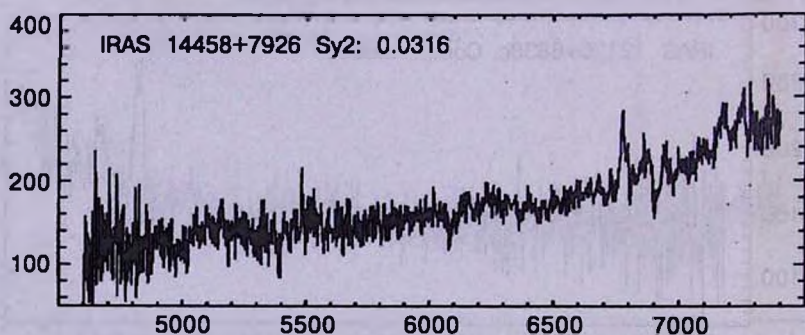
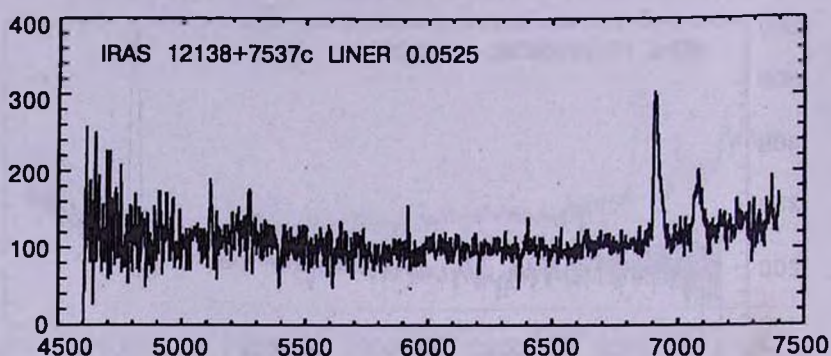
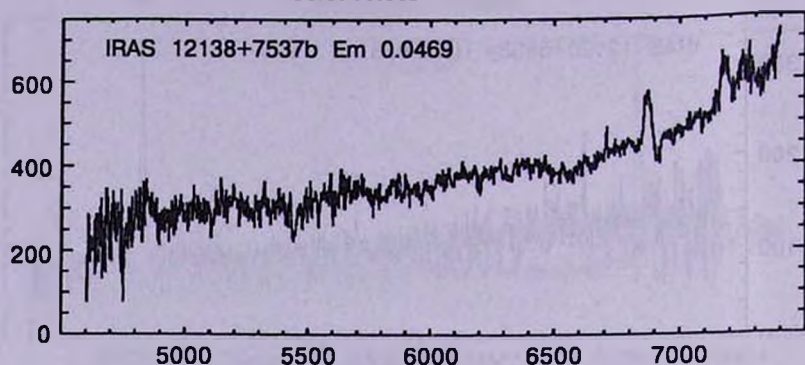


CCD-спектры галактик IRAS, полученные на 2.6-м телескопе БАО



CCD-спектры галактик IRAS, полученные на 2.6-м телескопе БАО



CCD-спектры галактик IRAS, полученные на 2.6-м
телескопе БАО

УДК: 524.337:520.82

МНОГОЦВЕТНЫЕ ФОТОМЕТРИЧЕСКИЕ
ИССЛЕДОВАНИЯ НОВОЙ V1494 Aql В 2002г.Е.П.ПАВЛЕНКО¹, О.И.ДУДКА¹, А.В.БАКЛАНОВ²

Поступила 13 января 2003

Принята к печати 15 февраля 2003

Представлен результат ПЗС-наблюдений Новой V1494 Aql в полосах R , I в июле-ноябре 2002г. и анализ кривых блеска в полосах V , R , I . Орбитальная кривая блеска Новой имеет затменнообразную форму с двумя неравными горбами до и после затмения. Вход в затмение длится вдвое дольше, чем выход из него. Общая продолжительность затмения - около $0.45 P$. Глубина затмения растет с длиной волны и в среднем составляет $0^m.3$ (V), $0^m.5$ (R), $0^m.7$ (I). Вторичный мелкий минимум имеет в среднем глубину $0^m.1$ в R и I и около $0^m.03$ в V . Горб на фазе 0.65 выше, чем горб на фазе 0.17. Предположено, что наиболее вероятной причиной наблюдательных изменений блеска с фазой орбитального периода может быть самозатмение аккреционной колонны в магнитной взрывной переменной вместе с частным затмением аккреционной области вторичным компонентом.

1. *Введение.* Новая Орла 1999/2 = V1494 Aql относится к классу быстрых новых. В максимуме она была 4-й зв. величины в полосе V , через два года после появления, т.е., в настоящий момент, она еще не достигла своего довысшечного уровня блеска, оставаясь ярче него примерно на 1^m : согласно наблюдениям Барсуковой и Горанского [1], в полосе V она колеблется между $15^m.3$ и $15^m.6$. Ее средние показатели цвета составляют: $B - V = 0^m.9$; $V - R = 0^m.3$; $R - I = 0^m.7$ [1]. Новая оказалась источником сверхмягкого рентгена (SSS), ее рентгеновский спектр напоминал спектр известного источника SSS Cal 83, эффективная температура белого карлика превосходила 10^5 K, у самого него были обнаружены пульсации в g^+ -моду и периодические изменения, совпадающие с орбитальным периодом [2]. Через несколько месяцев после вспышки Реттер обнаружил у нее затмения с периодом 0.1346 суток [3], а Барсукова с Горанским по наблюдениям в полосе V уточнили этот период до 0.1346141 суток. Подробный обзор наблюдательных характеристик этой Новой приведен в работе [1].

2. *Наблюдения.* Фотометрические наблюдения Новой V1494 Aql проводились в июле-октябре 2002г. на 38-см телескопе Крымской астрофизической обсерватории и на телескопе Цейсс-600 Крымской лаборатории ГАИШ в фотометрической системе Джонсона R (см. табл.1) с помощью ПЗС-матрицы SBIG ST-7. В ноябре наблюдения Новой были выполнены в полосе Джонсона I на этих же телескопах. В качестве

звезды сравнения использовалась звезда GSC 473.4227 ($V=13^m.86$, $B-V=1^m.22$, $V-R=0^m.92$) [1]. На рис.1 приведена карта окрестности Новой

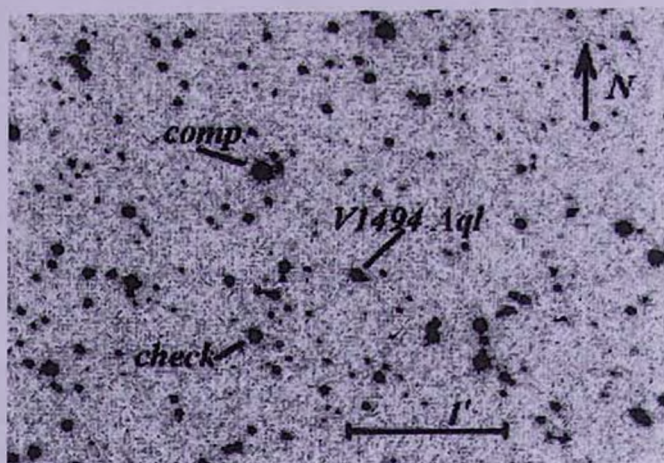


Рис.1. Поисковая карта для V1494 Aql. Указана Новая, звезда сравнения (comp) и контрольная звезда (check).

с указанием звезды сравнения и контрольной звезды. Измерения полученных изображений проводились методом апертурной фотометрии

Таблица 1

СВОДКА ДАННЫХ НАБЛЮДЕНИЙ V1494 Aql

Дата 2002	Юлианская дата, 2452.....+	Экспозиция, с	Фильтр	Телескоп
26 июль	482.4475-482.5174	150	R	К-380
27	483.4874-483.5491	120		
28	484.4516-484.5367	120		
29	485.4321-485.5190	90		
30	486.4363-486.5459	120		
01 август	488.3240-488.3830	60		Цейсс-600
02	489.3968-489.4121	60		
03	490.3848-490.4880	60		
05	492.3833-492.3893	90		
15	502.4474-502.4663	180		К-380
17 октябрь	565.2865-565.3392	120	I	Цейсс-600
21	569.2735-569.3193	120		
23	571.1574-571.2077	90		
24	572.2805-572.3267	120		
27	575.1722-575.2087	120		
30	578.2615-578.3034	120		
02 ноябрь	581.1970-581.2849	300		
08	587.1650-587.2709	300		К-380
13	595.1446-595.2109	120	I	Цейсс-600
14	596.1307-596.2625	120		

с помощью программы, любезно предоставленной В.П.Горанским. Новая измерялась вместе с красной звездой, расположенной от нее в пределах минуты (см. [1]). Точность измерений определялась по разности контрольной и звезды сравнения. Характерная точность одного измерения составила $0^m.02 - 0^m.04$ в полосе R и $0^m.02 - 0^m.05$ в полосе I .

3. *Индивидуальные и средние кривые блеска.* Наблюдения показали, что форма кривой блеска V1494 Aql слегка изменяется от цикла к циклу. В среднем - это затменная кривая, причем амплитуда затмения растет с длиной волны [4]. Средние кривые в полосах VRI приведены на рис.2. Они получены усреднением всех данных в каждом из 20 интервалов фаз орбитального периода. При вычислении фаз использовалась эфемерида,

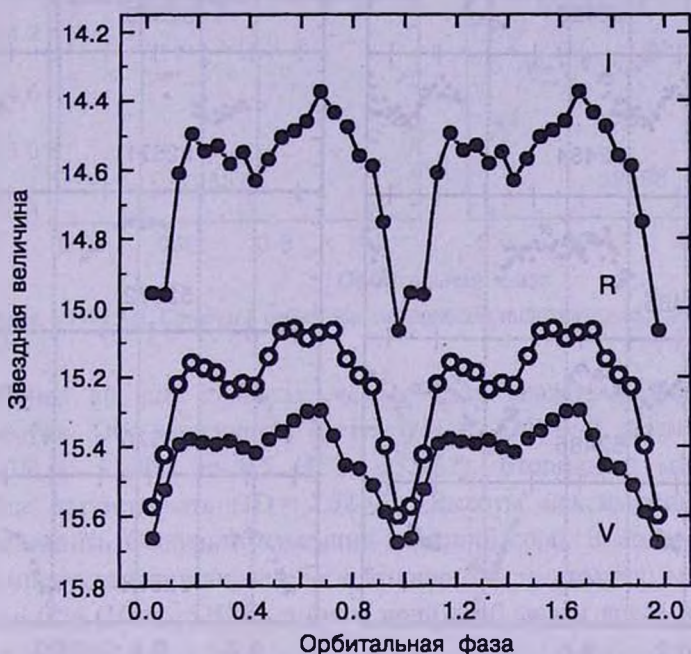


Рис.2. Средние профили орбитальных кривых блеска, полученные путем свертки данных с орбитальным периодом в полосах VRI и усреднением их внутри каждого интервала фаз при разбиении периода на 20 интервалов. Для ясности кривые повторены дважды. Ошибка среднего не превышает размера кружка.

полученная Барсуковой и Горанским [1]. Кривая в полосе V построена по данным вышеуказанных авторов. Разброс данных в каждом интервале, вызванный реальными изменениями формы кривой от ночи к ночи, оценивался как среднеквадратичная ошибка средней величины блеска в данном интервале фаз. Она соизмерима с размером кружка. Кривая имеет два горба и два минимума. Большой горб в среднем расположен на фазе 0.65 во всех цветовых полосах. Меньший горб - на фазе ~ 0.17 , причем в полосе V он практически отсутствует. Первичный затменнообразный

минимум приходится на фазу 0. Он асимметричен во всех полосах: вход в затмение длится вдвое дольше ($\sim 0.3 P$), чем выход из него ($\sim 0.15 P$). Профиль затмения поэтому можно охарактеризовать как "двухступенчатый": медленное ослабление блеска до фазы $\sim 0.75-0.85$ (а в полосе V в этом интервале наблюдается даже остановка блеска), а затем - резкий вход в

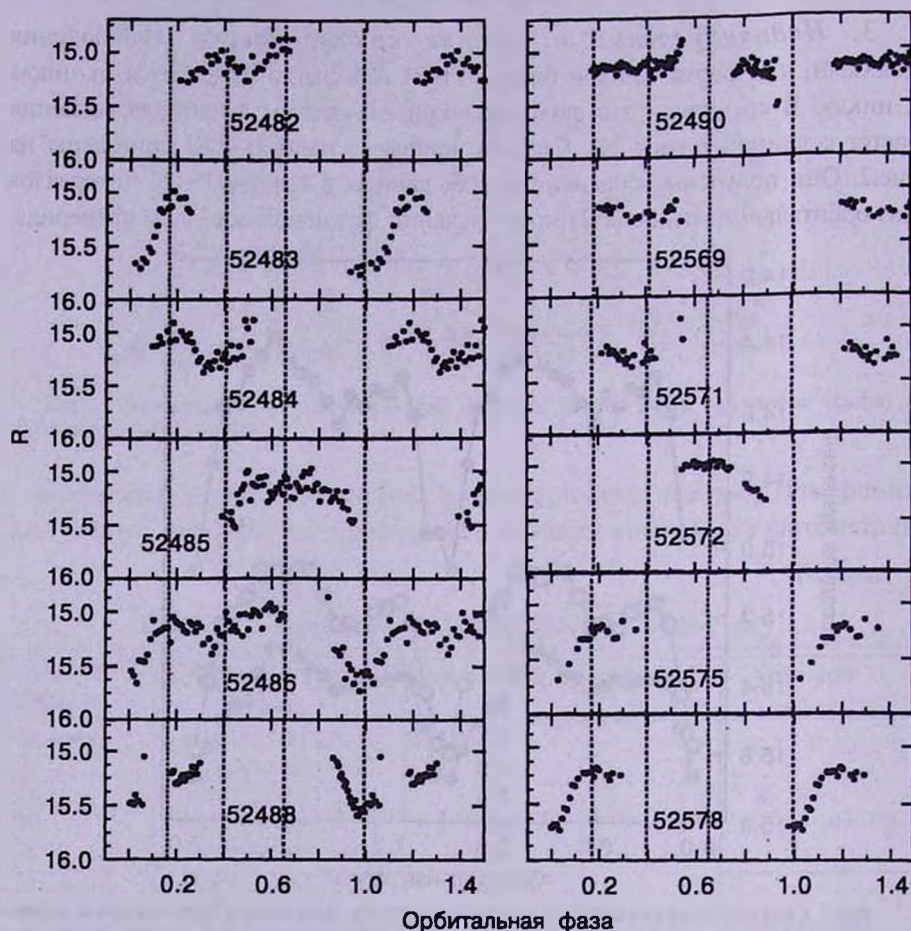


Рис.3. V1494 Aql. Свертки с орбитальным периодом индивидуальных данных, полученных в полосе R .

затмение, небольшое увеличение блеска между фазами 0.97-1.05 и такой же резкий выход из него. Профиль "резкой" части затмения более-менее симметричен во всех полосах. Амплитуда затмения составляет в полосе V $0^m.3$, в R $0^m.5$ и в I $0^m.7$. Вторичный мелкий минимум приходится примерно на фазу 0.4. Его глубина максимальна в полосах R и I ($0^m.1$), а в полосе V составляет всего $0^m.03$.

Чтобы рассмотреть изменения формы кривых от ночи к ночи, мы привели свертки данных с орбитальным периодом отдельно для нескольких дат в полосах R и I (рис.3 и 4, соответственно). Линиями отмечены

положения первичного и вторичного минимумов и максимумов. Недостаточное покрытие всех фаз орбитального периода данными не дает возможности детально проследить за изменениями кривых блеска от ночи к ночи. Однако имеющийся материал, тем не менее, позволяет сделать некоторые заключения. Так, например, фаза первичного минимума

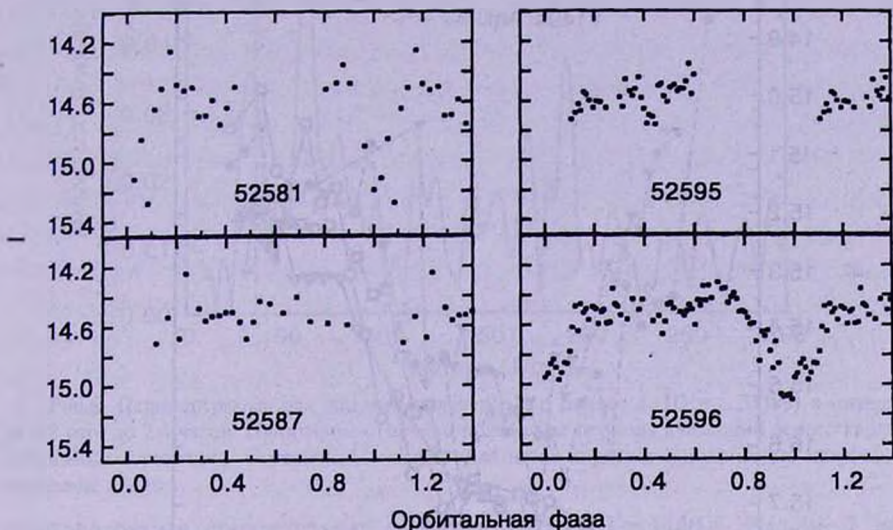


Рис.4. V1494 Aql. Свертки с орбитальным периодом индивидуальных данных, полученных в полосе *I*.

устойчива во всех полосах, чего нельзя сказать о фазе вторичного минимума. Она изменяется от 0.3 ($JD = \dots 52484$) и, возможно, даже от 0.2 ($JD = \dots 52488$) до 0.5 ($JD = \dots 52482$). Вторичный минимум может вообще отсутствовать ($JD = \dots 52490$). Высоты максимумов-горбов также непостоянны. Особенно изменчив меньший горб. В полосе *I*, например, его амплитуда (по отношению к вторичному минимуму) может достигать иногда $0^m.4$ ($JD = \dots 52581$), в иные ночи горб может вовсе не наблюдаться ($JD = \dots 52596$).

Обратим также внимание на то, что в некоторые даты на восходящей ветви первичного минимума в полосе *I* ($JD = \dots 52581$ и $JD = \dots 52596$) на фазах 0.07-0.09 наблюдалось кратковременное ослабление блеска ("дип").

Подробный профиль глубокого затмения в полосе *R* показан отдельно на рис.5 на примере данных пяти ночей.

Видно, что глубина затмения изменяется от ночи к ночи в пределах $0^m.15$. Причем, чем минимум глубже (открытые значки), тем он шире. Вначале блеск падает до фазы 0.97, затем слегка растет между фазами 0.97-1.05, т.е., в течение 11-15 мин. Уверенно говорить об остановке блеска в этом интервале нельзя. После фазы 1.05 начинается выход из затмения, в среднем длящийся около 10 мин.

4. *Показатели цвета.* V1494 Aql - голубой объект. В соответствии со средними кривыми блеска в полосах *VRI*, в минимуме его средние показатели цвета составляют $(V-R)_{\min} \sim 0^m.1$; $(V-I)_{\min} \sim 0^m.6$; в максимуме - $(V-R)_{\max} \sim 0^m.2$; $(V-I)_{\max} \sim 1^m.0$. Напомним, что это - показатели цвета,

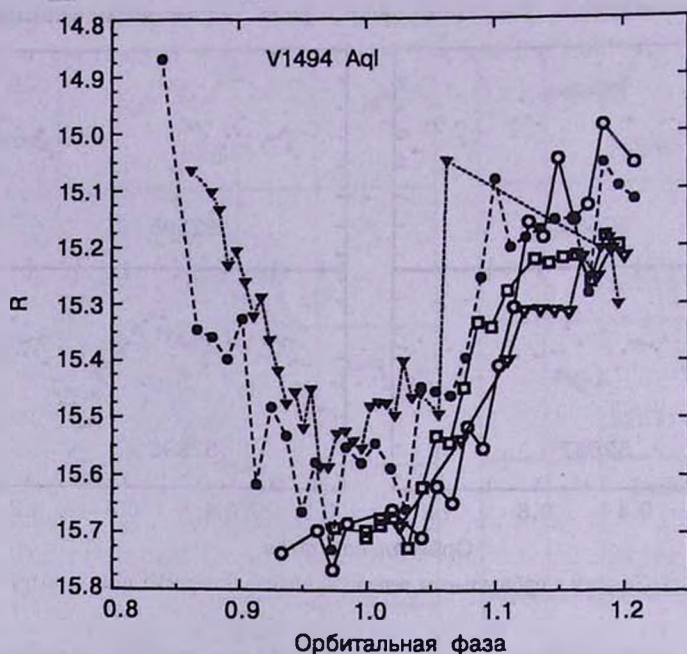


Рис.5. Профиль первичного затмения в полосе *R* для нескольких дат: JD = ...52483 (открытые кружки), JD = ...52486 (заполненные кружки), JD = ...52488 (заполненные треугольники), JD = ...52575 (открытые треугольники) JD = ...52578 (квадраты).

которые определены по средним кривым блеска, полученным не одновременно, а последовательно в июле-ноябре. Показатели цвета при одновременных наблюдениях могут несколько отличаться от средних. Так, например, наши средние показатели цвета *V-R* на $0^m.15$, а *R-I* на $0^m.05$ более голубые, чем полученные по одновременным наблюдениям Барсуковой и Горанского [1].

Учет межзвездного поглощения и вклада красной звезды, расположенной в $1''$ от V1494 Aql, приведет к еще большему поголубению Новой. Полученные показатели цвета указывают на наличие высокотемпературного излучения в системе.

5. *Короткопериодические изменения блеска.* В некоторые ночи у V1494 Aql были замечны короткопериодические (десятки минут) колебания блеска с относительно небольшой - до $0^m.1$ - амплитудой. Анализ таких колебаний мы провели по самому длинному ряду наблюдений, полученному в полосе *I* в ночь JD...52596. Из данных была вычтена

орбитальная кривая и для остатков вычислена периодограмма методом Фурье в интервале поиска периодов от 4.8 минут до 1.5 часов. Результат приведен на рис.6. Наиболее значимый (на уровне около 5σ) пик на

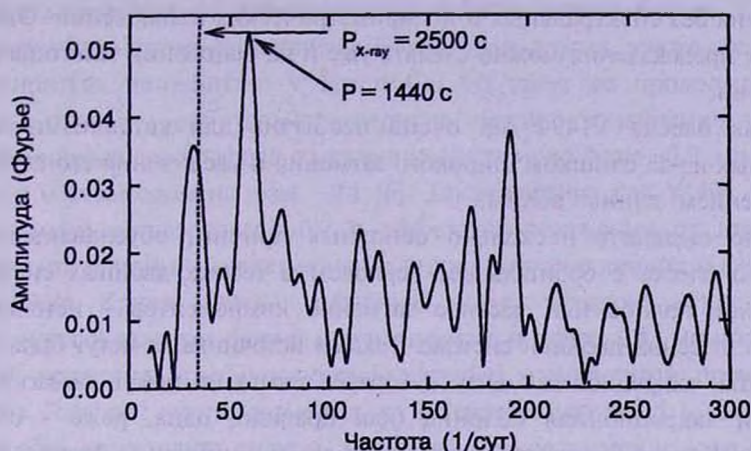


Рис.6. Периодограмма для данных, полученных в полосе I (JD = ...52596) в интервале от 4.8 мин до 2.4 часов. Пунктиром отмечено положение периода пульсаций белого карлика, найденных в рентгене. Стрелочкой - найденные нами короткопериодические колебания с периодом 1440 с.

периодограмме соответствует периоду $0^d.0163(2) = 1440$ с. На рис.7 дана свертка данных с этим периодом и средние величины блеска в каждом из 10 интервалов фаз. Амплитуда изменений блеска составляет $0^m.1$. Отметим, что эти колебания близки к половинной величине периодических колебаний, которые наблюдались Дрэйком и др [2] на рентгеновском телескопе Чандра (~ 2500 с), и, возможно, связаны с ними.

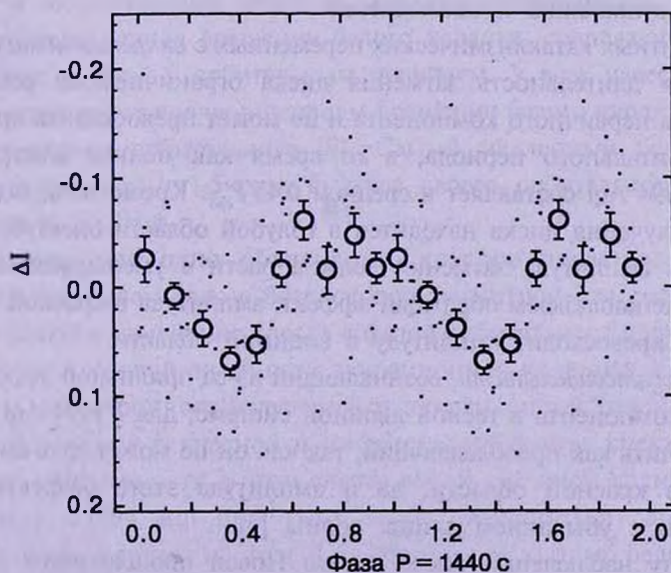


Рис.7. Свертка данных в полосе I с периодом 1440 с. Орбитальная кривая вычтена.

6. *Причины орбитальной модуляции блеска у взрывных переменных и V1494 Aql.* Природа фотометрических изменений блеска Новой с фазой орбитального периода не может быть однозначно установлена без спектральных и поляриметрических наблюдений. Однако кое-какие предсказания можно сделать уже и на основании многоцветной фотометрии.

Кривая блеска V1494 Aql очень необычна для катаклизмических переменных из-за слишком широкого затмения и увеличения его глубины с увеличением длины волны.

Можно выделить несколько основных причин, обуславливающих модуляцию блеска с орбитальным периодом в тесных двойных системах: 1) взаимное полное или частное затмение компонентов - источников излучения в тесной двойной системе. Такими источниками могут быть сами компоненты, аккреционный диск и горячее пятно на нем в немагнитной системе и аккреционная колонна (как правило, одна, реже - обе) в магнитной. Кривая блеска при этом имеет два минимума: на фазах 0 и 0.5, если под фазой "0" будем понимать нижнее соединение вторичного компонента (т.е., вторичный компонент находится на линии зрения между наблюдателем и первичным компонентом), горб на фазах 0.5-0.75, если есть горячее пятно; 2) эллипсоидальность формы вторичного компонента, которая дает двугорбую волну за период с максимумами на фазах 0.25 и 0.75 и минимумами на фазах 0 и 0.5; 3) эффект отражения от вторичного компонента, имеющего одну синусоидальную волну за период с максимумом на фазе 0.5 и минимумом - на фазе 0; 4) излучение от аккреционной колонны/колонн, дающее более сложный профиль орбитальной кривой блеска в зависимости от ориентации колонны по отношению к наблюдателю.

У немагнитных катаклизмических переменных с аккреционными дисками максимальная длительность затмения диска ограничивается размерами полости Роша первичного компонента и не может превосходить примерно четверть орбитального периода, в то время как полная длительность затмения V1494 Aql составляет в среднем $0.45 P_{\text{орб}}$. Кроме того, поскольку максимум излучения диска находится в голубой области спектра, то при его затмении амплитуда затмения должна расти с уменьшением длины волны. Мы же наблюдаем обратный эффект: амплитуда в красной области почти вдвое превосходит амплитуду в видимой области.

Эффект эллипсоидальности, возникающий из-за приливной деформации вторичного компонента в тесной двойной системе, для V1494 Aql следует также исключить как преобладающий, так как он не может дать амплитуду более $0^m.5$ в красной области, да и амплитуда этого эффекта также должна расти с убыванием длины волны [5].

К моменту наблюдений после взрыва Новой прошло всего 2.5 года,

белый карлик достаточно горяч (его температура превышает 10^5 K [2]), чтобы эффективно прогревать рентгеновским излучением обращенную к нему сторону соседнего компонента. В такой системе можно ожидать *эффект отражения*. И действительно, средняя кривая блеска V1494 Aql поразительно напоминает кривые блеска двух других, также сверхмягких рентгеновских источников: V Sge и Cal 87: такое же продолжительное, почти с половину орбитального периода, первичное затмение, такой же асимметричный его профиль с медленным входом до фазы -0.9 , минимумом на фазе 0 и выходом на фазе -0.1 [6]. Такая картина для V1494 Aql (будь у нее диск) согласовалась бы с эффектом отражения от вторичного компонента и взаимными затмениями вторичного компонента и аккреционного диска. Кривая блеска, вызванная этим эффектом, в чистом виде имеет синусоидальную форму с максимумом на фазе 0.5, минимумом на фазе 0; истинные затмения диска вторичным компонентом происходят в течение "острой" части затмения в интервале фаз 0.9-1.1, а затмения вторичного компонента диском, порождая мелкое затмение - на фазе 0.5. Для SSS Cal 87 Ван ден Хевел и др. [7] нашли объяснение асимметричному первичному минимуму в привлечении сильного оптически толстого звездного ветра, истекающего из соседки из-за рентгеновского прогрева. Такой звездный ветер имеет несимметричную форму из-за кориолисовых сил.

Что касается амплитуд модуляции блеска эффектом отражения, то они практически одинаковы в полосах видимой области (V Sge [6]) или увеличиваются с уменьшением длины волны (HZ Her [8]). Поэтому в чистом виде данная модель к V1494 Aql неприменима.

V1494 Aql не может быть *промежуточным поляром*, сочетающим в себе и диск, и аккреционные колонны, так как рентгеновские наблюдения V1494 Aql дали период вращения белого карлика, совпадающий в пятом знаке после запятой с орбитальным периодом. У всех известных до сих пор промежуточных полярных периоды вращения белого карлика более чем в 10 раз короче орбитального [9]. Самый медленный белый карлик, который вращается в 1.5 раза быстрее своего орбитального движения, обнаружен у EX Нуа.

Возможно еще одно объяснение, которое представляется более реальным: мы имеем дело с бездисквой магнитной системой (*поляр*), где наблюдаемое изменение блеска с фазой орбитального периода связано с изменением условий видимости аккреционной колонны. Как известно, максимум циклотронного излучения от аккреционной колонны в оптике может наблюдаться в красной и инфракрасной частях спектра, поэтому амплитуда переменности в этом случае растет с длиной волны. Глубокий минимум у V1494 Aql при этом может объясняться самозатмением аккреционной колонны на фазе 0 или уходом ее за лимб белого карлика.

Для примера на рис.8 мы приводим кривую блеска поляра MR Ser, взятую из статьи Бакланова и Павленко [10], которая также напоминает кривую V1494 Aql. Глубокий минимум у MR Ser Халевин [11] объясняет самозатмением аккреционной колонны. В отличие от MR Ser, в данной системе, возможно, наблюдается еще и частное затмение аккреционной области вторичным компонентом на фазе 0 и поглощение в части аккреционной струи, которая, следуя за магнитными линиями белого карлика, покидает орбитальную плоскость на фазах 0.75-0.85. Это образует более медленный вход в затмение. Полные затмения дали бы остановки блеска на этих фазах и наличие рентгеновских затмений - как, например, у затменного поляра HU Aqr [12]. Нестабильность орбитальной кривой блеска V1494 Aql на фазах локализации меньшего горба и вторичного минимума (т.е., смещение фаз и изменения амплитуд) также проще связать с аккреционной колонной, чем с затмением вторичного компонента аккреционным диском.

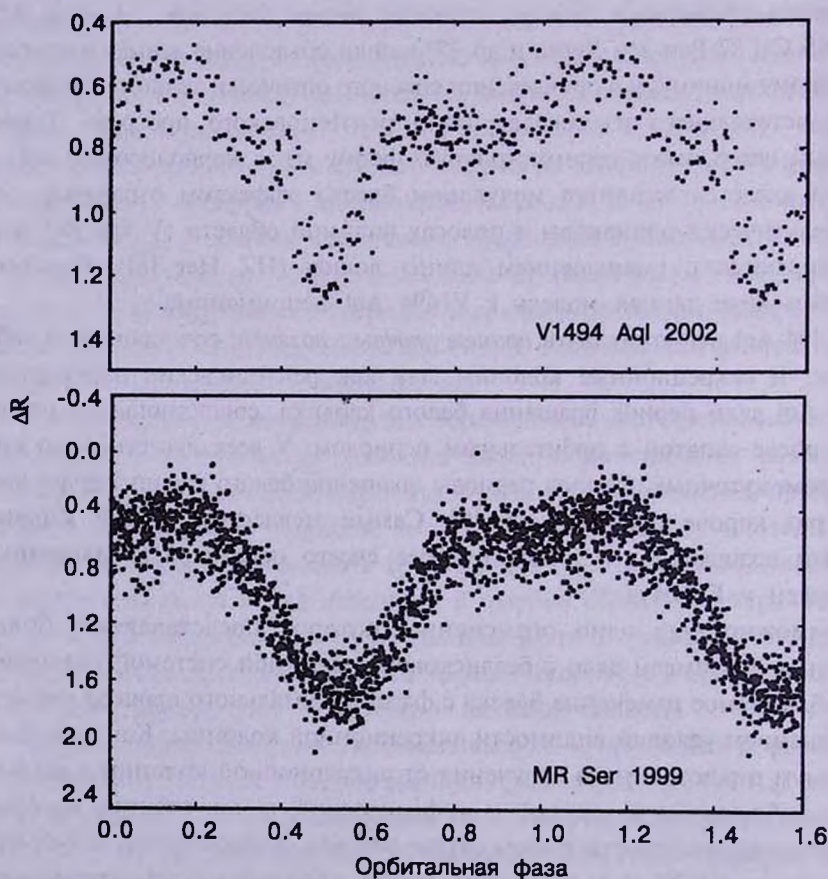


Рис.8. Свертки данных V1494 Aql и для сравнения - поляра MR Ser в полосе R с их орбитальными периодами. Фаза минимума V1494 Aql смещена на полпериода относительно своего эфемеридного значения.

Если данное объяснение окажется правильным, это будет означать, что обнаружена еще одна (кроме V1500 Cyg) новая - поляр. Отметим, что Уорнер [13] также отнес V1494 Aql к "группе риска" оказаться магнитной новой, исходя из того, что она попадает в совпадающий максимум распределения и новых, и полярнов по орбитальным периодам.

В полярных, в принципе, могут действовать одновременно оба эффекта - излучение от аккреционной колонны и эффект отражения. Опыт показывает, что, как правило, какой-нибудь один из них является преобладающим. У большинства известных полярнов основной вклад в видимое излучение вносит аккреционная колонна. Горячий белый карлик в системе Новой Лебеда 1975 = V1500 Cyg является же причиной преобладающего эффекта отражения в настоящее время [14,15], но когда белый карлик остынет до "довспышечной температуры", в этой системе основное излучение будет исходить от аккреционной колонны.

Таким образом, рассмотренные особенности V1494 Aql лучше всего можно было бы проинтерпретировать излучением от аккреционной колонны вблизи поверхности белого карлика, вместе с частным затмением аккреционной области вторичным компонентом системы и поглощением в газовой струе, покидающей вторичный компонент.

Авторы благодарят В.П.Горанского за предоставление данных в полосе *V*.

¹ Крымская астрофизическая обсерватория,
Украина, e-mail: pavlenko@crao.crimea.ua

² Одесский национальный университет им. И.И.Мечникова, Украина

MULTICOLOR PHOTOMETRIC INVESTIGATION OF V1494 Aql IN 2002

E.P.PAVLENKO¹, O.I.DUDKA¹, A.V.BAKLANOV²

We present CCD observations of the Nova V1494 Aql in *R* and *I* spectral bands which have been carried out in July-November 2002 and analysis of *VRI* lightcurves. The orbital lightcurves have eclipse-like shape with two unequal humps before and after eclipse. An ingress is twice the egress. The total eclipse duration is close to $0.45 P_{orb}$. The depth of eclipse grows with wavelength and is equal to $0^m.3$ in *V*, $0^m.5$ in *R* and $0^m.7$ in *I*. The depth of the secondary shallow minimum in *R* and *I* is equal to $0^m.1$ and $0^m.03$ in *V*. The hump at phase 0.65 is higher than those at phase 0.17. We suppose

that the orbital light variations are caused by self-eclipse in accretion column close to the magnetic white dwarf and by partial eclipse of accretion region by the secondary component.

Key words: (stars):novae - stars:individual:V1494 Aql

ЛИТЕРАТУРА

1. *Е.Барсукова, В.П.Горанский*, Письма в Астрон. ж., **29**, 3, 2002.
2. *J.J.Drake, R.M.Wagner, S.Starrfield et al.*, Astro-ph/0210072, 2002.
3. *A.Retter, L.Cook, R.Novak et al.*, IAU Circ. N7537, 2000.
4. *E.P.Pavlenko, O.I.Dudka, A.V.Baklanov*, in Proc. of the Workshop of Magnetic Variables, Cape Town, 2003 (in press),
5. *А.М.Черепашук*, УФН, **166**, 809, 1996.
6. *J.Patterson, J.Kemp, A.Sharnbrook et al.*, Publ. Astron. Soc. Pacif., **110**, 380, 1998.
7. *E.P.J. van den Heuvel, D.Bhattacharya, K.Nomoto, S.A.Rappaport*, Astron. Astrophys., **262**, 97, 1992.
8. *А.М.Черепашук et al.*, IBVS, **720**, 1972.
9. *C.Hellier*, in Proc. Cataclysmic Variables and Related Objects, eds. A.Evans, J.H.Wood, ASC Library, **208**, Kluwer Academic Publ., 143, 1996.
10. *A.V.Baklanov, E.P.Pavlenko*, Odessa Astron. Publ., **14**, 23, 2001.
11. *А.В.Халевин*, Свойства аккреционного потока в магнитных тесных двойных системах, Канд. диссертация, Одесса, 2000.
12. *A.D.Schwope, R.Schwarz*, in Proc. Cape Workshop on Magnetic Cataclysmic Variables, eds. D.A.H.Buckley, B.Warner, ASP Conference Series, **85**, 166, 1995.
13. *B.Warner*, in Proc. Classical Nova Explosions, AIP Conf. Proc. Subseries, eds. M.Hernanz, J.Jose, Melville, New York, **637**, 3, 2002.
14. *M.W.Somers, T.Naylor*, Astron. Astrophys., **352**, 563, 1999.
15. *E.P.Pavlenko, S.Yu.Shugarov, N.V.Primak, V.P.Goranskij*, in Proc. Classical Nova Explosions, AIP Conf. Proc. Subseries, eds. M.Hernanz, J.Jose, Melville, New York, **637**, 519, 2002.

УДК: 524.3:520.34

РЕЗУЛЬТАТЫ ФОТОЭЛЕКТРИЧЕСКИХ НАБЛЮДЕНИЙ V 448 ЛЕБЕДЯ

М.И.КУМСИАШВИЛИ, Н.Т.КОЧИАШВИЛИ

Поступила 15 января 2003

Принята к печати 25 февраля 2003

В статье проведен более полный литературный обзор исследования звезды V 448 Лебеда. Подробно, соответствующими таблицами и графиками, даются результаты анализа трехцветных фотоэлектрических наблюдений, проведенных в Абастумани. В частности, высказываются некоторые соображения о газовых структурах и эволюционном статусе системы. Кроме того, из-за появления в литературе новых спектроскопических данных высказывается соображение о решении наших кривых блеска более современными неклассическими методами с допущением новой модели. Тем самым, сопоставляя полученные таким путем данные с новыми спектроскопическими данными, возможно усовершенствовать эволюционный статус и модель системы V 448 Лебеда. Кроме того, появляются возможности уточнения физических параметров околосветных структур и получения более точной информации о физических условиях в атмосферах звезд и о структуре околосветных оболочек.

1. *Введение.* К опубликованию настоящей статьи нас побудила работа [1] о новых спектральных исследованиях взаимодействующих систем и среди них звезды V 448 Лебеда. Дело в том, что авторы этой статьи, при обсуждении результатов совместно с фотометрическими данными, используют старую фотографическую кривую блеска этой системы, из-за отсутствия в литературе других более точных фотометрических данных.

В связи с этим мы решили вернуться к нашим фотоэлектрическим исследованиям звезды V 448 Лебеда, которые в свое время не были опубликованы.

Переменность блеска звезды V 448 Лебеда с амплитудой $0^m.9$, была открыта в 1939г. Вахманом [2]. Вскоре Ашбрук [3] классифицировал ее как затменную переменную типа β Лиры. Впоследствии он же нашел период V 448 Лебеда равным $6^d.5197283$ и установил, что в главном минимуме блеск постоянен [4].

Впоследствии был выполнен еще ряд фотометрических наблюдений [5,6]. Более надежную фотографическую кривую изменения блеска опубликовал Вахман в 1967г. [7]. Отмечена асимметричность главного минимума. Вторичный минимум тоже показывает определенную аномалию, проявляющуюся в большем рассеянии нормальных точек на нисходящей ветви.

Спектральные наблюдения V 448 Лебеда многочисленны. В каталоге

Генри Дрепера, под номером HD190967, спектр был классифицирован как В3. Исследование спектра V 448 Лебеда было предпринято Петри [8]. Спектрограммы, полученные им, указывали на более ранний тип, чем был принят при первой классификации, а именно В1 II-III+O9.5 V.

Исследование Петри, основанное на изучении 70 спектрограмм, привело его к интересным результатам, относящим систему V 448 Лебеда к загадочной группе звезд.

В результате анализа спектрального материала было обнаружено, что лучевая скорость второго компонента пекулярная. Кроме того, амплитуда лучевой скорости второго компонента меньше, чем главного, что указывает на нарушение зависимости масса-светимость.

Петри, определяя отношение светимостей компонентов, обнаруживает, что обе звезды обладают спектроскопически равным блеском. Этот вывод находится в большом несоответствии с результатами $L_2/L_1 = 0.44$ и $L_2/L_1 = 0.58$ Ашбрука [4] и Вахмана [7], соответственно.

По мнению Петри, этот факт указывает на необходимость фотоэлектрического изучения системы. Если затмение окажется действительно полным, объяснение расхождения между спектроскопическими и фотометрическими данными прольет свет на природу системы.

Для объяснения пекулярности лучевой скорости второго компонента О.Струве [9] допустил существование в системе потоков газа, которые искажают линии поглощения звезд и дают аномальные лучевые скорости.

Говоря о работах, касающихся V 448 Лебеда, нельзя не упомянуть работу Семенюка [10], в которой рассматривается вопрос о нахождении затменно-двойных в ассоциациях О и В. V 448 Лебеда оказалась членом ассоциации I Суг. Значение этого факта очевидно, тем более, что эта система является также членом открытого скопления NGC 6871, составляющего ядро вышеупомянутой ассоциации [10,11].

2. Наблюдения. Учитывая вышесказанное, в Абастуманской астрофизической обсерватории мы выполнили трехцветные фотоэлектрические наблюдения затменной переменной звезды V 448 Лебеда.

Методика наблюдений и их обработки была аналогичной применяемой в Абастуманской обсерватории при наблюдениях звезд с помощью электрофотометра в 60-70-х годах [12].

Наблюдения V 448 Лебеда выполнялись при помощи фотометра, установленного на 33-см рефлекторе Абастуманской обсерватории в трех участках спектра - желтом, синем и ультрафиолетовом, в системе, близкой к U, B, V.

При наблюдениях звездами сравнения служили:

1) $BD + 34^\circ 3866 = HD190785$ (SP = A0, $m = 8.3$)

2) $BD + 34^\circ 3874 = HD227704$ (SP = B, $m = 8.5$)

В период с 1964г. по 1967г. за 77 ночей получено 546 наблюдений в каждом цвете. Все наблюдения приведены к звезде 1). Фазы вычислены по элементам Ашбрука [4].

Сгруппировав все наблюдения V 448 Лебедя в 60 нормальных точек, мы вычислили средние кривые блеска. Численное выражение нормальных кривых блеска дано в табл.1, где последовательно даются: средние значения фазы, средние значения разностей блеска в желтых, синих и ультрафиолетовых лучах и число наблюдений, вошедших в образование средней точки.

Таблица 1

НОРМАЛЬНЫЕ КРИВЫЕ БЛЕСКА V 448 ЛЕБЕДЯ

Фаза	Δm_x	Δm_c	$\Delta m_{y.-\phi}$	n	Фаза	Δm_x	Δm_c	$\Delta m_{y.-\phi}$	n
0.0045	0.494	0.808	0.088	12	0.5034	0.210	0.501	-0.369	9
0.0176	0.479	0.788	0.018	6	0.5251	0.173	0.464	-0.437	12
0.0252	0.437	0.739	-0.036	5	0.5502	0.113	0.381	-0.466	12
0.0344	0.370	0.662	-0.151	4	0.5584	0.068	0.320	-0.503	12
0.0369	0.308	0.608	-0.190	4	0.5860	0.036	0.288	-0.510	15
0.0403	0.308	0.595	-0.197	5	0.6092	-0.041	0.257	-0.597	9
0.0460	0.243	0.536	-0.265	4	0.6209	-0.082	0.211	-0.685	10
0.0617	0.081	0.362	-0.473	11	0.6370	-0.072	0.176	-0.626	10
0.0738	0.007	0.291	-0.561	12	0.6720	-0.115	0.162	-0.687	16
0.0884	-0.046	0.249	-0.585	8	0.6959	-0.163	0.126	-0.784	5
0.1014	-0.094	0.202	-0.617	6	0.7058	-0.172	0.100	-0.784	11
0.1205	-0.114	0.165	-0.673	12	0.7461	-0.163	0.104	-0.738	12
0.1407	-0.113	0.161	-0.758	12	0.7727	-0.190	0.080	-0.766	8
0.1577	-0.151	0.150	-0.721	12	0.8037	-0.176	0.107	-0.751	8
0.1857	-0.165	0.109	-0.719	9	0.8306	-0.127	0.157	-0.691	6
0.2181	-0.203	0.073	-0.768	7	0.8475	-0.115	0.177	-0.756	7
0.2438	-0.209	0.059	-0.802	14	0.8706	-0.070	0.216	-0.638	8
0.2662	-0.195	0.074	-0.764	13	0.8853	-0.026	0.244	-0.563	8
0.2770	-0.200	0.061	-0.809	13	0.8960	0.027	0.291	-0.527	7
0.3031	-0.207	0.071	-0.843	9	0.9102	-0.052	0.271	-0.558	6
0.3118	-0.211	0.064	-0.795	10	0.9203	0.043	0.353	-0.476	4
0.3192	-0.197	0.075	-0.788	11	0.9259	-0.121	0.373	-0.445	4
0.3395	-0.165	0.122	-0.741	11	0.9339	0.198	0.448	-0.328	4
0.3647	-0.137	0.134	-0.717	13	0.9543	0.286	0.603	-0.147	4
0.3858	-0.097	0.180	-0.687	12	0.9589	0.336	0.702	-0.072	4
0.3914	-0.104	0.192	-0.706	10	0.9744	0.425	0.743	-0.038	4
0.4034	-0.058	0.228	-0.605	9	0.9818	0.466	0.785	0.043	6
0.4321	0.009	0.268	-0.629	12	0.9855	0.487	0.786	0.024	10
0.4615	0.106	0.392	-0.495	14	0.9890	0.481	0.792	0.006	9
0.4837	0.170	0.456	-0.407	15	0.9960	0.476	0.797	0.037	10

3. *Результаты наблюдений.* По кривым блеска амплитуды в желтых, синих и ультрафиолетовых лучах оказались равными: $0^m.70$, $0^m.73$, $0^m.85$ соответственно.

На основе полученного материала можно заключить, что кривые блеска V 448 Cyg асимметричны: 1) внезатменная часть кривой до и после вторичного минимума различаются по высоте: максимум, следующий за главным минимумом, на $0^m.030$ выше максимума, предшествующего главному минимуму; 2) заметна асимметрия в главных минимумах: их восходящие ветви идут более круто, чем нисходящие. Аналогичное явление наблюдается и во вторичных минимумах, но при этом картина обратная.

Эти особенности кривой блеска хорошо объясняются и наглядно представляются с допущением наличия газовых потоков в системе. С этой точки зрения фотометрические наблюдения подтверждают спектроскопические данные О.Струве [9].

Для исправления кривой блеска за ослабление света газовыми потоками нами был применен способ А.Н.Дадаева [13], основанный на гипотезе о газовых потоках, движущихся по схеме Койпера [14]. Для этой цели использовались наши же измерения эквивалентных ширин абсорбционной линии H_β в максимумах и минимумах блеска по спектрам, специально полученным на 70-см менисковом телескопе Абастуманской обсерватории с 8° призмой. Детальные расчеты даются в работе [15]. Кривые в максимуме блеска стали вполне симметричными, но асимметрия в минимумах все еще остается, хотя и в несколько меньшей степени. Проведенные расчеты

Таблица 2а

ЭЛЕМЕНТЫ ОРБИТЫ V 448 ЛЕБЕДЯ

Кумсиашвили				Вахман	Ашбрук	Плаут	Спектроскопические	
элементы	желтый	синий	УФ				элементы Петри	
a_1	0.491	0.505	0.521	0.435	0.361	0.386	T_p	2416363.337 $\pm$ 0.252
a_2	0.192	0.208	0.215	0.235	0.170	0.170	e	0.038 $\pm$ 0.012
k	0.391	0.412	0.412	0.540	0.47	0.44	ω_1	34.5 $\pm$ 14.0
b_1	0.397	0.396	0.396	-	-	-	k_1	214.8 $\pm$ 2.8 км/с
b_2	0.155	0.163	0.163	-	-	-	V_0	-16.1 $\pm$ 1.8 км/с
i	78°55'	79°26'	79°17'	78°43'	79°5'	80°3'	$a_1 \sin i$	19240000 км
z	0.3309	0.3722	0.4055	0.3257	0.218	0.100	$\frac{m_2^3 \sin^3 i}{(m_1 + m_2)^2}$	6.694 168 $\pm$ 5.3 км/с
L_1	0.665	0.663	0.625	0.634	0.692	0.716		
L_2	0.335	0.337	0.375	0.366	0.308	0.294		
L_2/L_1	3.294	2.996	3.523	1.976	2.013	2.118		
L_2/L_1	0.504	0.508	0.600	0.577	0.44	0.41	k_2	

Таблица 2б

Желтый	Синий	УФ	Желтый	Синий	УФ
A 50.20 $\odot$	50.11 $\odot$	50.12 $\odot$	m_1 17.51 $\odot$	17.42 $\odot$	17.44 $\odot$
a_1 24.65	25.31	26.11	m_2 22.45	22.33	22.36
a_2 9.64	10.42	10.78	ρ_1 0.0016	0.0015	0.0014
b_1 19.93	19.84	19.85	ρ_2 0.0340	0.0278	0.0263
b_2 7.78	8.17	8.17			

показывают, что в системе V 448 Лебедя газовые потоки носят более сложный характер, чем было принято при вычислениях. Поэтому для нахождения постоянных ректификации были использованы оба максимума, а для определения элементов орбиты - менее искаженная восходящая ветвь кривой блеска.

Исправленные таким путем кривые блеска были ректифицированы [15] и решались по методу Пиотровского [16] для случая полного затмения (гипотеза U, круговая орбита, эллипсоидальные компоненты [15]).

Кривые блеска решались в желтых, синих и ультрафиолетовых лучах в отдельности. Сводка элементов вместе с элементами других авторов дается в табл.2а.

Теоретическое представление кривой блеска V 448 Лебедя в случае применения классического метода Пиотровского дано на рис.1, сплошной линией. Как показывают точки на этих кривых блеска, наблюдения

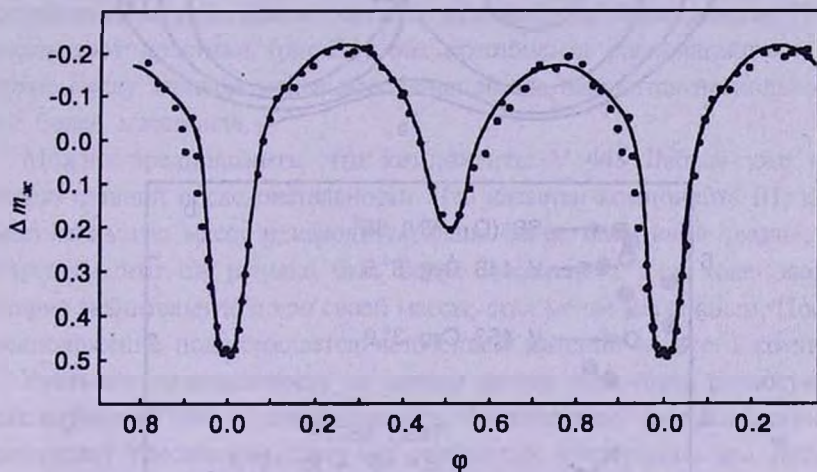


Рис.1. Теоретическое представление кривой блеска V 448 Лебедя.

восходящей ветви хорошо удовлетворяются элементами, полученными нами.

Теоретические представления вторичных минимумов с элементами, полученными решением главных минимумов, показывают, что они не удовлетворяются этими элементами (вторичный минимум шире главного). Одной из причин различия ширин главных и вторичных минимумов является эксцентricность орбиты, но решение кривой блеска в желтом цвете с допущением эксцентricности орбиты не дало положительных результатов.

Возможно, относительно большую ширину вторичного минимума можно было бы истолковать как проявление существования протяженной полупрозрачной оболочки у главной звезды. Во вторичном минимуме спутник просвечивает через оболочку, и эффективный радиус главной

звезды несколько больше, сравнительно с тем, что имеется в главном. Иначе говоря, в случае протяженных атмосфер не сохраняется более тождественность значения k для главного и вторичного минимумов.

Наклонность орбиты i исправлена по формуле Робертса. Используя спектральные данные Петри [8], мы определили абсолютные параметры во всех трех участках спектра, которые даются в табл.2б.

Модель Роша, построенная нами на основе отношения масс Петри и наших фотометрических данных, указывает на заполнение менее массивной звездой своей полости предела Роша (рис.2а), подтверждая предположение о наличии газовых потоков в системе V 448 Лебеда.

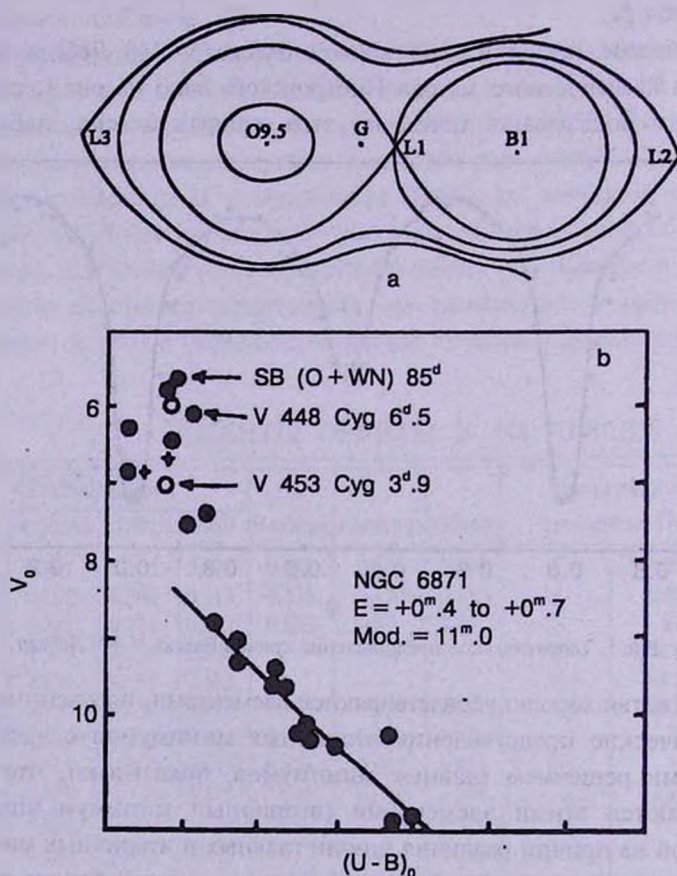


Рис.2. а) Модель Роша для V 448 Лебеда. б) Эволюционный статус компонентов V448 Лебеда.

Здесь же следует указать на то, что размеры компонента B1 не помещаются в пределы Роша, несколько превышая его. Переполнение замечается и для моделей, построенных на основе фотометрических данных других авторов.

Далее, приступая к интерпретации фотометрического значения фактора

эллипсоидальности, можно заключить следующее: истинные значения эллипсоидальностей компонентов должны лежать ближе к вычисленным на основании модели Роша, чем к вычисленным в предположении однородной звезды. Это говорит в пользу того, что компоненты V 448 Лебеда обладают сильным уплотнением вещества к центру.

Диаграмма $[V_0, (U-B)_0]$ скопления, к которому относится рассматриваемая система, дана Эгеном [17] (рис.2b), где сплошная линия показывает главную последовательность нулевого возраста. Положения членов скоплений, исправленные за межзвездное поглощение света, представлены черными кружками, а переменные - светлыми. Мы попытались по нашим данным определить место компонентов V 448 Лебеда на этой диаграмме, что представляет интерес с точки зрения эволюции. Для этой цели пришлось редуцировать нашу инструментальную систему к стандартной U, B, V , выполнив специальные наблюдения. Цвета и величины V исправлены за поглощение света в межзвездном пространстве [15]. Как показывают крестики (рис.2b), оба компонента располагаются в левом верхнем углу, причем менее массивная звезда находится несколько выше, чем более массивная.

Можно предположить, что компоненты V 448 Лебеда уже прошли стадию главной последовательности. Что касается компонента B1, который имеет меньшую массу и находится выше более массивной звезды, можно допустить, что он раньше был более массивным и в ходе эволюции, потеряв значительную долю своей массы, стал менее массивным. Последнее предположение подтверждается истечением материи из этого компонента.

Учитывая независимость от длины волны величины разности высот максимумов ($0^m.03$) и, следовательно, предполагая, что ослабление света происходит рассеянием света на свободных электронах, мы проводили также и количественные расчеты для потери массы за 10^6 лет. Оказалось, что эта величина $\Delta m \sim 2 \cdot 10^{-1} M_{\odot}$ [15]. Конечно, такой порядок величины потери массы звездой B1 за 10^6 лет несколько мал для того, чтобы она первоначально имела массу хотя бы такую же, как массивный компонент O9.5, так как разница в массах компонентов порядка $5 M_{\odot}$. Это можно объяснить заниженными значениями характеристик газовых потоков, используемыми в вычислениях, или нужно допустить, что раньше система теряла массу интенсивнее, а теперь потеря массы затухает.

Эволюционная стадия звезды V 448 Cyg была оценена также на основе результатов расчетов эволюционных последовательностей моделей тесных двойных систем с обменом массой. Результаты расчетов в основном определяются абсолютными характеристиками звезд и условиями переноса масс в системах. По-видимому, в системе V 448 Лебеда происходит второй обмен массой [18].

4. *Последующие наблюдения.* Позднее фотоэлектрические наблюдения V 448 Лебеда были проведены другими авторами в цвете V [19], но из-за скудности материала эти наблюдения не стали предметом серьезного обсуждения.

Более подробное спектральное исследование массивной тесной двойной звезды V 448 Лебеда, с использованием наших фотометрических данных, дается в работе [20].

По данным [20], схему-модель Струве [21] можно усовершенствовать, добавив к ней кольцо, окружающее массивную звезду системы.

В настоящее время обмен массами продолжается со скоростью около $2 \cdot 10^{-7} M_{\odot}$ в год [22].

Как известно, разнообразную информацию о физических свойствах и структуре газовой среды в двойной системе можно получить, изучая чувствительную к наличию околозвездной оболочки линию H_{α} . Она является хорошим индикатором темпа потери массы системы. До последнего времени исследование изменения профиля линии в течение всего орбитального периода не проводилось. Эта задача рассматривается в работе [23].

Как мы уже упоминали, спектральные наблюдения V 448 Лебеда проводились совсем недавно в Доминионской астрофизической обсерватории (Виктория, Канада) [1] с целью определения новых абсолютных параметров - массы, температур и радиусов системы. Наблюдения были осуществлены в 1994г. на 1.2-м рефлекторе, с использованием ПЗС-матрицы, в спектральном участке 4700-8950 Å. В статье эти новые наблюдения обсуждаются вместе с опубликованными фотометрическими данными.

Для получения комбинированных параметров системы авторы статьи [1] использовали фотографическую кривую блеска Ашбрука [4], так как в литературе она единственная кривая блеска с опубликованными данными.

5. *Заключение.* Подводя итоги, можно отметить следующее.

До сегодняшнего дня более точные и полные кривые блеска V 448 Лебеда, чем наши трехцветные фотоэлектрические наблюдения, не опубликованы.

Как показывают наши вышеупомянутые обсуждения в связи с этой системой, можно отметить следующее: кривые блеска, полученные нами, были проанализированы по ступенькам, в основном классическими способами.

Так как более точный и современный анализ наших кривых блеска может внести некоторые коррективы в определения абсолютных параметров системы и, следовательно, служить для построения более корректной модели системы, имеет смысл эти наблюдения проанализировать современными неклассическими методами, которые, в последние годы интенсивно

обрабатывались. Тем более, что авторы упомянутой статьи [1] дают новое отношение масс компонентов, которое представляет фундаментальный параметр при определении абсолютных элементов системы.

Абастуманская астрофизическая обсерватория им. Е.К.Харадзе,
Грузия

RESULTS OF PHOTOELECTRIC OBSERVATIONS OF V 448 Cyg

M.I.KUMSIASHVILI, N.T.KOCHIASHVILI

In this paper, we present more complete literature review on the study of Cyg V 448 star. The results of analysis of three-color photoelectric observations obtained at the Abastumani Astrophysical Observatory are given in detail by corresponding Tables and diagrams. Particularly, some views on gas structures and evolutionary status of the system are reported. Besides, due to the appearance of new spectroscopic data in literature, a preposition is made on the solution of our photoelectric light curves by more contemporary non-classical methods admitting new model. Thus, the comparison of the data obtained in this way with new spectroscopic data will help to improve the evolutionary status and model of the system V 448 Cyg. In addition to it, there appear the possibilities to make more precise the physical parameters of circumstellar structures and to obtain more exact information about physical conditions in the atmospheres of stars and on the structure of circumstellar shell.

Key words: *stars:variables:eclipsing - stars:individual:V 448 Cyg*

ЛИТЕРАТУРА

1. T.J.Harries, R.W.Hilditch, G.Hill, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., **285**, 277, 1997.
2. A.A.Wachmann, Beob. Zirk. Astron. Nachr., **21**, 136, 1939.
3. J.Ashbrook, Publ. Astron. Soc. Pacif., **53**, 193, 1941.
4. J.Ashbrook, Harv. Bull., №916, 7, 1942.
5. A.A.Wachmann, Erg. Astron. Nachr., **11**, 5, 1948.
6. М.И.Смирнов, Переменные звезды, **6**, 13, 1946.

7. *A.A.Wachmann*, Astron. Abhand. Hamburg Sternwarte, **8**, 89, 1967.
8. *R.M.Petrie*, Publ. Dominion Observ., Victoria, **10**, 259, 1954.
9. *O.Struve*, Publ. Astron. Soc. Pacif., **70**, 608, 1958.
10. *I.Semeniuk*, Acta Astron., **12**, 122, 1962.
11. *W.W.Morgan*, *A.E.Whitford*, *A.D.Code*, Astrophys. J., **118**, 318, 1953.
12. *Я.И.Кумсиашвили*, Бюлл. Абастуманской астрофиз. обсерв., **28**, 1962.
13. *А.Н.Дадаев*, Изв. ГАО, **19**, 152, 1954.
14. *G.P.Kuiper*, Astrophys. J., **93**, 1, 1941.
15. *М.И.Кумсиашвили*, Кандидатская диссертация, Тбилиси, 1969.
16. *S.Piotrovski*, A.A(a), **4**, 1937.
17. *O.J.Eggen*, Mem. R.A.S., **70**, 4, 1967.
18. *М.И.Кумсиашвили*, *Л.Б.Юнгельсон*, Научн. информ., **23**, 74, 1979.
19. *P.Hartigan*, *R.P.Binzel*, Inf. Bull. Var. Stars, №1684, **1**, 1979.
20. *Л.В.Глазунова*, *В.Г.Каретников*, *С.В.Куценко*, Астрон. ж., **63**, 702, 1986.
21. *O.Struve*, Astron. J., **63**, 346, 1958.
22. *М.И.Кумсиашвили*, Сообщ. АН СССР, **56**, 297, 1969.
23. *Г.В.Волкова*, *Л.В.Глазунова*, *А.Е.Тарасов*, Астрон. ж., **70**, 91, 1993.

УДК: 524.316

INFRARED PROPERTIES OF A SUB-SAMPLE OF LATE -
TYPE STARS PROVIDED BY THE FIRST BYURAKAN
SPECTRAL SKY SURVEYK.S.GIGOYAN¹, N.MAURON², M.AZZOPARDI³

Received 23 October 2002

Accepted 15 November 2002

We present the first results of analysis of infrared properties of the faint M and C type stars found on the FBS plates. By cross - correlating the subsample of FBS late - type stars with infrared catalogues, we have shown that several families of objects can be separated. It provides ways to better characterize the properties of these families, their nature and their typical distances.

Key words: *stars:infrared colours - stars:luminosities:AGB stars*

1. *Introduction.* In this paper we investigate how recent infrared data bases such as 2MASS [1] photometry can help to derive the nature of late-type stars provided by the First Byurakan Spectral Survey (FBS). The latter carried out by Markarian and associates in the years 1965-1980 is a Schmidt telescope objective-prism survey covering more than 17000 sq. degrees of the Northern sky [2]. The plates have a useful field of 4 by 4 degrees, and the prism provides spectra with a dispersion of 1800 Å/mm near 4300 Å (3400-6900 Å spectral range) for objects with a *V* magnitude brighter than 15 mag. In addition to studies devoted to galaxies [2], other extragalactic objects or blue galactic stars [3], the examination of the prism-objective plates have allowed to identify a large number of cool stars. These are either of M-type (oxygen rich) or C-type (carbon-rich) late-type stars. Nevertheless the very low spectral resolution of the plates prevent from determining the luminosity of the finding stars, mainly the M-type ones. However this information is of special interest since these stars generally lie at high Galactic latitudes and therefore belong either to the thick disk or the halo of our Galaxy.

A first list of C-star candidates was analysed in Gigoyan et al. [4]. In particular, the subsequent medium-resolution slit spectroscopic observations have confirmed, generally, the carbon-rich nature of the stars discovered by K.G. (eye-scrutinizing) on the FBS plates.

In the present work our goal is to give the first analysis of the infrared properties of M and C stars found by the FBS survey. More specifically, taking advantage of the recent release of the 2MASS data, we wish to check

if JHK photometry can be used, at least for some individual objects or statistically, to derive information on the nature of the stars of interest. This would be extremely useful for searching cool AGB (Asymptotic Giant Branch) stars, since carrying out slit spectroscopy for a large number of objects is telescope time consuming.

The first question is whether infrared photometry can provide, for the cool stars, a spectral classification such as that estimated from the FBS plates for M-type and C-type stars. A second goal is estimating, at least statistically, the luminosity of these stars in order to find out in which proportion these stars are dwarfs, helium-burning (clump) giants, or even more luminous stars lying on the asymptotic giant branch, possible mass-losing AGB stars. In addition to the 2MASS data, we will also consider data from IRAS [5,6] catalogs, especially well suited to identify late-type stars with dusty envelopes.

2. The sample and optically derived properties. In the first approach we have chosen to analyse the M and C stars published by Gigoyan et al. [7,8]. Their lists XI and XII include a total of 145 objects, and constitute a typical sub-sample of the entire cool-star survey of the FBS plates. Among those 145 objects we have ignored objects FBS 0919-031 and FBS 1151-057 (from list XI) because, despite of a careful examination, they could not be identified on the POSS digitized images [9] (<http://skyview.gsfc.nasa.gov/>). It is worth noting that they are classified M8-9 and are either possible variable objects or very high proper motion dwarfs. The third one, FBS 2217-009 from list XII [8] was also deleted because it is a very bright object previously catalogued by Stephenson [10]. This make the total number of late-type stars to be considered as 142. Fig.1 shows their distribution in galactic coordinates: among them 84

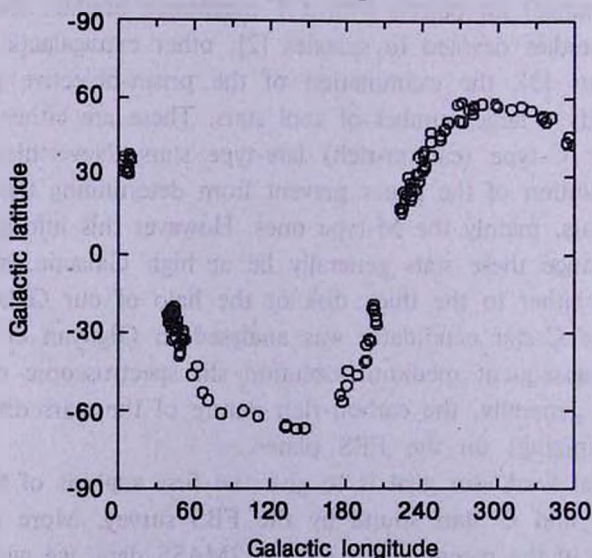


Fig.1. Galactic coordinates (l,b) of the FBS late-type stars [7,8].

(59%) are at $|b| > 30^\circ$ and 108 (76%) at $|b| > 25^\circ$.

For each object R and B magnitudes were retrieved from the USNOC-A2.0 catalog [11]. This allows us to plot the R magnitudes versus the $B-R$ colour index (Fig.2). Fig.2 shows that the most of stars have R in the range 10 to 15, and $B-R$ between 1 and 3.5. However since the USNOC photometry is not very reliable (~ 0.4 mag. accuracy), the $B-R$ index has to be considered with some caution.

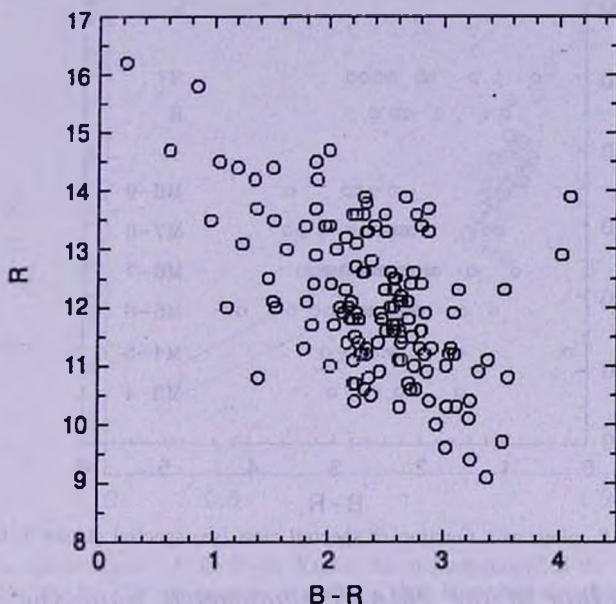


Fig.2. Colour-magnitude ($B-R$, R) diagram for the FBS [7,8] late-type stars.

For each late-type star found on FBS plates, a spectral classification was assigned by K.G.: it could be either from the M-type (ranked M3-4, M4-5, M5-6, M6-7, M7-8, or M8-9), or from the R-type (R or R?), or C-type (C or C?). In Fig.3 we have plotted the spectral subclass as a function of $B-R$. We arbitrarily coded M3-4 as 134, M4-5 as 145, etc., M8-9 as 189, R as 210, R? as 220, C as 240 and C? as 250. It can be seen that there is no clear separation between the natural groups when one considers the $B-R$ colour index. This may be due to the following grounds:

a) relatively poor accuracy of USNOC B and R magnitudes leading to a $B-R$ index not accurate enough,

b) stars with high carbon abundance may also be warm (early R-type) in contrast with cool evolved AGB C-stars which are intrinsically very red ($B-R > 3.0$),

c) some warm objects at low Galactic latitudes may be affected by reddening making the $B-R$ index redder.

In summary, according to the spectral classes derived from objective-prism plates, USNOC photometry does not provide any clear indication on the nature of the late-type candidates identified on the FBS plates. In particular, it is not clear whether the bulk of M stars contains a majority of dwarfs, giants, or cool AGB stars.

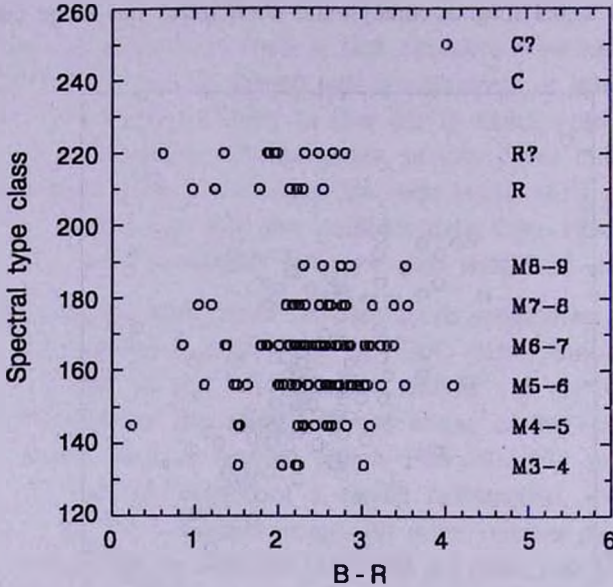


Fig.3. The $B - R$ colour as a function of spectral class (see spectral classes in text).

3. Exploitation of the 2MASS photometric data. Our sample was cross-correlated to the 2MASS 2nd incremental data release [1]. We found 68 objects with JHK photometry. This corresponds to about 48% of the considered sample, and is in good agreement with the present spatial coverage of the 2MASS Catalog (50% of the sky). Since most of our objects have $R < 15$ and $R - K > 0$, we expect $K < 15$ for them (see Fig.2): hence JHK photometry will be available for most of objects of interest when the data of the complete 2MASS survey will be released.

J , H or K magnitudes are in the range of about 6-15 and accuracies in the region of 0.1 mag. or much better. This near-infrared photometry led to the determination of color indices such as $J - K$ or $R - K$. Fig.4 shows that the $J - K$ index separates the sample objects remarkably well in three families, namely $J - K \sim 0.5$, $J - K \sim 0.8$ and $J - K > 1.1$ median indices (note that there are only 2 stars with $J - K \sim 0.5$ and this blue family has to be confirmed). This separation is also seen in $R - K$ despite the fact that the R magnitude is less accurate. In Fig.4, we have also indicated the locus of the dwarf stars of spectral types K0 to M7 obtained by cross-identifying all $K - M$ dwarfs belonging to the SIMBAD [9] database (<http://simbad.u-strasbg.fr/>) with the

2MASS database. This points out that relatively few dwarfs are present among the late - type stars found by the FBS survey [7,8].

The family at $J-K=0.85$ is probably mostly populated by giants. In order to check this trend, we have crossed the sample of stars (mostly R-type giants and a few C-rich dwarfs) detected in the Hamburg/ESO objective-prism

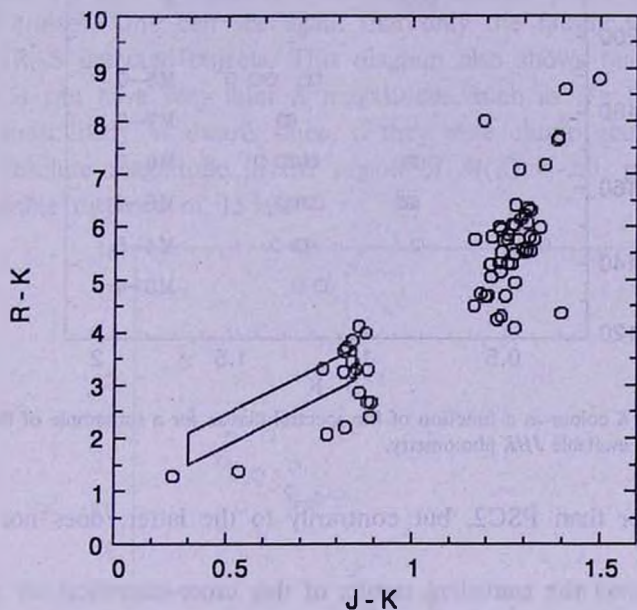


Fig.4. The colour-colour ($J-K$, $R-K$) diagram for the subsample of the FBS [7,8] late-type stars, for which 2MASS JHK photometry is available. The known M-dwarfs are located inside 2 parallel inclined lines on diagram.

survey of Christlieb et al. [12] with 2MASS. This survey covers about 6400 deg² in the South Galactic pole at a limiting magnitude of $V=16.5$ while the selection criteria are based on CN and C₂ blue-green features ($<5200 \text{ \AA}$). It is found that most of them have $J-K$ indices in the range 0.6-0.9, which are typical for giants (and some dwarfs) at high Galactic latitudes.

The separation of the FBS sample in three families is also interesting to be considered in Fig.5, where the spectral class derived from FBS plates is plotted against $J-K$. One can see especially that all R-type (or R?) belongs to the group at $J-K \sim 0.8$, and that most of the objects from the M-class have $J-K > 1.2$. The family having $J-K > 1.2$ is most likely populated by early-type or late-type AGB stars, and this trend is further confirmed by far-infrared data discussed below.

4. Exploitation of the IRAS PSC2 and FSC catalogs. Our late-type star FBS [7,8] sample was cross-correlated with the IRAS Point Source Catalog (PSC2) [5]. When a source was found to have no counterpart in the PSC2, this one was searched in the Faint Source Catalog (FSC) [6],

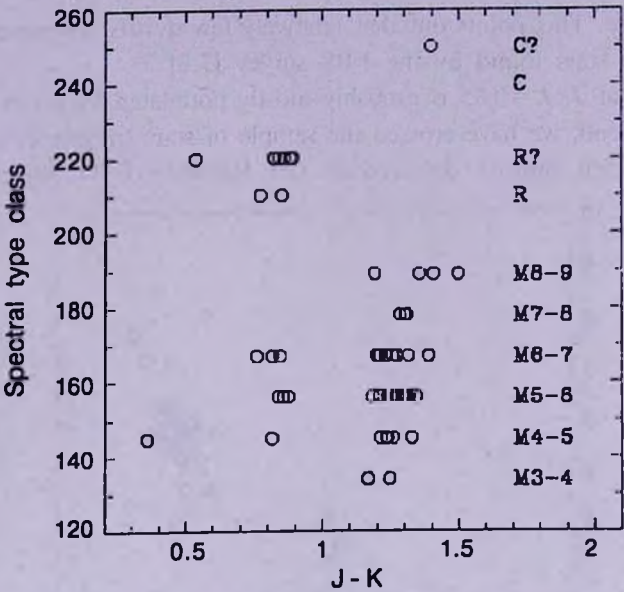


Fig.5. The *J-K* colour as a function of the spectral classes for a subsample of the FBS [7,8] late-type stars with available *JHK* photometry.

which is deeper than PSC2, but contrarily to the latter, does not cover all the sky.

Table 1 shows the statistical results of this cross-identification procedure. It can be seen that only 72 (50%) of the stars was detected by IRAS. The only criteria we lay down is a true detection at 12 μ m, that is at least a flux quality of 2 or 3. The IRAS fluxes are between 0.1 and 7 Jy.

Thanks to the full sky coverage of IRAS, one can come to the conclusion that the undetected objects have a flux below $\sim 0.1-0.2$ Jy, the 12 μ m IRAS detection limit. Examination of the *R* magnitudes shows that those undetec-

Table 1

THE SAMPLE OBJECTS FROM THE LATE-TYPE STAR FBS SURVEY DETECTED BY IRAS

	Total	M3-4	M4-5	M5-6	M6-7	M7-8	M8-9	R and C
Number Seen by IRAS	72	3	7	21	23	13	5	0

ted objects are not fainter in *R* than the other ones. They are simply too warm to be seen by IRAS.

It is worth noting that there is roughly the same proportion of IRAS detected objects with M-type whatever their subclass (50-60%). Another point which

is very clear is that none of the R or C type objects are detected by IRAS. This supports the fact that R-classified objects are giants, with no dust.

5. *Luminosities and distances.* Finally, we have plotted in a K , $R-K$ diagram (Fig.6) all of our sample objects with 2MASS JHK photometry. Those which were jointly detected by IRAS are pointed out with encircled crosses. One can see again that only the family with $R-K > 4.5$ contains IRAS detected objects. This diagram also shows that warm objects ($R-K \sim 1.5$) can have very faint K magnitudes, such as $K=13$ to 15. These stars are most likely M dwarfs since, if they were clump giants, they would have an absolute magnitude in the region of $M(K) = -2.0$, putting them at an improbable distance of 15 kpc.

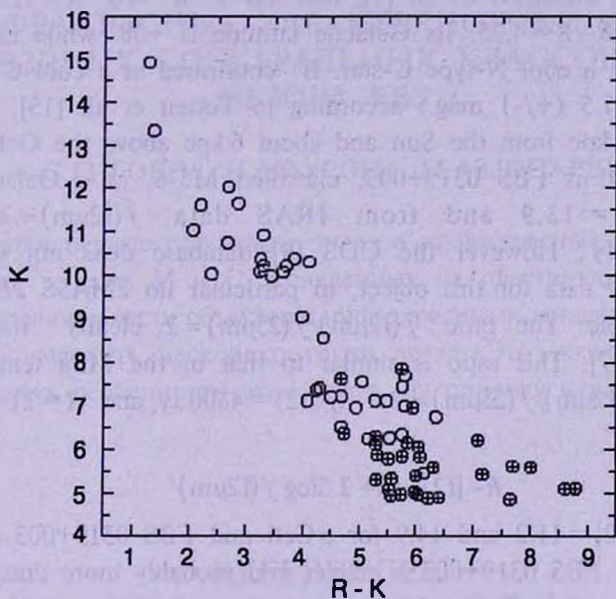


Fig.6. The colour-magnitude ($R-K$, K) diagram for the FBS [7,8] late-type stars with available 2MASS photometry. IRAS detected stars are noted with an encircled crosses.

On the contrary, the group around $J-K \sim 0.8$ and $R-K \sim 3.0$ contains giants most likely. All R-type stars found in the FBS belong to this family, and are too bright in R , statistically, to be dwarfs. With $K \sim 11$ and $M(K) = -2$ [13], they are at a distance of about 4 kpc from the Sun. Since they have Galactic latitudes $|b|$ in the range $40-70^\circ$, their distances to the Galactic plane are a few kpc, making them typical objects of the thick disk population.

The group at $R-K > 4.5$ (and $J-K > 1.2$, see Fig.4) are mainly early or late AGB stars, with very often dust infrared emission. A very rough estimate of their distances can be obtained by taking K absolute magnitudes typical of the Mira-stars, namely in the range $-8.0 < M(K) < -6.5$ (see Feast et al. [14]).

Adopting $M(K) = -7.0$ and a mean apparent magnitude $K = 6.0$, one obtains a typical heliocentric distance of 4 kpc again. A plot of $|b|$ versus $R - K$ shows that most of the stars with $R - K < 6.5$ have an absolute Galactic latitude between 20 and 60°, while the coolest ones with $R - K > 6.5$ all have $|b|$ between 20 and 30°. Therefore their height above the Galactic plane are again 1 to 4 kpc, probing the thick disk. It is interesting to note that there is no faint and cool ($K > 8.0$ with $R - K > 4.5$) object, in agreement with the scarce cool intermediate age AGB stars lying in the halo.

Finally, there are two very interesting $B - R$ very red objects, with $B - R > 4.0$: The first, FBS 1008-066, was independently discovered by the Hamburg/ESO carbon star survey by Christlieb et al. [12]. Although not detected by IRAS, it is classified C? in [7], and has $B - R = 4.0$, $R = 12.9$, $K = 8.59$, $J - K = 1.398$, $R - K = 4.35$. Its Galactic latitude is $+38^\circ$ while its colors are consistent with a cool N-type C-star. If confirmed as a cool C star, hence with $M(K) = -7.5$ (± 1 mag.) according to Totten et al. [15], its distance is at about 10 kpc from the Sun and about 6 kpc above the Galactic plane.

The second is FBS 0319+003, classified M5-6, at a Galactic latitude $b = -44^\circ$, $R = 13.9$ and from IRAS data $f(12\mu\text{m}) = 2.6\text{Jy}$, and $f(25\mu\text{m}) = 1.3\text{Jy}$. However the CDS [9] database does not provide any complementary data for this object, in particular no 2MASS *JHK* photometry is available. The ratio $f(12\mu\text{m})/f(25\mu\text{m}) = 2$ clearly indicates dust emission [16,17]. This ratio is similar to that of the Mira template *o*Ceti which has $f(12\mu\text{m})/f(25\mu\text{m}) = 2.2$ ($f(12) = 4800\text{Jy}$ and $R = 2$). Computing the quantity

$$R - [12] = R + 2.5 \log f(12\mu\text{m}) \quad (1)$$

we find $R - [12] = 11.2$ and 14.9 for *o*Ceti and FBS 0319+003 respectively, indicating that FBS 0319+003 is redder and probably more dusty and more luminous than *o*Ceti. Taking into account that *o*Ceti is at $\sim 130\text{pc}$ [18], the heliocentric distance of FBS 0319+003 would be, with a very large uncertainty, between 5.5 kpc (scaling on $12\mu\text{m}$ fluxes) and 30 kpc (scaling on the R magnitude). Those two objects give evidence that cool stars selected from the FBS survey deserve further investigations.

6. *Conclusions.* By cross-correlating a typical subsample of 142 FBS-selected late-type stars with infrared catalogs (2MASS and IRAS), we have shown that various groups can be separated, providing ways to better characterize the properties of these families, namely their nature and their heliocentric distances. In the near future we plan to extend this kind of study to the entire sample of late-type stars found on the FBS objective-prism plates, taking into consideration the forthcoming 2MASS data availability throughout the whole sky.

Acknowledgement. K.S.G. is grateful to the CNRS for making possible his visit to Observatoire de Marseille.

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

² Group d'Astrophysique, CNRS&University of Montpellier,
France, e-mail: mauron@graa.univ-montp2.fr

³ IAM, Observatoire de Marseille,
France, e-mail: Marc.Azzopardi@oamp.fr

ИНФРАКРАСНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ЗВЕЗД ПОЗДНИХ СПЕКТРАЛЬНЫХ КЛАССОВ ИЗ ОБЗОРА FBS

К.С.ГИГОЯН¹, Н.МАУРОН², М.АЗЗОПАРДИ³

Приводятся первые результаты анализа инфракрасных характеристик слабых звезд классов М и С, выявленных на пластинках обзора FBS. Кросс - корреляция части объектов с инфракрасными каталогами показала, что можно выделить несколько групп звезд. Это позволяет хорошо характеризовать особенности этих групп, их природу и расстояния.

REFERENCES

1. D.J.Schegel, D.P.Finkbeiner, M.Davis, *Astrophys. J.*, **500**, 525, 1998. (The IPAC extinction Web calculator is www.ipac.caltech.edu/forms/calculator.html).
2. B.E.Markarian, V.A.Lipovetsky, J.A.Stepanian et al., *Communications Of The Special Astrophys. Observ.*, **62**, 5, 1989.
3. H.V.Abrahamyan, A.M.Mickaelian, *Astrofizika*, **39**, 315, 1996.
4. K.S.Gigoyan, N/Mauron, M.Azzopardi et al., *Astron. Astrophys.*, **371**, 560, 2001.
5. IRAS Point Source Catalog. On The Optical Disk. (Sel. Astron. Catalogs), Supplied by NASA, vol. 2, 1991.
6. IRAS Faint Source Catalog. $|b| > 10^\circ$. On The Optical Disk. (Sel. Astron. Catalogs), Supplied by NASA, vol. 2, 1989.
7. K.S.Gigoyan, H.V.Abrahamyan, M.Azzopardi, D.Russeil, *Astrofizika*, **44**, 111, 2001.

8. *K.S.Gigoyan, H.V.Abrahamyan, M.Azzopardi, D.Russeil*, *Astrofizika*, **44**, 405, 2001.
9. *H.Andernach, R.J.Hanisch, F.Murtagh*, *RSO Preprint №1033*, 1994.
10. *C.B.Stephenson*, *Astron. J.*, **90**, 784, 1985.
11. *D.Monet, B.Canzain, C.Dahn et al.*, *The PMM USNOC-A2.0 Catalog*, U.S.Naval Observatory and Univ. Space Research Assotiation, 1998.
12. *N.Christlieb, P.J.Green, L.Wisotzki et al.*, *Astron. Astrophys.*, **375**, 366, 2001.
13. *G.Knapp, D.Pourbaix, A.Jorissen*, *Astron. Astrophys.*, **371**, 222, 2001.
14. *M.Feast, P.Whitelock, J.Menzies*, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, **329**, pL7, 2002.
15. *E.J.Totten, M.J.Irwin, P.A.Whitelock*, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, **314**, 600, 2000.
16. *V.E.C.J. van der Veen, H.J.Habing*, *Astron. Astrophys.*, **194**, 125, 1988.
17. *K.V.K.Lyengar, D.J.MacConnell*, *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.*, **133**, 201, 1998.
18. *G.R.Knapp, K.Young, E.Lee, A.Jorissen*, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, **117**, 209, 1998.

УДК: 524.354.4

ЭВОЛЮЦИЯ ПУЛЬСАРОВ С УЧЕТОМ ЭНЕРГОВЫДЕЛЕНИЯ В СВЕРХТЕКУЧЕМ ЯДРЕ НЕЙТРОННОЙ ЗВЕЗДЫ

Д.М.СЕДРАКЯН, М.В.АЙРАПЕТЯН, А.А.САДОЯН

Поступила 31 января 2003

Рассмотрено влияние нейтронно-протонной вихревой системы на динамику вращения нейтронной звезды. На основе динамики движения двухкомпонентной сверхтекучей системы в ядре нейтронной звезды получено уравнение, определяющее эволюционное поведение периода вращения пульсара. Учтено замедление звезды из-за энерговыделения на границе ядра, связанное с укорачиванием длины нейтронного вихря при ее радиальном движении и выделением магнитной энергии вихревого кластера. Построены эволюционные кривые для пульсаров с различными значениями магнитного поля и радиуса звезды. Показано, что при определенных значениях коэффициента трения между сверхтекучей и нормальной компонентами в ядре нейтронной звезды радиопульсар в конце эволюции может превратиться в аномальный рентгеновский пульсар или источник мягкого гамма-излучения с периодом порядка 10 секунд.

1. *Введение.* Начиная с конца 60-х годов в результате многочисленных наблюдений обнаружено более 1300 компактных космических объектов-радиопульсаров, рентгеновских пульсаров, источников мягкого γ -излучения [1-3]. Наблюдения за временем прихода импульса сигнала показывают, что угловая скорость вращения пульсаров имеет вековое замедление порядка $|\dot{\Omega}/\Omega \sim 10^{-13} + 10^{-15} \text{с}^{-1}$, на которое накладываются нерегулярные изменения угловой скорости вращения: скачки и микроскачки порядка $\Delta\Omega/\Omega \sim 10^{-6} + 10^{-9}$ [4,5]. Примечательно, что излучение пульсаров является единственным источником информации о процессах, происходящих как на поверхности, так и внутри этих объектов.

Известно, что моделью пульсара является нейтронная звезда с радиусом порядка 10 км и массой $M = 1.4 M_{\odot}$. Замедление пульсаров обусловлено преобразованием кинетической энергии вращения в энергию излучения. Согласно стандартным моделям [6], торможение звезды происходит из-за магнитодипольного излучения, при котором быстровращающаяся намагниченная нейтронная звезда излучает электромагнитные волны на частоте вращения. Процесс торможения характеризуется показателем торможения n согласно уравнению

$$\dot{\Omega} = -K \Omega^n,$$

где K - положительная константа. Для механизма магнитодипольного излучения $n=3$. Другие, более усовершенствованные модели торможения

пульсаров дают $n > 2$ [6]. Магнитные поля, полученные из наблюдательных данных для величины $P\dot{P}$, имеют порядок $10^{10} - 10^{13}$ Гс, причем типичным является значение 10^{12} Гс. Такие магнитные поля могут возникать при коллапсе звезды главной последовательности с типичным "вмороженным" магнитным полем на поверхности порядка 100 Гс. Уменьшение радиуса звезды примерно в 10^5 раз при коллапсе приводит к увеличению магнитного поля в 10^{10} раз. Заметим также, что время затухания магнитного поля оценивается порядка времени жизни пульсара 1-10 млн. лет.

Однако для объяснения скачков и послескачковой релаксации угловой скорости пульсаров необходимо учитывать наличие слабосвязанной сверхтекучей компоненты внутри нейтронной звезды. В сверхтекучем состоянии находятся нейтроны в "Aep"-фазе, а также нейтроны и протоны в "пре"-фазе нейтронной звезды. При вращении звезды в сверхтекучей жидкости возникает система нейтронных вихрей, параллельных оси вращения звезды. В "пре"-фазе, из-за эффекта увлечения сверхпроводящих протонов сверхтекучими нейтронами, возникает кластер нейтронно-протонных вихрей с магнитным полем порядка 10^{14} Гс [7]. Взаимодействие между нормальной и сверхтекучей компонентами осуществляется рассеянием релятивистских электронов на магнитном поле кластера. Это приводит к характерным временам релаксации нейтронных вихрей до порядка $\tau_0 \approx 10^7 - 10^8$ лет. На основе динамики движения нейтронных вихрей и ее влияния на вращение нейтронной звезды в работах [10,11] была построена теория эволюции одиночной нейтронной звезды. Было показано, что при выполнении условия $\tau_0 \geq \tau$, где τ - характерное время изменения внешнего тормозящего момента сил, нейтронная звезда может пройти через следующие этапы эволюции. Имеющая при рождении период порядка миллисекунды, звезда сначала замедляется до периодов порядка нескольких секунд, а далее ускоряется до периодов нескольких миллисекунд. Такое поведение связано с тем, что за характерное время τ_0 аккумулярованный момент количества движения сверхтекучей компоненты перераспределяется по всей звезде [10,11]. При $\tau_0 \leq \tau$ эволюция пульсара в основном определяется внешним тормозящим моментом сил, при котором период пульсара достигает нескольких секунд, и в дальнейшем он не может быть источником радиоимпульсов [11].

Однако примечательно то, что с сверхтекучей компонентой в "пре"-фазе связан дополнительный механизм замедления пульсаров [12]. Действительно, плотность нейтронных вихрей пропорциональна угловой скорости вращения пульсара. При замедлении звезды (например, из-за магнитодипольного излучения) нейтронные вихри должны двигаться в радиальном направлении к границе ядра. При таком движении нейтронного вихря уменьшается длина протонного кластера, окружающего нейтронную вихрь. Магнитная энергия этих кластеров выделяется на

границе ядра нейтронной звезды, что и приводит к дополнительным потерям кинетической энергии вращения пульсаров [12].

В последние годы были обнаружены новые виды источников периодического излучения - аномальные рентгеновские пульсары и γ -пульсары, которые не обнаруживаются в радиодиапазоне [2,3]. Они характеризуются большим значением периода P и аномально большим значением производной периода $\dot{P}$. Диапазон значений периода этих объектов достаточно узок: от 6 до 12 с, а $\dot{P}$ меняется в интервале от порядка 10^{-14} с/с до 10^{-9} с/с. Большие значения $\dot{P}$ приводят к большим потерям $\dot{W} = I\Omega\dot{\Omega}$ кинетической энергии вращения звезды. Такое быстрое замедление звезды невозможно объяснить магнитодипольным излучением намагниченной нейтронной звезды с значением магнитного поля на поверхности порядка 10^{12} - 10^{13} Гс. Следовательно, для получения больших значений $\dot{P}$ необходимы магнитные поля больше 10^{13} Гс. Согласно магнетарной модели [13], эти звезды являются несколько иным проявлением молодых нейтронных звезд и отличаются при рождении от пульсаров типа Crab и Vela большими значениями магнитного поля на поверхности звезды. Эти поля предполагаются порядка 10^{15} Гс, что затрудняет обоснование механизмов генерации таких полей.

Цель данной статьи - показать, что вышеуказанные свойства величин P и $\dot{P}$ - их большие значения являются закономерным следствием эволюции пульсара с типичными магнитными полями порядка 10^{12} - 10^{13} Гс с учетом энерговыделения в сверхтекучем ядре нейтронной звезды, что может качественно объяснить наблюдаемые величины периода и производной периода аномальных рентгеновских пульсаров (AXP) и источников периодического мягкого γ -излучения (SGR).

В дальнейшем будем пренебрегать нерегулярными сбоями периодов вращения пульсаров. Вращение звезды считается аксиально-симметричным, а вращение сверхтекучей компоненты описывается в гидродинамическом приближении.

2. Уравнения движения звезд. Вращение двухкомпонентной нейтронной звезды описывается следующими уравнениями [7-9]:

$$\frac{\partial}{\partial r}(r^2 \omega_s) = \chi n r, \quad (1)$$

$$\frac{\partial \pi}{\partial t} = -\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} [r n v_L], \quad (2)$$

$$I_s \dot{\omega}_s = -K_{int}, \quad (3)$$

$$I_e \dot{\omega}_e = K_{int} + K_{ext}, \quad (4)$$

где I_e , ω_e и I_s , ω_s - момент инерции и угловая скорость вращения нормальной и сверхтекучей компонент, n - плотность нейтронных вихрей, v_L - радиальная компонента скорости их движения, K_{int} - внутренний

момент сил взаимодействия между нормальной и сверхтекучей компонентами, K_{ext} - внешний тормозящий момент сил действующих на звезду, $\chi = \hbar/2m_n$. Скорость v_L движения вихрей определяется из условия равенства сил Магнуса и трения, действующих на нейтронный вихрь [7]:

$$v_L = k(\omega_s - \omega_e)r, \quad (5)$$

где

$$k = \frac{\chi \rho_s / \eta}{1 + (\chi \rho_s / \eta)^2}. \quad (6)$$

В дальнейшем удобно ввести величину $\Delta\omega = \omega_s - \omega_e$ и преобразовать систему уравнений (1)-(5) к следующему виду:

$$\Delta\dot{\omega} + \dot{\omega}_e = -\frac{\Delta\omega}{\tau_0(t)}, \quad (7)$$

$$K_{int} = I_s \frac{\Delta\omega}{\tau_0(t)}, \quad (8)$$

$$\Delta\dot{\omega} = -\frac{K_{int} I}{I_e I_s} - \frac{K_{ext}}{I_e}, \quad (9)$$

$$I_s \Delta\dot{\omega} + I \dot{\omega}_e = K_{ext}, \quad (10)$$

где

$$\tau_0(t) = \frac{1}{2k\omega_s(t)}, \quad I = I_s + I_e. \quad (11)$$

Из уравнений (7) и (10) можно получить уравнение, определяющее временное поведение величины $\Delta\omega$:

$$\Delta\dot{\omega} + \frac{\Delta\omega}{\tau'_0(t)} = \gamma(t), \quad (12)$$

где

$$\tau'_0 = \tau_0 \frac{I_e}{I}, \quad \gamma = -\frac{K_{ext}}{I_e}. \quad (13)$$

Уравнение, аналогичное (12), было получено в работе [10], где также изучалось эволюционное поведение одиночных пульсаров с учетом влияния вихревой системы на вращение звезды. При этом принималось, что внешний тормозящий момент меняется с экспоненциальным законом с характерным временем τ : Предполагалось также, что $\tau_0 = \text{const}$ и $\tau_0 \gg \tau$, следовательно $\omega_s = \text{const}$. Это условие приводит к тому, что за время жизни пульсара распределение нейтронных вихрей и угловая скорость сверхтекучей компоненты не изменяются. Если предположить, что время релаксации $\tau_0 \approx 10^2 \tau \approx 10^8$ лет, то для коэффициента трения между сверхтекучей и нормальной компонентами в большей части звезды можно получить $\eta \approx 10^{28} + 10^{29} \text{ г см}^{-1} \text{ с}^{-1}$. При таких значениях η , как показано в [10,11], пульсар, рожденный с периодом порядка нескольких миллисекунд, после замедления до периода порядка нескольких секунд, в конце эволюции

становится миллисекундным пульсаром. Но в зависимости от микроскопических параметров сверхтекучей компоненты коэффициент трения может не достигать таких больших значений. Максимальное значение τ_0 , достигавшее в конце эволюции при $\omega_s(\infty) = 1\text{с}^{-1}$, может быть намного меньше характерного времени жизни пульсара: $\tau_0^{\max} \ll \tau$. Тогда необходимо учесть непрерывное изменение угловой скорости сверхтекучей компоненты, сопровождающейся движением нейтронных вихрей к границе ядра и выделением магнитной энергии вихревого кластера, окружающего нейтронный вихрь. Если предположить также, что магнитное поле пульсара мало меняется в течение времени жизни, то возможен следующий сценарий изменения угловых скоростей нормальной и сверхтекучей компонент. При переходе в сверхтекучее состояние значение $\Delta\omega = 0$. Под воздействием внешнего тормозящего момента сил нормальная компонента непрерывно замедляется и $\Delta\omega$, а следовательно K_{ext} , увеличиваются. Оценим максимально возможное $\Delta\omega$ при эволюции пульсара. Из уравнения (12) видно, что максимальное, не зависящее от времени значение $\Delta\omega$ равняется $\Delta\omega^{\max} = \gamma\tau_0^{\max}$, где $\tau_0^{\max}$ есть максимальное значение $\tau_0(t)$, соответствующее значению угловой скорости сверхтекучей компоненты $\omega_s(\infty)$ (см. (11)). Оценим отношение

$$\frac{\Delta\omega^{\max}}{\omega_e} = \frac{\gamma\tau_0^{\max}}{\omega_e} \approx \frac{\tau_0^{\max}}{\tau} \ll 1. \quad (14)$$

Как видно из оценки (14), в течение всей эволюции пульсара $\Delta\omega$ будет гораздо меньше ω_e , которое приблизительно равняется ω_s . Следовательно, в рассматриваемом приближении можем считать $\Delta\dot{\omega} = \Delta\omega = 0$, $\omega_e = \omega_s$, и тогда уравнение (10) примет вид:

$$I\dot{\omega}_e = K_{ext}. \quad (15)$$

Таким образом, эволюция вращения пульсара описывается уравнением (15), где K_{ext} определяется механизмами торможения нейтронной звезды. В дальнейшем мы примем два механизма замедления пульсара. Один из них связан с магнитодипольным излучением, согласно которому [6]

$$K_{ext} = -\frac{B_p^2 R^6 \sin^2 \alpha}{6c^3} \omega_e^2 = -K \omega_e^2, \quad (16)$$

где B_p - значение магнитного поля на полюсе звезды, α - угол между магнитной осью и осью вращения пульсара, R - радиус звезды. Другой механизм, связанный с выделением магнитной энергии вихревого кластера, приводит к следующим потерям момента количества движения звезды [12]:

$$K_{ext} = \frac{2}{3\sqrt{3}} \left(\frac{k\Phi_0}{4\pi\lambda^2} \right)^2 r_1^3 \frac{\dot{\omega}_e}{\omega_e^2} \left(\frac{\xi}{\lambda} \right)^{2/(3k)}, \quad (17)$$

где k - коэффициент увлечения, $\Phi_0 \approx 2.07 \cdot 10^{-7}$ Гссм² - квант магнитного потока, ξ - длина когерентности сверхпроводящей протонной жидкости,

λ - глубина проникновения магнитного поля, r_1 - радиус "пре"-фазы. При характерных значениях вышеуказанных величин эти потери могут быть оценены как [12]:

$$K_{ext} = (10^{44} + 10^{45}) \cdot \frac{\dot{\omega}_e}{\omega_e^2} = A \frac{\dot{\omega}_e}{\omega_e^2}. \quad (18)$$

Подставляя (16) и (18) в (15), получим:

$$\left(I - \frac{A}{\omega_e^2} \right) \cdot \dot{\omega}_e = -K \omega_e^2. \quad (19)$$

В уравнение (19) удобно ввести период пульсара и его производную согласно определению $\omega_e = \frac{2\pi}{P}$ и $\dot{\omega}_e = -\frac{2\pi}{P^2} \dot{P}$. Если обозначить также

$$C_n = K(2\pi)^{n+1}, \quad D = 4\pi^2 I/A, \quad (20)$$

то из (19) получим уравнение

$$\dot{P} = \frac{C_n}{P^{n-2}(D - P^2)}, \quad (21)$$

которое и определяет эволюционное поведение периода вращения пульсара при определенных значениях величин C_n и D .

3. Обсуждение результатов. На сегодняшний день обнаружено около 1300 пульсаров и десятков аномальных рентгеновских пульсаров и источников периодического γ -излучения. По известным значениям периода P и производной периода $\dot{P}$ можно построить диаграмму $\dot{P}$ - P . Заметим, что в начале эволюции пульсара главную роль в замедлении играют потери, связанные с магнитодипольным излучением. Следовательно, как показали исследования [10,11], P растет, а $\dot{P}$ уменьшается. С увеличением P потери, связанные с выделением магнитной энергии вихревых кластеров, становятся существенными (так как они пропорциональны P^2), и в эволюции пульсаров наступает период, когда с увеличением P резко увеличивается $\dot{P}$.

Попробуем получить эволюционную кривую на $\dot{P}$ - P диаграмме для выбранного пульсара, задавая значения параметров C_n и D . Для этого необходимо также задать начальное значение P_0 для этого пульсара и проинтегрировать уравнение (21) с выбранной парой параметров C_n и D . На рис.1 точками представлены положения пульсаров, квадратами - положения AXP и SGR, кривые 1-5 соответствуют зависимости $\dot{P}$ от P . Для построения графиков $\dot{P}(P)$ 1-4 мы выбрали одинаковые значения радиуса звезды $R = 1.1 \cdot 10^6$ см, $A = 6 \cdot 10^{44}$ эрг/с, $r_1 = 10^6$ см, $\sin \alpha = 1$, $n = 2.5$. Кривые зависимости $\dot{P}(P)$ 1-4 отличаются значением магнитного поля пульсара, для которого мы выбрали $B_p = 5 \cdot 10^{11}$ Гс, 10^{12} Гс, $3 \cdot 10^{12}$ Гс, $5 \cdot 10^{12}$ Гс соответственно. Как видно из приведенных графиков, эволюционные кривые пульсаров состоят из нисходящих и восходящих ветвей. В начале эволюции основную

роль в замедлении пульсаров играет магнитодипольный механизм торможения, который выражается увеличением периода и уменьшением производной периода. При значениях периода пульсара порядка $P \approx 2\pi\sqrt{I/A}$ потери вращательной энергии из-за магнитодипольного излучения и из-за энерговыделения на границе ядра становятся одного порядка, и темп замедления пульсара, т.е. $\dot{P}$ увеличивается. В дальнейшем, при увеличении $\dot{P}$, основную роль в замедлении пульсара играет второй механизм торможения, и $\dot{P}$ увеличивается до порядка наблюдаемых значений для AXP и SGR порядка 10 с (самое большое значение периода у AXP 1E1841-045 $P=11.77$ с [2]). Для описания эволюции пульсаров, которым соответствуют

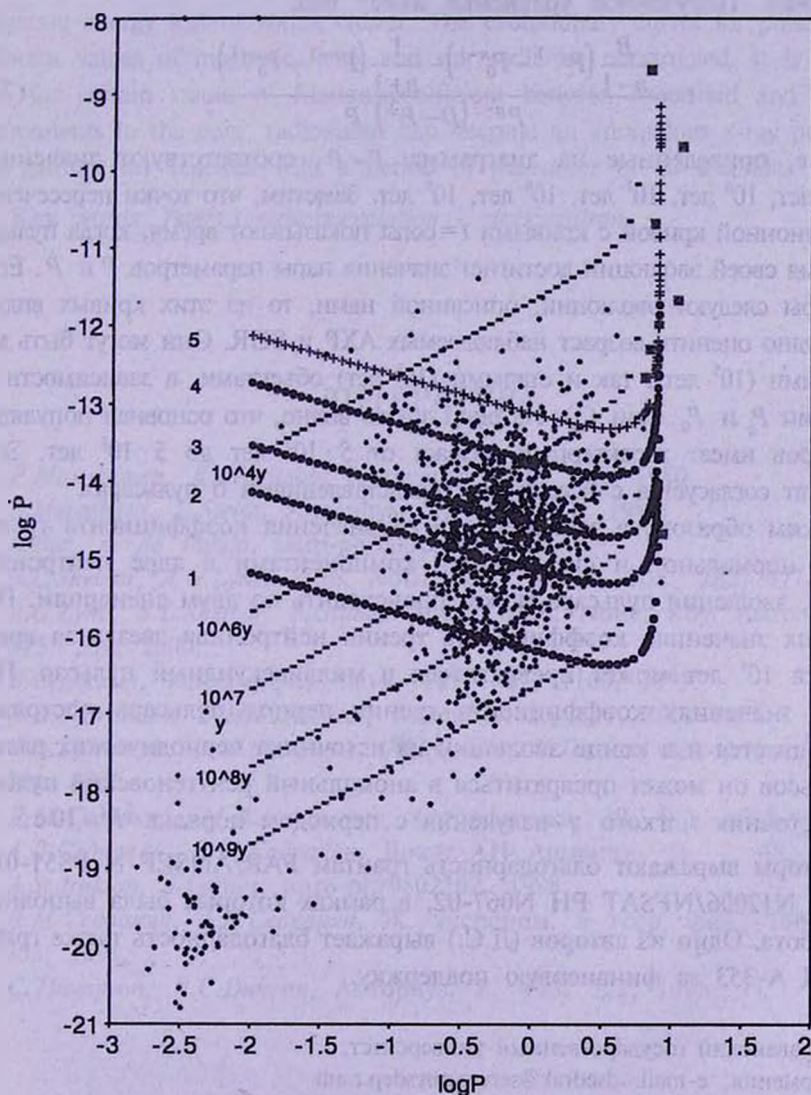


Рис.1. Эволюционные кривые для рассмотренной модели пульсаров. Точками представлены положения пульсаров, квадратами - положения AXP и SGR.

точки выше кривой 4 на $\dot{P}$ - P диаграмме, необходимо было бы взять большие значения магнитного поля пульсаров порядка 10^{13} Гс и выше. Но такие значения магнитного поля пульсаров маловероятны. В рамках вышеизложенной теории можно описать эволюцию этих пульсаров, если для них выбрать вместе со значением магнитного поля $B_p = 5 \cdot 10^{12}$ Гс также значение радиуса звезды $R > 1.1 \cdot 10^6$ см. В частности, кривая 5 зависимости $\dot{P}(P)$ построена для значения $R = 1.4 \cdot 10^6$ см.

На $\dot{P}$ - P диаграмме также приведены кривые, соответствующие заданным значениям эволюционного времени. Для этого интегрировано уравнение (21) и исключено значение C_* с использованием того же уравнения. Полученное уравнение имеет вид:

$$t = \frac{\frac{B}{n-1} (P^{n-1} - P_0^{n-1}) - \frac{1}{n+1} (P^{n+1} - P_0^{n+1})}{P^{n-2} (D - P^2) \dot{P}} \quad (22)$$

Кривые, приведенные на диаграмме $\dot{P}$ - P , соответствуют значениям $t = 10^4$ лет, 10^6 лет, 10^7 лет, 10^8 лет, 10^9 лет. Заметим, что точки пересечения эволюционной кривой с кривыми $t = \text{const}$ показывают время, когда пульсар во время своей эволюции достигнет значения пары параметров P и $\dot{P}$. Если пульсары следуют эволюции, описанной нами, то из этих кривых видно, что трудно оценить возраст наблюдаемых AXP и SGR. Они могут быть как молодыми (10^5 лет), так и старыми (10^8 лет) объектами, в зависимости от значений P_0 и $\dot{P}_0$ (или C_*). Из рис.1 также видно, что основная популяция пульсаров имеет характерный возраст от $5 \cdot 10^5$ лет до $5 \cdot 10^8$ лет. Этот результат согласуется с известными представлениями о пульсарах.

Таким образом, в зависимости от значения коэффициента трения между нормальной и сверхтекучей компонентами в ядре нейтронной звезды, эволюция пульсара может происходить по двум сценариям. При больших значениях коэффициента трения нейтронная звезда за время порядка 10^8 лет может превратиться в миллисекундный пульсар. При малых значениях коэффициента трения период пульсара постоянно увеличивается и в конце эволюции из источника периодических радиоимпульсов он может превратиться в аномальный рентгеновский пульсар или источник мягкого γ -излучения с периодом порядка $P = 10$ с.

Авторы выражают благодарность грантам FAR/ANSEF N PS51-01 и CRDF N12006/NFSAT PH N067-02, в рамках которых была выполнена эта работа. Один из авторов (Д.С.) выражает благодарность также гранту МНТЦ А-353 за финансовую поддержку.

EVOLUTION OF PULSARS WITH ENERGY RELEASES
IN THE SUPERFLUID CORE OF NEUTRON STAR

D.M.SEDRAKIAN, M.V.HAIRAPETIAN, A.A.SADOYAN

We consider the influence of neutron-proton vortex system on rotation of a neutron star. On the basis of rotational dynamics of two-component superfluid system in the core of a neutron star, we received equation for the evolutionary behavior of pulsar's period. We take into account the spin-down of a star connected with energy releases on surface of the core as a result of shortening of neutron vortex during its radial motion which is accompanied with the magnetic energy loss of vortex cluster. The evolutionary curves for pulsars with different values of magnetic fields and star radii are constructed. It is shown, that for certain values of friction coefficient between superfluid and normal components in the core, radiopulsar can become an anomalous x-ray pulsar or soft gamma ray repeater with a period of the order of 10 seconds.

Key words: (*stars:*) *pulsars:evolution* - *stars:neutron*

ЛИТЕРАТУРА

1. *P.Манчестер, Дж.Тейлор*, Пульсары, Мир, М., 1980.
2. *S.Mereghetti, L.Stella*, *Astrophys. J.*, **447**, L17, 1995.
3. *A.Dar, A. de Rujula*, *astro-ph/0002014*, 2000.
4. *S.L.Shemar, A.G.Lyne*, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, **282**, 677, 1996.
5. *A.G.Lyne, S.L.Shemar, F.Graham-Smith*, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, **315**, 534, 2000.
6. *В.С.Бескин*, *Успехи физ. наук*, **169**, #11, 1169, 1999.
7. *A.D.Sedrakian, D.M.Sedrakian*, *Astrophys. J.*, **447**, 305, 1995.
8. *A.D.Sedrakian, D.M.Sedrakian, J.M.Cordes, Y.Terzian*, *Astrophys. J.*, **447**, 324, 1995.
9. *Д.М.Седракиан, М.В.Айрапетян*, *Астрофизика*, **39**, 593, 1996.
10. *А.Д.Седракиан, Д.М.Седракиан*, *Докл. АН Армении*, **96**, 1, 45, 1996.
11. *A.Sedrakian, J.Cordes*, *astro-ph/9802102*, 1998.
12. *Д.М.Седракиан, А.Д.Седракиан*, *Ж. эксперим. и теор. физ.*, **100**, 2(8), 353, 1991.
13. *C.Thompson, R.C.Duncan*, *Astrophys. J.*, **473**, 322, 1996.

УДК: 524.3

КИНЕМАТИЧЕСКИЙ АНАЛИЗ БЛИЗКИХ И ДАЛЕКИХ
ЗВЕЗД КАТАЛОГА HIPPARCOS

Е.В.ДРОБИТЬКО, В.В.ВИТЯЗЕВ

Поступила 18 декабря 2002

Принята к печати 10 января 2003

Проведен кинематический анализ собственных движений звезд главной последовательности и звезд-гигантов класса светимости III. Для уверенного разделения всех параметров модели Огородникова-Милна был применен новый метод, основанный на представлении собственных движений звезд в системах координат, полюса которых находятся на каждой из трех главных осей галактического триэдра. Получены решения по звездам разных спектральных классов. Обнаружено, что главная последовательность разделяется на две зоны (близкие и далекие звезды) с довольно резкой границей $B - V = 0.5$. Показано, что эффект Паренаго может быть связан с различной удаленностью от Солнца звезд главной последовательности.

1. *Введение.* В 1939г. П.П.Паренаго [1] обнаружил, что основные кинематические характеристики звезд главной последовательности (скорость и координаты апекса движения Солнца, а также полуоси эллипсоида распределения остаточных скоростей) зависят от спектрального класса звезд. При этом для звезд от типа В до F все кинематические характеристики показывают небольшое возрастание, в спектральном типе F происходит резкое изменение всех кинематических характеристик, затем у звезд-карликов типов G, K, M эти характеристики остаются без существенных изменений. Таким образом главная последовательность оказывается разделенной на две части. Первая - состоящая из звезд спектральных классов В, А, F, вторая - F, G, K, M. Впоследствии это явление приобрело название *эффект Паренаго*, а в зарубежной научной литературе - *разрыв Паренаго* (Parengo's discontinuity).

Эффекту Паренаго посвящена огромная литература, однако до сих пор ему не найдено исчерпывающее объяснение. Из последних работ в этом направлении следует отметить статью Денена и Бинни [2], в которой по результатам обработки 11865 звезд, полученных объединением кинематически несмещенных выборок, существование эффекта подтверждается. Для изучения полного поля скоростей звезд помимо собственных движений требуется знание лучевых скоростей. К сожалению, отсутствие наблюдательной программы по определению лучевых скоростей в миссии HIPPARCOS не позволяет использовать в полном объеме высокоточные измерения собственных движений и параллаксов звезд еще

для 100 тыс. звезд. Тем не менее, значения параллаксов звезд, измеренных на миллисекундном уровне точности (радикально новое достижение астрометрии последних лет), позволяет по-новому взглянуть на эффект Паренaго, поскольку теперь можно уверенно разделять звезды одного и того же спектрального класса на гиганты и карлики, а также локализовать в трехмерном пространстве группы звезд, собранные по общему признаку. Такому подходу в изучении эффекта Паренaго и посвящена настоящая работа.

2. Анализ собственных движений звезд с помощью алгоритма поворотов. Для кинематического анализа собственных движений звезд нами была использована трехмерная модель Огородникова-Милна [3], дополненная членами, описывающими движение Солнца относительно выбранного центроида звезд. В рамках этой модели для собственных движений звезд по долготе имеем

$$\mu_l \cos b = \sum_{i=1}^7 L_i f_i(l, b), \quad (1)$$

где

$$L_i = \{U, V, \omega_1 - M_{23}^+, \omega_2 + M_{13}^+, \omega_3, M_{11}^+, M_{12}^+\}, \quad (2)$$

$$f_1(l, b) = \sin l, \quad f_2(l, b) = -\cos l, \quad f_3(l, b) = -\sin b \cos l, \quad f_4(l, b) = -\sin b \sin l, \\ f_5(l, b) = \cos b, \quad f_6(l, b) = -\frac{1}{2} \cos b \sin 2l, \quad f_7(l, b) = \cos b \cos 2l.$$

Аналогичные уравнения для собственных движений звезд по широте имеют следующий вид:

$$\mu_b = \sum_{i=1}^{10} L'_i f'_i(l, b), \quad (3)$$

где

$$L'_i = \{U, V, W, \omega_1, \omega_2, M_{11}^+, M_{33}^+, M_{12}^+, M_{13}^+, M_{23}^+\}, \quad (4)$$

$$f'_1(l, b) = \sin b \cos l, \quad f'_2(l, b) = \sin b \sin l, \quad f'_3(l, b) = -\cos b, \quad f'_4(l, b) = \sin l, \\ f'_5(l, b) = -\cos l, \quad f'_6(l, b) = -\frac{1}{2} \sin 2b \cos^2 l, \quad f'_7(l, b) = \frac{1}{2} \sin 2b, \\ f'_8(l, b) = -\frac{1}{2} \sin 2b \sin 2l, \quad f'_9(l, b) = \cos 2b \cos l, \quad f'_{10}(l, b) = \cos 2b \sin l.$$

В эти уравнения входят следующие параметры: U, V, W - компоненты скорости движения Солнца в галактической системе координат; $M_{ij}^+, i, j=1, 2, 3$ - элементы симметричной матрицы локальной деформации поля скоростей; $\omega_i, i=1, 2, 3$ - компоненты угловой скорости твердотельного вращения системы звезд вокруг осей галактического триэдра.

По своему физическому смыслу элементы матрицы деформации поля скоростей M^+ можно разбить на две группы. Первая - это недиагональные

компоненты M_{pq}^+ , $p \neq q$, которые задают деформацию поля скоростей соответственно в плоскости Галактики при $p=1$, $q=2$, а также в перпендикулярных плоскостях при $p=1$, $q=3$ и при $p=2$, $q=3$.

Вторая группа - это диагональные элементы. Они определяют скорость расширения системы звезд вдоль осей прямоугольной галактической системы координат. К сожалению, по собственным движениям звезд невозможно определить абсолютным способом расширение или сжатие звездной системы. В том случае, если звездная система имеет вращение только в плоскости Галактики, два параметра матриц вращения и деформации играют особую роль, поскольку они отождествляются с коэффициентами Оорта A и B :

$$M_{12}^+ = P = A/k; \quad M_{21}^- = \omega_3 = Q = B/k,$$

где $k=47.4$ - множитель для перевода ["/век] в [км/с клк]. Поэтому в дальнейшем, следуя Клубе [4], мы будем считать, что $M_{22}^+ = 0$. В таком случае определяемые из кинематических уравнений (1), (3) величины M_{11}^+ и M_{33}^+ становятся равносильными $M_{11}^+ = M_{11}^* - M_{22}^+$ и $M_{33}^+ = M_{33}^* - M_{22}^+$. Тем самым, получая численные значения параметров M_{11}^+ и M_{33}^+ , мы имеем возможность судить о расширении системы звезд с точностью до постоянной, которая определяет скорость расширения в направлении, перпендикулярном направлению на центр Галактики. Таким образом, из 12 параметров, входящих в уравнения (1) и (3), только 11 параметров могут быть определены по собственным движениям звезд.

Несмотря на то, что коэффициенты L_i' однозначно определяют искомые кинематические параметры, уравнение (3) использовать в нашей задаче нецелесообразно. Это объясняется двумя причинами: во-первых, компонента угловой скорости ω_3 вообще не входит в это уравнение, во-вторых, параметры M_{11}^+ , M_{33}^+ и M_{12}^+ связаны с функциями, пропорциональными $\sin(2b)$ и, следовательно, будут определяться очень ненадежно из-за сильной концентрации звезд к галактической плоскости.

Иную картину мы имеем в случае уравнения (1). Действительно, все искомые параметры-компоненты скорости твердотельного вращения, компоненты расширения и деформации системы звезд - в каждой из трех систем координат определяются через функции, пропорциональные $\cos b$. Такая функция дает надежное определение искомых параметров, несмотря на галактическую концентрацию звезд. Тем не менее, уравнение (1) позволяет определить только 5 из 11 параметров модели Огородникова-Милна. Для получения остальных параметров мы используем алгоритм поворотов, предложенный В.В.Витязевым [5]. Этот алгоритм основан на том, что в рамках модели Огородникова-Милна все три главные плоскости галактической системы координат равноправны. Поэтому можно поставить задачу об определении аналогичных параметров в двух оставшихся плоскостях

- XZ и YZ . Для этого нужно повернуть галактическую систему координат на 90° сначала вокруг оси Y , а потом вокруг оси X и определить в этих новых системах сферические координаты и собственные движения относительно основных плоскостей, перпендикулярных плоскости Галактики. Описание таких преобразований координат и собственных движений звезд дается ниже.

Повернем основную галактическую систему координат (X, Y, Z) вокруг оси Y на угол $\theta = \pi/2$. Преобразование координат можно записать в виде:

$$\begin{bmatrix} \cos b' \cos l' \\ \cos b' \sin l' \\ \sin b' \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \cos \theta & 0 & -\sin \theta \\ 0 & 1 & 0 \\ \sin \theta & 0 & \cos \theta \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \cos b \cos l \\ \cos b \sin l \\ \sin b \end{bmatrix}. \quad (5)$$

При таком повороте исходная система координат (X, Y, Z) перешла в систему координат $(X' = -Z, Y, Z' = X)$. В этой новой системе координат долготы будут отсчитываться в плоскости (X', Y) , а широты - в плоскости (X', Z') в соответствии с формулами

$$\sin b' = \cos b \cos l, \quad \operatorname{tg} l' = \sin l / \operatorname{tg} b. \quad (6)$$

Дифференцируя эти уравнения по времени, для "новых" собственных движений имеем

$$\mu_b \cos b' = -\mu_b \sin b \cos l - \mu_l \sin l \cos b, \quad (7)$$

$$\mu_l \cos b' = \mu_b [\cos b \sin l' - \sin b \sin l \cos l'] + \mu_l \cos b \cos l \cos l'. \quad (8)$$

Теперь повернем основную галактическую систему координат (X, Y, Z) вокруг оси X на угол $\theta = \pi/2$. В этом случае преобразование координат имеет вид:

$$\begin{bmatrix} \cos b'' \cos l'' \\ \cos b'' \sin l'' \\ \sin b'' \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & \cos \theta & \sin \theta \\ 0 & -\sin \theta & \cos \theta \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \cos b \cos l \\ \cos b \sin l \\ \sin b \end{bmatrix}. \quad (9)$$

При втором повороте исходная система координат (X, Y, Z) перешла в систему координат $(X, Y'' = Z, Z'' = -Y)$. В этой второй системе координат долготы будут отсчитываться в плоскости (X, Y'') , а широты - в плоскости (X, Z'') . Новые координаты могут быть вычислены по формулам

$$\sin b'' = -\cos b \sin l, \quad \operatorname{tg} l'' = \operatorname{tg} b / \cos l. \quad (10)$$

Для "новых" собственных движений во второй системе координат аналогично получаем

$$\mu_b \cos b'' = \mu_b \sin b \sin l - \mu_l \cos b \cos l, \quad (11)$$

$$\mu_l \cos b'' = \mu_b [\sin b \cos l / \sin l'' + \cos b \cos l''] + \mu_l \cos b \sin l \sin l''. \quad (12)$$

Смысл коэффициентов L , при решении основного кинематического

уравнения в системах координат (X, Y, Z) , (X', Y, Z') , (X, Y'', Z'') показан в табл.1.

Таким образом, решая уравнение (1) в системе координат (X, Y, Z) , (X', Y, Z') и (X, Y'', Z'') , мы получаем все 11 параметров нашей задачи.

Таблица 1

ЗНАЧЕНИЯ КОЭФФИЦИЕНТОВ L , ПРИ РЕШЕНИИ
УРАВНЕНИЯ (1) В СИСТЕМАХ КООРДИНАТ
 (X, Y, Z) , (X', Y, Z') И (X, Y'', Z'')

	Система (X, Y, Z)	Система (X', Y, Z')	Система (X, Y'', Z'')
L_1	U	U	$-W$
L_2	V	W	V
L_3	$\omega_1 - M_{23}^+$	$\omega_1 + M_{23}^+$	$-\omega_3 - M_{12}^+$
L_4	$\omega_2 + M_{13}^+$	$\omega_3 - M_{12}^+$	$\omega_2 - M_{13}^+$
L_5	ω_3	$-\omega_2$	ω_1
L_6	M_{11}^+	$M_{11}^+ - M_{33}^+$	M_{33}^+
L_7	M_{12}^+	M_{13}^+	$-M_{23}^+$

3. Наблюдательные данные. Из 118218 звезд каталога HIPPARCOS

были сделаны выборки звезд, удовлетворяющих следующим условиям:

- Звезда не должна входить ни в одну из 5 категорий кратных звезд.
- Звезда должна принадлежать главной последовательности или звездам-гигантам. Принадлежность определялась вхождением в область, границы которой отстоят на $0^m.075$ от линии, определяемой эмпирическим соотношением

$$M_V = 11.87(B-V) - 10.41(B-V)^2 + 4.83(B-V)^3, \quad (13)$$

задающим по данным Михаласа и Бинни "среднюю линию" главной последовательности диаграммы Герцшпрунга-Рассела при $-0.32 \leq (B-V) \leq 1.61$ [6]. В свою очередь линия

$$M_V = -0.943 + 9.513(B-V) - 11.727(B-V)^2 + 3.671(B-V)^3 \quad (14)$$

соответствует звездам класса светимости III при $-0.32 \leq (B-V) \leq 1.80$ [5]. Область вхождения была определена как множество таких точек (звезд) на диаграмме Герцшпрунга-Рассела так, что длина нормали, проведенной через них, не превышает половину ширины определяемой области. Из уравнения нормали

$$Y - y_* = -\frac{(X - x_*)}{f'(x)},$$

где X, Y - координаты точки эмпирической кривой (13), (14); x_*, y_* - координаты точки (звезды), через которую проводится нормаль. Определяя

X , Y , находим расстояние от точки (звезды) до кривой как $s = \sqrt{(x - X)^2 + (y - Y)^2}$. Данное расстояние не должно превышать в нашем случае $0^m.075$, иначе звезда исключается из выборки.

- Звезды, для которых $\sigma_{\pi}/\pi > 33\%$, были отброшены, σ - средне-квадратическая ошибка определения параллакса.

- Звезды с тангенциальными скоростями больше 80 км/с были исключены.

Выборки звезд главной последовательности и звезд-гигантов были разбиты на подвыборки по показателю цвета (табл.2). Вычисления параметров модели Огородникова-Милна проводились для каждой подвыборки. Ошибки для звезд-гигантов класса III из области [0.56, 0.7] получаются очень большие

Таблица 2

РАЗБИЕНИЕ ДАННЫХ НА ВЫБОРКИ ПО ПОКАЗАТЕЛЮ ЦВЕТА. В СТОЛБЦЕ "r" - СРЕДНЕЕ РАССТОЯНИЕ ДЛЯ КАЖДОЙ ВЫБОРКИ

Главная последовательность				Звезды-гиганты класса III			
r, пк	B-V		N	r, пк	B-V		N
279.77	-0 ^m .32	-0 ^m .12	475	319.65	-0 ^m .32	0	516
277.33	-0.12	0	1326	275.33	0	0.18	661
223.33	0	0.12	2267	226.64	0.18	0.38	621
170.54	0.12	0.25	2642	215.88	0.38	0.56	176
135.11	0.25	0.36	1748	231.61	0.56	0.7	25
116.86	0.36	0.43	1761	199.24	0.7	0.92	192
101.69	0.43	0.5	2104	205.59	0.92	0.98	437
87.47	0.5	0.6	2560	228.49	0.98	1.06	622
73.98	0.6	0.7	1582	244.90	1.05	1.12	220
63.23	0.7	0.8	700	249.93	1.12	1.26	315
51.58	0.8	0.95	535	270.89	1.26	1.41	195
42.19	0.96	1.15	569	265.56	1.41	1.54	123
28.73	1.15	2.0	747	288.86	1.54	2.0	125
126.16	-0.32	2.0	29197	229.50	-0.32	2.0	17465

из-за малого числа звезд, попадающих в данную подвыборку. Эта область в таблице выделена другим шрифтом. На графиках результаты для данной подвыборки не отображены.

4. *Координаты апекса и скорость движения Солнца.* Использование собственных движений звезд каталога HIPPARCOS дает немного иную картину эффекта Паренаго [1] для главной последовательности.

Есть два основных отличия в результатах для координат апекса Солнца. Во-первых, это ббльшие значения L и более широкий диапазон для L : от 7.5° до 48° для результатов Паренаго и от 35° до 83° для выборок по данным HIPPARCOS. Средние значения наших решений лучше удовлетворяют принятым значениям галактических координат стандартного

апекса: $L=56^\circ$ и $B=+23^\circ$. Результаты расчета для B в среднем соответствуют данным Паренаго. Следует только отметить, что для B эффект скачка не так ярко выражен, как в случае L . Во-вторых, это большой разброс значений: у Паренаго максимальная разница двух соседних точек не более 18° , по нашим результатам 26° . Причем следует заметить, что для наших данных это соответствует границе двух областей, на которой и происходит скачок, как будет показано ниже.

Что же касается проявления эффекта, то также можно выделить две группы, особенно хорошо это заметно на графике L . Одну - со средним значением параметров около 40° , другую - 66° . Паренаго выделил группы проведением средней линии. Он определил, что диапазон, на котором и происходит резкое изменение значений координат апекса и кинематических характеристик, соответствует спектральному классу F. По нашим результатам такой скачок для L происходит около точки $B-V=0.43$, что соответствует для главной последовательности спектральному классу F5.

Для звезд-гигантов не получается выделить две группы. Во всем диапазоне $B-V$ результаты ведут себя или достаточно однородно (компонента

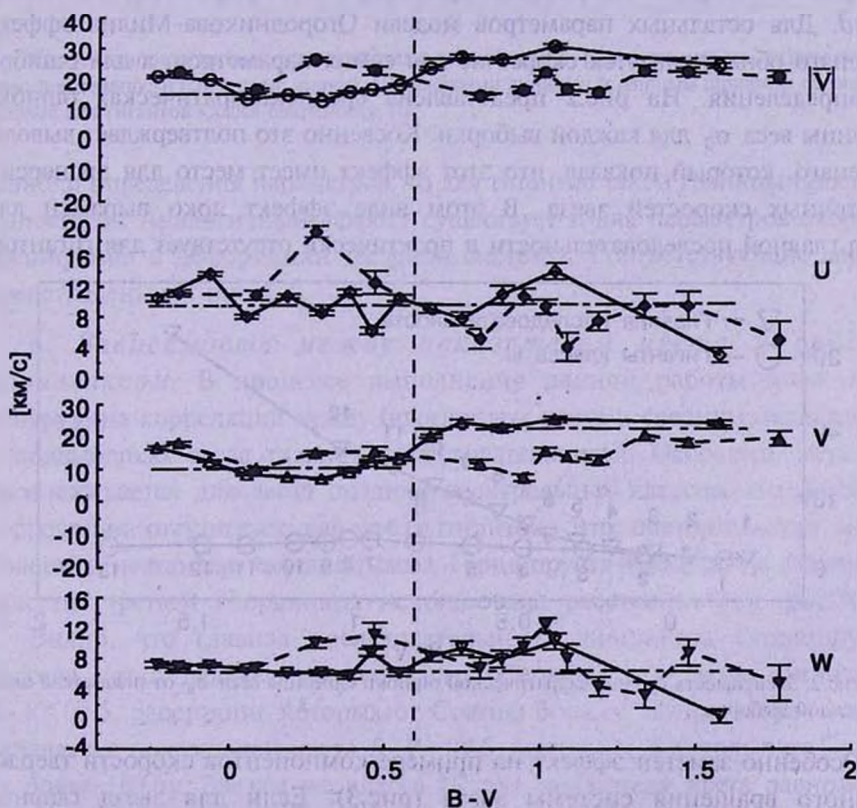


Рис. 1. Пространственная скорость движения Солнца и ее компоненты относительно групп звезд главной последовательности (сплошные линии). Штриховыми линиями и жирным шрифтом обозначены данные для гигантов класса светимости III.

скорости U) или стохастично (L). Поэтому можно сказать, что для гигантов эффект Паренаго отсутствует. Это относится как к координатам апекса, так и к компонентам пространственной скорости.

Что же касается пространственной скорости для главной последовательности, то можно наблюдать картину, аналогичную описанной для координат апекса. Здесь "классический" эффект проявляется только для компоненты V пространственной скорости (рис.1). Так как вращение вокруг галактической оси есть основная часть движения звезд наших выборок, то аналогично эффект проявляется и для общей пространственной скорости движения Солнца. Следует отметить, что в ранее упомянутой работе Динена и Бинни [2] указывается на наличие эффекта только для компоненты V и дисперсии скорости пространственного движения Солнца.

Таким образом, можно сказать, что по данным каталога HIPPARCOS эффект Паренаго для координат апекса и пространственной скорости движения Солнца имеет место только для звезд главной последовательности.

5. Компоненты скоростей вращения и деформации системы звезд. Для остальных параметров модели Огородникова-Милна эффект Паренаго обнаруживается скорее не для самих параметров, а для ошибок их определения. На рис.2 представлена среднеквадратическая ошибка единицы веса σ_0 для каждой выборки. Косвенно это подтверждает выводы Паренаго, который показал, что этот эффект имеет место для дисперсии остаточных скоростей звезд. В этом виде эффект ярко выражен для звезд главной последовательности и практически отсутствует для гигантов.

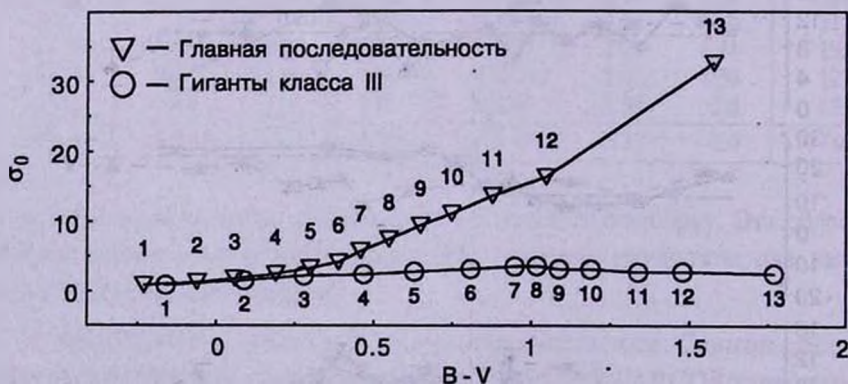


Рис.2. Зависимость среднеквадратической ошибки единицы веса σ_0 от показателя цвета для каждой выборки.

Особенно заметен эффект на примере компонентов скорости твердотельного вращения системы звезд (рис.3). Если для звезд главной последовательности мы можем указать четкую границу, приходящуюся на показатель цвета 0.60-0.75, начиная с которой резко возрастают

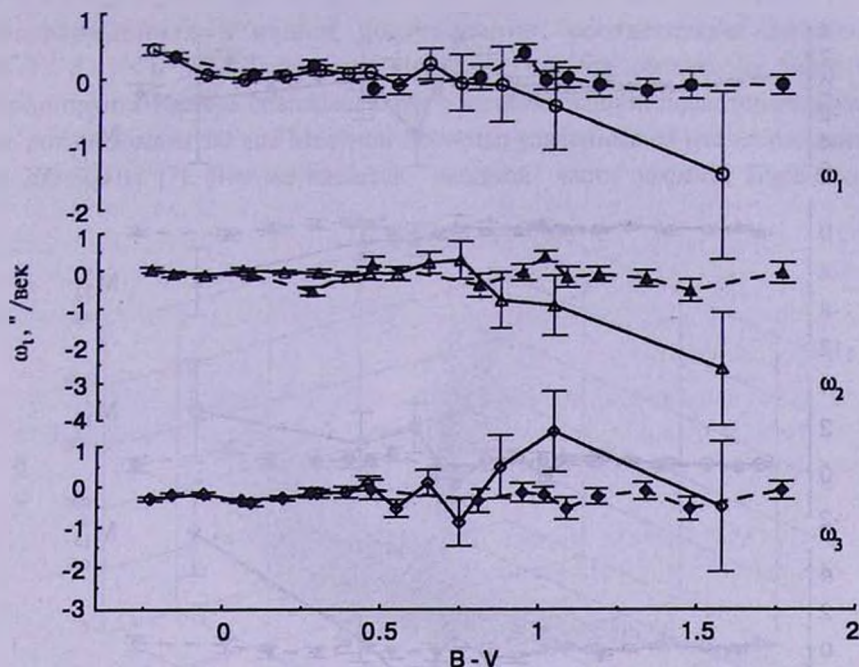


Рис.3. Компоненты скорости твердотельного вращения, рассчитанные по звездам главной последовательности (сплошные линии). Штриховыми линиями и жирным шрифтом обозначены данные для гигантов класса светимости III.

ошибки определения параметров, то для гигантов такой границы просто не существует. Аналогичный эффект существует и для параметров скорости расширения и деформации звездной системы. Соответствующие данные представлены на рис.4.

6. Зависимость между показателем цвета и средним параллаксом. В процессе выполнения данной работы нами была обнаружена корреляция между показателем цвета и средним параллаксом в подвыборках звезд главной последовательности. Особенно четко это прослеживается для звезд поздних спектральных классов. Но подобная корреляция отсутствует для звезд-гигантов. Это обстоятельство может пояснить нестандартная диаграмма Герцшпрунга-Рассела, на которой в качестве третьей координаты использовано расстояние (см. рис.5).

Видно, что главная последовательность диаграммы Герцшпрунга-Рассела четко делится на две части. Первая - это ветвь гигантов с $B - V < 0^m.5$, расстояние которых от Солнца больше 100 пк, вторая - ветвь карликов с показателем цвета $B - V > 0^m.5$, удаленность которых от Солнца не более 100 пк. Звезды же класса III для показателя цвета равномерно распределены по расстоянию в диапазоне от 100 пк до 300 пк. Причем следует заметить, что звезд-гигантов класса III, расположенных ближе,

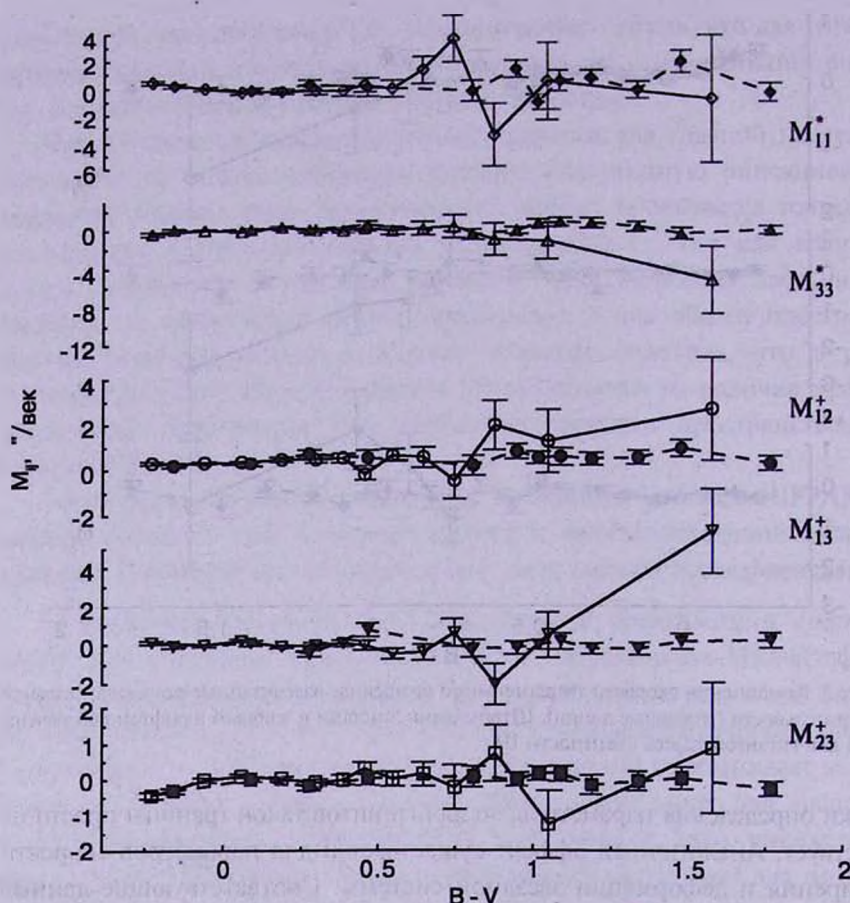


Рис.4. Компоненты скорости деформации звездной системы, рассчитанные по звездам главной последовательности (сплошные линии). Штриховыми линиями и жирным шрифтом обозначены данные для гигантов класса светимости III.

чем 100 парсек, практически нет.

Разделение главной последовательности по расстояниям до звезд с граничной точкой $B - V = 0^m.5$ и отсутствие подобного разделения для звезд класса III является возможным объяснением эффекта Паренаго как эффекта селекции звезд в используемом каталоге.

7. Заключение. Основные результаты нашего исследования носят предварительный характер, однако можно сказать, что так называемый эффект Паренаго является более сложным явлением, чем считалось раньше. Прежде всего, его следует разделить на "солнечную" и "звездную" части.

Использование современного, гораздо более обильного и точного наблюдательного материала подтверждает данные, полученные Паренаго более полувека назад. Область, на которой происходит изменение кинематических параметров, определенная в работе Паренаго и

подтвержденная в нашем исследовании, соответствует диапазону ($0^m.3 < B - V < 0^m.75$). Любопытно отметить, что эта область на диаграмме Герцшпрунга-Рассела совпадает с тем участком главной последовательности, где локализованы звезды Местной системы, удаленные от нас на расстояния до 200-300 пк [7]. Что же касается "звездной" части эффекта Паренаго, то

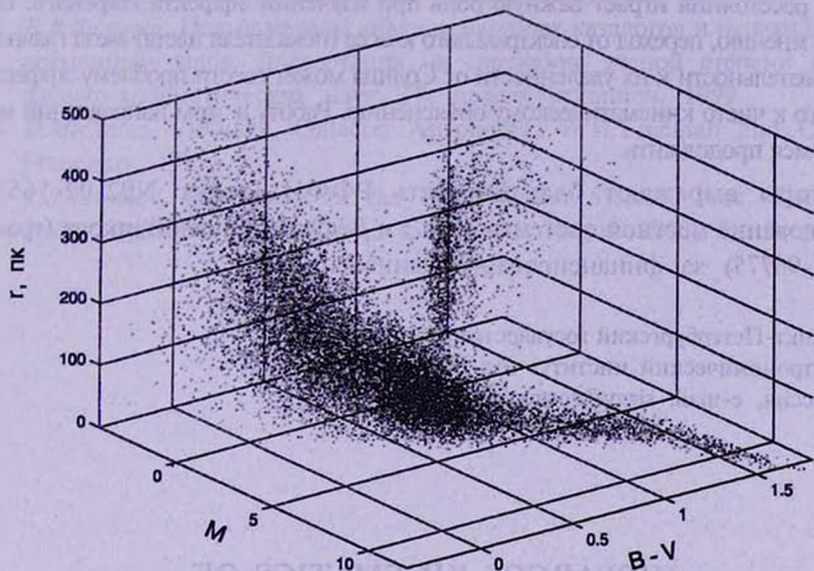


Рис.5. Трехмерная диаграмма Герцшпрунга-Рассела. По оси аппликат отложено расстояние до звезды в парсеках.

здесь надо сказать, что использование собственных движений звезд без их лучевых скоростей косвенно подтверждает наличие скачка непрерывности в зависимости пространственных скоростей звезд главной последовательности от их спектрального класса. Более точно наш результат можно сформулировать следующим образом: параметры модели Огородникова-Милна по собственным движениям звезд главной последовательности определяются весьма надежно только для звезд с $B - V < 0^m.5$. Для остального участка главной последовательности ($B - V > 0^m.5$) надежность определения этих параметров резко падает. Это обстоятельство тесно связано с распределением звезд главной последовательности в пространстве, то есть с тем, что звезды с ($B - V > 0^m.5$) - это карлики, которые видны только на близких (до 100 пк) расстояниях. Из теоретических соображений следует, что в пределах объема пространства с радиусом 300 пк параметры Оорта должны определяться независимо от расстояний до звезд. Обнаруженное нами противоречие говорит о том, что кинематика близких звезд не следует модели плоского вращения Галактики. В равной степени она противоречит и более общей модели Огородникова-Милна.

Отметим также одно важное обстоятельство. Наш анализ показывает, что эффект Паренаго существует только для звезд главной последовательности и не обнаруживается для гигантов класса III. При этом, в противоположность звездам главной последовательности, гиганты ранних и поздних спектральных классов в нашей выборке распределены в шаровом поясе радиуса 250 пк. Мы видим, что фактор расстояния играет важную роль при изучении эффекта Паренаго. По нашему мнению, переход от спектрального класса (показателя цвета) звезд главной последовательности к их удаленности от Солнца может свести проблему эффекта Паренаго к чисто кинематическому объяснению. Работу в этом направлении мы собираемся продолжить.

Авторы выражают благодарность РФФИ (грант N02-02-16570 "Исследование местной системы звезд") и Ведущей научной школе (грант N00-15-96775) за финансирование данной работы.

Санкт-Петербургский государственный университет,
Астрономический институт им. В.В.Соболева,
Россия, e-mail: siggy@dorms.spbu.ru

HIPPARCOS KINEMATICS OF NEARBY AND DISTANT STARS

E.V.DROBITKO, V.V.VITYAZEY

The proper motions analysis of the main sequence stars and of the luminosity class III stars listed in the catalogue HIPPARCOS is presented. A new method based on representation of proper motions in coordinate systems whose poles are associated with each of the principal galactic axes is proposed. This method yields complete separation of all parameters of the Ogorodnikoff-Miln's model. The solutions for stars of different spectral classes are obtained. It is found that with respect to parallaxes the main sequence is splitted into two zones (distant and close stars) with rather sharp border at $B - V = 0.5$. It is shown that the Parenago's discontinuity may be connected with this effect.

Key words: *stars:kinematics*

ЛИТЕРАТУРА

1. *П.П.Паренаго*, Астрон. ж., **27**, 150, 1950.
2. *W.Dehnen, J.Binney*, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., **298**, 387, 1997.
3. *B. du Mont*, Astron. Astrophys., **61**, 127, 1977.
4. *S.V.M.Clube*, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., **159**, 289, 1972.
5. *В.В.Витязев*, Новые методы анализа звездных каталогов и неравномерных временных рядов, Диссертация на соискание ученой степени доктора физико-математических наук. На правах рукописи, 1999.
6. *D.Michalas, J.Binney*, Galactic Astronomy, W.H.Freeman and Co, San Francisco, 1981.
7. *A.S.Tsvetkov*, Kinematics of the Local Stellar System, Proc. Conference Stellar Dynamics: from Classic to Modern, August 2000, St. Petersburg.

УДК: 524.3-337

ПРОСТРАНСТВЕННОЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЕ МАГНИТНЫХ CP-ЗВЕЗД

Д.О.КУДРЯВЦЕВ, И.И.РОМАНЮК

Поступила 20 декабря 2002

Принята к печати 10 февраля 2003

На основе каталога магнитных CP-звезд, составленного в САО РАН, выполнено исследование их пространственного распределения. Показано, что подавляющее большинство исследованных нами объектов находятся на расстоянии ближе 500 парсек от Солнца. Оси вращения и магнитные оси CP-звезд поля распределены случайным образом, в то же время для звезд-членов рассеянных скоплений отмечается некоторая преимущественная ориентация магнитных осей в определенных направлениях. Похожесть магнитных моделей CP-звезд - членов скоплений может служить указанием на то, что существует некоторый общий фактор, влияющий на процессы происхождения магнитных полей звезд. В качестве такого фактора может выступать магнитное поле Галактики.

1. *Введение.* Химически пекулярные звезды оказались первыми после Солнца астрономическими объектами, в атмосферах которых были обнаружены сильные магнитные поля. Методику и аппаратуру для таких поисков разработал Г.Бэбкок, он же в 1947г. нашел первую магнитную звезду. Методика исследований за полвека принципиально не изменилась: она заключается в измерениях различных параметров спектральных линий, вызванных эффектом Зеемана в присутствии магнитного поля.

Исследования такого тонкого эффекта, как явление Зеемана, требуют проведения спектрополяриметрических наблюдений с высоким спектральным разрешением и отношением С/Ш, которые можно выполнить только на очень больших телескопах, а наблюдения требуют больших затрат времени. Все это в результате приводит к явному дефициту данных, необходимых для теории.

Тем не менее, многое уже сделано. За десятки лет исследований удалось показать, что общие магнитные поля, охватывающие всю звезду, наблюдаются только у некоторых типов пекулярных А и В звезд главной последовательности и некоторых типов белых карликов. У звезд солнечного типа и более холодных обнаружены магнитные поля пятенного характера.

В настоящей работе мы рассматриваем только магнитные А и В звезды главной последовательности. Все они относятся к типу химически пекулярных (CP) с аномально большим содержанием некоторых химических элементов, например Sr, Cr, Eu, Si и др. Частота встречаемости CP-звезд составляет

примерно 15% от всех А и В звезд главной последовательности [1]. Установлено, что магнитные поля в их атмосферах имеют величину от нескольких сотен (предел чувствительности методики) до нескольких десятков тысяч Гаусс. Практически не вызывает споров модель наклонного ротатора, привлекаемая для объяснения наблюдений. В этой модели звезда имеет дипольное магнитное поле, при этом ось диполя наклонена под некоторым углом β к оси вращения звезды. Физической переменности магнитного поля нет, а наблюдаемые вариации являются чисто геометрическим эффектом - меняются условия видимости звезды земным наблюдателем.

С другой стороны, не получены ответы на целый ряд вопросов, касающихся происхождения и эволюции магнитных полей на СР-звездах. В настоящее время обсуждаются принципиально две модели: динамо и реликтового поля. В первой из них магнитное поле генерируется в конвективном ядре звезды, а вторая предполагает, что в настоящее время генерации нет, а наблюдаются остаточные магнитные поля, возникшие при сжатии звезды из замагниченного протозвездного облака [2].

Для выбора между указанными конкурирующими гипотезами происхождения магнитного поля необходимо провести статистические исследования свойств максимально возможно большой выборки магнитных СР-звезд.

В восьмидесятые годы несколькими группами были предприняты попытки определить механизм образования магнитных полей путем наблюдений СР-звезд в скоплениях разного возраста. Наиболее объемная работа была выполнена на 6-м телескопе [3], она принесла следующий результат: не было обнаружено систематических различий в величине магнитных полей у звезд в старых и молодых скоплениях. Это значит, что магнитное поле возникает на ранних стадиях жизни звезды и не изменяется за время жизни звезды на главной последовательности.

Данный вывод служит доводом в пользу реликтовой теории образования магнитных полей СР-звезд, но из-за малого количества приведенных данных необходимо искать новые аргументы в пользу той или иной теории.

Мы предлагаем еще один наблюдательный тест, заключающийся в проверке существования какой-либо связи между физическими характеристиками и магнитными моделями СР-звезд, с одной стороны, и их пространственным распределением (и направлением локального магнитного поля Галактики, в частности), с другой. Если магнитное поле генерируется механизмом динамо, то каждая звезда индивидуальна; в случае преобладания реликтового механизма можно ожидать сохранения некоторой остаточной коллективной упорядоченности, возникающей при групповом рождении звезд.

2. *Каталог магнитных СР-звезд.* Как уже было сказано выше, магнитные поля глобального типа на главной последовательности были обнаружены только у СР-звезд некоторых типов. Общий каталог этих объектов насчитывает около 7000 объектов. Однако из всего многообразия СР-звезд только среди, так называемых, Ар и Вр звезд были обнаружены магнитные поля. Другие СР-звезды (типов Ам, Hg-Mn, λ Boo) немагнитны. Каталог Ар и Вр звезд насчитывает примерно 3200 объектов [4]. Как правило, Ар и Вр звезды называют магнитными СР-звездами, предполагая, что все они обладают магнитными полями. Строго говоря, это утверждение неверно, потому что прямые измерения эффекта Зеемана были проведены менее чем у 10% самых ярких из них.

Многие (в том числе и авторы этой статьи) небезосновательно полагают, что магнитные поля являются неотъемлемой характеристикой Ар и Вр звезд. Основанием для такого заключения является то, что: 1) все найденные ранее магнитные звезды имели пекулярности химического состава; 2) у всех тщательно исследованных Ар и Вр звезд магнитные поля обнаружены.

К сожалению, не найдено уверенных корреляций между степенью пекулярности и величиной магнитного поля, поэтому для определения магнитных параметров звезды необходимо провести прямые зеемановские измерения.

Полностью расщепленные зеемановские компоненты наблюдаются у небольшого числа магнитных СР-звезд, и только для этих звезд прямым способом можно определить, так называемое, поверхностное поле B_s - модуль усредненного по всей видимой поверхности вектора магнитного поля.

В большинстве случаев расщепления не видно, и зееман-эффект измеряется по общему смещению лево- и право-циркулярно поляризованных σ компонентов линий (методика, предложенная и реализованная Бэбкоком, 1947г.). Результатом таких измерений является эффективное магнитное поле B_e , представляющее собой продольный компонент усредненного по видимой поверхности звезды вектора магнитного поля.

Наиболее полный каталог магнитных СР-звезд, основанный на анализе оригинальных публикаций и включающий сведения о 212 объектах, составлен в CAO РАН [1]. Каталог доступен на <http://www.sao.ru/~dkudr/catalogue>.

Приводятся следующие характеристики звезд: спектральный класс и тип пекулярности (взятые, в основном, из работы [5]), видимая звездная величина V и показатель цвета $B - V$ (по каталогу Hipparcos), период P (по каталогу Каталано и Ренсона [6] или из оригинальных публикаций), экваториальные (α, δ) и галактические (l, b) координаты, параллакс π

(получен спутником "Гиппарх" [7,8]), собственное движение μ_α, μ_δ , лучевая скорость v_r , эффективная температура T_e , абсолютная звездная величина M_v , экстремумы эффективного магнитного поля B_{min}, B_{max} .

Для большинства из 212 объектов выполнено мало наблюдений и для них доказано только наличие поля. И только для 79 магнитных CP-звезд проведено достаточно большое (более 10 для каждой звезды) количество измерений, что позволяет построить для них кривую переменности продольной компоненты магнитного поля B_z . Три звезды показывают сложные кривые, а остальные 76 - синусоидальные, следовательно, существует прямое указание на диполь, как основной компонент общего магнитного поля. Все измерения согласуются с моделью наклонного ротатора (несовпадающие магнитная ось и ось вращения).

Членами рассеянных скоплений являются примерно 70 магнитных звезд, а их количество в отдельно взятом скоплении в лучшем случае едва превышает 10.

3. *Пространственное распределение магнитных звезд.*

3.1. *Реверсивные и нереверсивные звезды.* Исследования пространственного распределения CP-звезд проводились неоднократно, последние из них по результатам анализа данных спутника Гиппарх. Было показано, что все виды CP-звезд принадлежат главной последовательности и по массам, ускорению силы тяжести и пространственному распределению не отличаются от нормальных звезд тех же спектральных классов.

Для 76 звезд с синусоидальными кривыми переменности поля B_z можно построить модель магнитного поля и найти пространственную ориентацию оси вращения и наклон магнитной оси. Но оказалось, что это слишком малая выборка для решения вопроса о пространственном распределении. Применяя более грубые оценочные методы определения направления магнитной оси в пространстве (не требующие построения магнитных моделей), можно увеличить количество используемых звезд. Очевидно, что это вносит некоторую неопределенность в полученные результаты.

Рассмотрим принципы деления звезд и возникающую неопределенность подробнее.

Реверсивные магнитные звезды. Эти звезды имеют достоверно измеренное эффективное магнитное поле B_e , количество измерений более 5, B_e меняет знак.

Нереверсивные магнитные звезды. Звезды имеют достоверно измеренное эффективное магнитное поле B_e , количество измерений более 5, B_e преимущественно одного знака. Критерий различия между реверсивными и нереверсивными звездами следующий: звезда нереверсивна, если кривая изменения B_z имеет один знак 2/3 периода или более. Если период и

вид кривой B_p неизвестны, то нереверсивной считается звезда, у которой оба экстремума B_p одного знака или один из экстремумов не менее чем в два раза больше второго по абсолютной величине.

Слабо изученные звезды. Звезды имеют достоверно измеренное B_p , однако количество измерений менее пяти, что не позволяет отнести звезды к определенной группе. Эта группа содержит также звезды с измеренным поверхностным магнитным полем B_s , но измерения B_p которых не проводились. Также в данную группу включены звезды с очень слабыми магнитными полями, когда ошибки измерений сравнимы с величиной самого поля.

Из приведенных выше критериев различия видно, что магнитное поле звезды будет нереверсивным в двух случаях: либо угол β мал и магнитный полюс звезды находится недалеко (в угловом измерении) от полюса вращения, либо звезда имеет очень длинный (значительно больше периода наблюдений) неизвестный период изменений. Главная причина нереверсивности - малый наклон магнитной оси к оси вращения.

Теоретическое соотношение между реверсивными и нереверсивными звездами, при указанных выше критериях различия, было вычислено в работе [9]. Не приводя здесь подробных вычислений, сообщаем нашу оценку: доля нереверсивных звезд составляет 0.637 от их суммарного количества, таким образом отношение числа нереверсивных звезд к числу реверсивных равно примерно 1.75.

При вычислениях мы предполагали, что углы наклона i между лучом зрения и осями вращения звезд распределены случайным образом. Данное предположение подтверждено Абтом [10] на основании исследования 102 Ар-звезд. Абт также не нашел какой-либо зависимости между углами i и Галактическими координатами.

В нашем каталоге 83 нереверсивных и 51 реверсивная магнитные СР-звезды, следовательно наблюдаемое соотношение $83/51 = 1.63$. Вероятность случайного возникновения такой ситуации составляет 6.5%, и отличие значения от теоретического, таким образом, несущественно.

Необходимо сделать следующее замечание. Реверсивные звезды видны, в зависимости от фазы вращения, с обоих магнитных полюсов и экватора, в то время как нереверсивные звезды наблюдаются практически с одного магнитного полюса. В случае долгопериодических звезд (период более 5 лет) знак B_p не изменяется в течение периода наблюдений и видна практически одна и та же часть поверхности. По этой причине долгопериодические звезды, такие, например, как HD 201601 (период около 75 лет), причислены к нереверсивным. Впрочем, таких звезд насчитываются единицы и неопределенность, связанная с ними, мало повлияет на конечный результат.

3.2. *Звезды в скоплениях.* Данные о членстве магнитных СР-звезд нашего каталога в рассеянных скоплениях взяты из статьи Копылова [11] и из ссылок в ней, а также из каталога Ренсона [12]. Оказалось, что 46 магнитных СР-звезд являются членами скоплений.

В табл.1 приведены данные о количестве реверсивных и нереверсивных звезд различных типов среди звезд скоплений и звезд поля.

Таблица 1

КОЛИЧЕСТВО МАГНИТНЫХ СР-ЗВЕЗД В СКОПЛЕНИЯХ

Тип	Всего	Звезды скоплений	Звезды поля
Реверсивные	51	11 (22%)	40 (78%)
Нереверсивные	83	35 (42%)	48 (58%)

Среди 51 реверсивной звезды 11 (22%) являются членами различных звездных скоплений, в то время как из 83 нереверсивных членами скоплений являются 35 (42%). При случайной ориентации магнитных осей отношение числа реверсивных и нереверсивных звезд должно быть одинаковым в скоплениях и в поле, вероятность случайного возникновения ситуации, представленной в табл.1, не более 0.1%.

Возможны два объяснения описанных выше эффектов. Нереверсивные звезды наблюдаются преимущественно с магнитных полюсов, что накладывает ограничение на угол β между магнитной осью и осью вращения. Во-первых, здесь может каким-то образом проявляться наблюдательная селекция, связанная с тем, что химические peculiarity концентрируются в области магнитных полюсов, поэтому СР-звезды легче обнаружить среди нереверсивных звезд. Однако тогда нужно предположить, что методика поиска отлична для звезд в скоплениях и вне их, что не соответствует действительности. Может сыграть некоторую роль то обстоятельство, что среди звезд - членов молодых звездных скоплений имеется много звезд с аномальными линиями гелия. Если гелиевые аномалии сконцентрированы преимущественно на магнитных полюсах (что не доказано), то, действительно, обнаружить нереверсивные гелиевые звезды проще.

Однако не исключено, что эффект реальный и отражает то обстоятельство, что угол наклона магнитной оси к оси вращения β звезд-членов скоплений в целом меньше, чем для звезд поля, а также некоторую преимущественную пространственную ориентацию осей вращения звезд в скоплениях и вне их. Такого рода преимущественная ориентация могла бы возникнуть в период формирования звезд, если предположить, что магнитное поле является реликтовым и магнитные модели звезд связаны с направлением магнитного поля в области звездообразования.

Исследования возможного смещения "нуль-пунктов" шкал различных

систем и методов измерения эффективного магнитного поля B_e у различных групп наблюдателей проводились множество раз и показали отсутствие такового. Таким образом, мы не видим каких-либо инструментальных ошибок, которые могли бы привести к вышеописанным эффектам.

Среди оставшихся 77 слабоизученных звезд 16 (21%) являются членами скоплений, что очень близко к соотношению для реверсивных звезд. Заметим, что более половины (40 из 77) звезд этой группы являются холодными SrCrEu звездами в основном с измеренными B_e , но с малым числом измерений B_e .

3.3. Пространственное распределение. Рассмотрим пространственное распределение магнитных СР-звезд из нашего каталога [1].

Необходимо отметить, что в некоторых случаях параллаксы, приведенные в каталоге "Гиппарх" [8], не могут быть применены для определения расстояний, что, главным образом, вызвано влиянием двойственности звезд. Исправленные с учетом двойственности данные для СР-звезд опубликованы в работах [13-15], мы будем использовать сведения из этих работ.

Исследуемые нами магнитные СР-звезды находятся в ближайших окрестностях Солнца, большинство на расстояниях порядка 200-300 пк, они принадлежат, так называемому, поясу Гулда. Поэтому речь идет о поисках возможной связи между какими-то параметрами магнитных звезд с локальными особенностями в строении магнитного поля Галактики.

Нереверсивные звезды можно разделить на две группы: наблюдаемые преимущественно с положительного магнитного полюса (будем называть их звездами (+)) и преимущественно с отрицательного магнитного полюса (звезды (-)). Романюк [16] обнаружил, что наблюдается различие в распределении по галактической долготе l нереверсивных звезд (+) и (-). Проверим это утверждение на материале большего объема.

Рассмотрим распределение магнитных звезд в пространстве. Введем декартову систему координат таким образом, что Солнце находится в начале отсчета, плоскость xy является плоскостью Галактики, ось x направлена к центру Галактики, ось y - в направлении вращения Галактики, ось z - на северный полюс Галактики. Расстоянием Солнца от плоскости Галактики можно пренебречь. Тогда координаты звезды в данной системе:

$$\begin{aligned} x &= d \cos l \cos b, \\ y &= d \sin l \cos b, \\ z &= d \sin b. \end{aligned} \tag{1}$$

Расстояния d брались из работы Гомеса и др. [14]. В случаях, когда данных для какой-либо звезды не было, расстояние вычислялось непосредственно по параллаксу каталога "Гиппарх" [8].

Пространственное распределение звезд в плоскости Галактики

представлено на рис.1, схематично показан спиральный рукав Ориона. Мы не приводим здесь распределения в других плоскостях, т.к. они

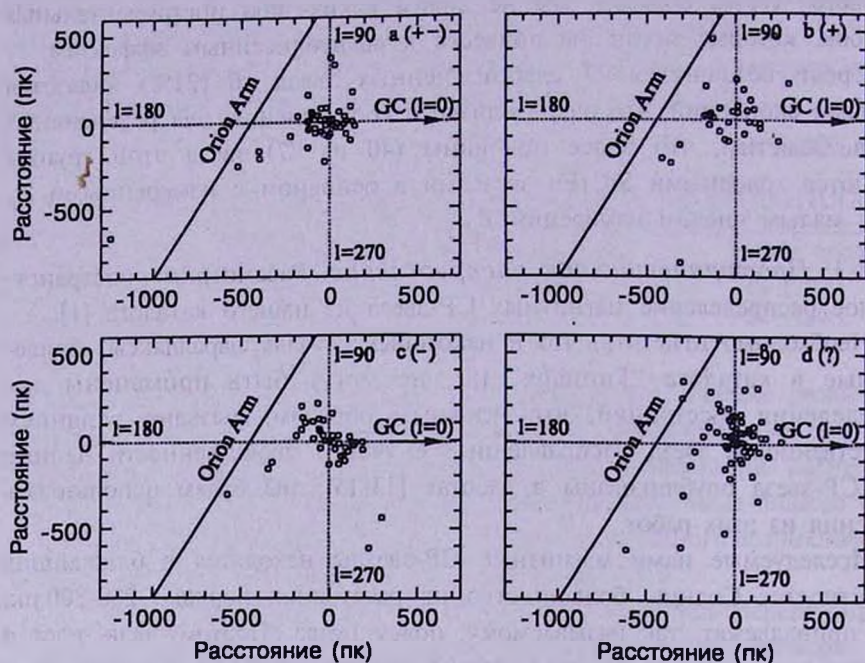


Рис.1. Распределение магнитных СР-звезд в плоскости Галактики (центр Галактики справа). а) - реверсивные; б) - нереверсивные (+); в) - нереверсивные (-); д) - слабо изученные звезды.

достаточно однородны. Видно, что группа нереверсивных (-) звезд (рис.1с) несколько вытянута перпендикулярно рукаву Ориона.

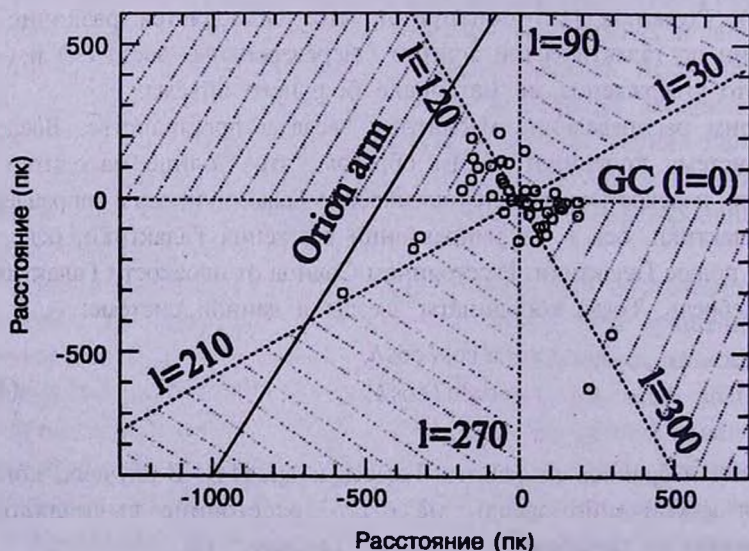


Рис.2. Число нереверсивных (-) звезд вдоль и поперек спирального рукава Ориона.

Выделим два направления вдоль и поперек рукава Ориона следующим образом (см. рис.2). Направление вдоль: $30^\circ \leq l \leq 90^\circ$ и $210^\circ \leq l \leq 270^\circ$. Направление поперек: $120^\circ \leq l \leq 180^\circ$ и $300^\circ \leq l \leq 360^\circ$. Сравним количество звезд, находящихся в этих двух участках (табл.2).

Таблица 2

КОЛИЧЕСТВО МАГНИТНЫХ ЗВЕЗД ВДОЛЬ И ПОПЕРЕК ОРИОНА

Тип	Вдоль рукава	Поперек рукава
Реверсивные	15	21
Нереверсивные (+)	13	13
Нереверсивные (-)	5	26

Видно, что количество нереверсивных (-) звезд вдоль и поперек спирального рукава значительно отличается. При однородном распределении количество звезд должно быть одинаковым. Тогда из биномиального распределения вероятность случайного возникновения такой ситуации

$$P = 2 C_{31}^5 0.5^{31} \approx 0.000158 = 0.0158\%. \quad (2)$$

В области, выделенной нами как "поперек рукава", расположено скопление Скорпиона - Центавра с достаточно большим количеством исследованных магнитных звезд. В этом скоплении только 3 магнитные звезды являются реверсивными, а 13 - нереверсивными, из них 3 - нереверсивными (+) и 10 - нереверсивными (-). Чтобы большое количество нереверсивных звезд (-) не повлияло на выводы, полученные из вышеприведенной таблички, исключим звезды скопления Sco-Cen из рассмотрения. Получаемый результат

$$P = 2 C_{31}^5 0.5^{21} \approx 0.019 = 1.9\% \quad (3)$$

свидетельствует, что вероятность случайного распределения нереверсивных звезд указанным выше образом мала. Таким образом, имеет место аномалия в распределении нереверсивных (-) звезд.

3.4. Пространственно близкие магнитные звезды. В рассматриваемой нами проблеме интерес представляет и следующий вопрос: похожи ли магнитные модели (включая ориентацию в пространстве оси вращения и наклон к ней магнитной оси) у достаточно близко расположенных магнитных СР-звезд. Учитывая размеры облаков звездообразования и рассеянных скоплений (десятки и сотни парсек), в качестве первого шага будем считать звезды близкими, если расстояние между ними не превышает 10-20 парсек.

Для этой цели, используя различные данные из нашего каталога [1], мы нашли расстояния между магнитными звездами с целью отбора близких соседей.

К сожалению, малое количество известных магнитных СР-звезд не позволяет провести такую работу нормально. Из всей нашей выборки (212 звезд) мы смогли найти всего лишь 2 группы (в одной - 2 объекта, а во второй - 3), расстояние между звездами в которых не превышает 20 парсек.

Сведения об этих группах приведены в табл.3.

Таблица 3

ГРУППЫ БЛИЗКИХ ЗВЕЗД

	Группа 1		
	HD62140	HD65339	
Пекулярность	SrEu	SrCrEu	
Период (сут)	4.28	8.02	
i, b	$i = 154^\circ, b = 30^\circ$	$i = 157^\circ, b = 32^\circ$	
Параллакс π	12.32 mas	10.16 mas	
Магнитная	реверсивное	реверсивное	
Модель	$i = 43^\circ, \beta = 90^\circ$	$i = 50^\circ, \beta = 80^\circ$	
	Группа 2		
	HD142301	HD142990	HD147010
Пекулярность	He-wk	He-wk	SiSr (He-wk)
Период (сут)	1.45	0.97	3.92
i, b	$i = 347^\circ, b = 22^\circ$	$i = 348^\circ, b = 21^\circ$	$i = 355^\circ, b = 21^\circ$
Параллакс π	7.16 mas	6.68 mas	6.98 mas
Магнитная	нереверсивное	нереверсивное	нереверсивное
Модель	$i = 30^\circ, \beta = 80^\circ$	$i = 30^\circ, \beta = 78^\circ$	$i > 25^\circ, \beta < 65^\circ$

Магнитные модели всех указанных звезд взяты в литературе, ссылки на оригинальные публикации можно взять в каталоге Романюка [1].

Первые данные обнадеживают: несколько близких звезд из табл.3 действительно во многом похожи, включая и пространственные ориентации осей вращения (угол i) и магнитные модели (угол β). Проблема требует дальнейшего исследования путем проведения поисков новых магнитных звезд в рассеянных скоплениях и их подробного изучения.

4. Заключение. Совокупность всех полученных за полвека наблюдательных данных и работы теоретиков позволяют подойти к решению проблемы возникновения и дальнейшей эволюции магнитных полей СР-звезд. Обе конкурирующие модели (динамо и реликтовая) объясняют только часть наблюдаемых данных и сталкиваются со значительными трудностями при попытках объяснения другой части.

Все же гипотеза реликтового происхождения магнитного поля СР-звезд постепенно становится преобладающей, ее трудности исследователям

представляются менее принципиальными [2].

Результаты нашего исследования показывают, что для магнитных звезд - членов рассеянных скоплений отмечается некоторая преимущественная ориентация магнитных осей. Это может служить указанием на существование некоторого общего фактора, влияющего на процессы происхождения и эволюции магнитных полей звезд. В качестве такого фактора может служить напряженность и направление локального магнитного поля в исследуемой нами области Галактики. И если это так, то реликтовая гипотеза происхождения магнитных полей CP-звезд получает дополнительные аргументы.

Авторы благодарят Российский фонд фундаментальных исследований за частичную финансовую поддержку работы (РФФИ гранты 00-02-16460, 02-02-06138).

Специальная астрофизическая обсерватория РАН,
e-mail: dkudr@sao.ru; roman@sao.ru

SPATIAL DISTRIBUTION OF MAGNETIC CP STARS

D.O.KUDRYAVTSEV, I.I.ROMANYUK

We present the results of studying the spatial distribution of magnetic CP stars using the data from catalogue of magnetic stars compiled at the Special Astrophysical Observatory. It is shown that most of the objects examined by us are located at the distances less than 500 pc from the Sun. The rotation and magnetic axes of the field CP stars are randomly distributed, while the members of the open clusters show some regulation in separate directions. The similarity of magnetic models for CP stars - members of clusters may indicate the existence of some general factor, which have influence on the process of origin of the stellar magnetic fields. The magnetic field of the Galaxy might be such a factor.

Key words: *stars:magnetic fields - stars:individual:CP stars*

ЛИТЕРАТУРА

1. *I.I.Romanyuk*, in: Proc. International Conf., "Magnetic Fields of Chemically Peculiar and Related Stars", eds. Yu.V.Glagolevskij, I.I.Romanyuk, 18, 2000.
2. *L.Mestel*, ASP Conf. Ser., **248**, 3, 1991.
3. *Ю.В.Глаголевский, В.Г.Клочкова, И.М.Копылов*, Астрон. ж., **64**, 360, 1987.
4. *P.Renson, D.Kobi, P.North*, Astron. Astrophys. Suppl. Ser., **89**, 61, 1991.
5. *Ю.В.Глаголевский, Н.М.Чунакова*, Астрофиз. исслед. (Изв. CAO), **22**, 39, 1986.
6. *F.A.Catalano, P.Renson*, Astron. Astrophys. Suppl. Ser., **127**, 421, 1998.
7. ESA, ESA SP-1136, The Hipparcos Input Catalogue, 1992.
8. ESA, ESA SP-1200, The Hipparcos and Tycho Catalogue, 1997.
9. *D.O.Kudryavtsev, I.I.Romanyuk*, in: Proc. International Conf., "Magnetic Fields of Chemically Peculiar and Related Stars", eds. Yu.V.Glagolevskij, I.I.Romanyuk, 28, 2000.
10. *H.A.Abt*, Astron. J., **122**, 2008, 2001.
11. *И.М.Копылов*, Астрофиз. исслед. (Изв. CAO), **24**, 44, 1987.
12. *P.Renson*, Astron. Astrophys. Suppl. Ser., **76**, 127, 1988.
13. *M.Feast, P.Whitelock*, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., **291**, 683, 1997.
14. *A.E.Gomes, X.Luri, S.Greiner, F.Figueras, P.North, F.Royer, J.Torra, M.O.Mennessier*, Astron. Astrophys., **336**, 953, 1998.
15. *P.North, N.Ginestet, J.-M.Carquillat, F.Carrier, S.Udry*, Contr. Astron. Observ. Skalnate Pleso, **27**, 179, 1998.
16. *I.I.Romanyuk*, Bull. Spec. Astrophys. Observ., **38**, 119, 1994.

УДК: 524.3

ЭВОЛЮЦИЯ ШИРОКОЙ ЗВЕЗДНОЙ ПАРЫ ЗА СЧЕТ
ИРРЕГУЛЯРНЫХ СИЛ

А.С.БАРАНОВ

Поступила 8 апреля 2002

Принята к печати 10 января 2003

Теоретически изучена динамическая эволюция широкой звездной пары (с расстоянием в типичных условиях Галактики $\sim 10^4$ а.е.) под влиянием случайных воздействий со стороны звезд фона во время прохождений. Рассматривается прохождение, дающее в некоторый момент приблизительно равносторонний треугольник. Суммарный эффект многих прохождений можно разделить на систематическое "нагревание" пары и случайную диффузию по кеплеровским элементам a и e . Выведено соответствующее уравнение Фоккера-Планка и указаны границы его применимости. Получено стационарное распределение по величинам a и e .

1. *Введение.* Широкие звездные пары с полуосями порядка $\sim 10^4$ а.е. в отличие от более тесных пар постоянно подвержены случайным воздействиям от проходящих мимо звезд поля. Из-за многочисленности таких прохождений их эффекты складываются, так что основную роль играет именно постепенное накопление возмущений, а не отдельные близкие прохождения. Поэтому эволюцию широкой пары в общем звездном поле можно теоретически проследживать статистическими методами, в основном при помощи уравнения Фоккера-Планка. В частности, представляет большой интерес определение направленности эволюции. В принципе такая двойная может перейти либо в категорию тесных пар, либо, наоборот, утратить внутреннюю гравитационную связь и сохранить как следствие общего происхождения только сходство движений.

В отличие от собственно релаксации звездных скоростей в галактическом поле, идущей крайне медленно [1], эволюция широкой пары вследствие таких же звездных прохождений приводит к эффективным последствиям уже за космогонически приемлемые сроки, поскольку сравнительно мала энергия, необходимая для разрушения или существенного изменения орбиты пары.

Подчеркнем, что соответствующие выводы по необходимости носят существенно вероятностный характер, предсказать же точную эволюцию данной пары, в отличие от классических проблем небесной механики, невозможно. В этой связи неоднократно ставились численные эксперименты (см., например, [2-7]).

2. *Общая задача.* Рационально начать с некоторой более общей схемы гравитационных возмущений в движении двойной системы. Результаты могут прилагаться не только к звездным парам, но также к двойным галактикам [8] и вообще к гравитационно связанным парам объектов. Считаем, что внешние возмущения имеют произвольный вид и подчинены лишь требованиям малости: эффект дополнительной силы остается все время существенно меньше взаимного тяготения членов пары. Используем следующие обозначения: G - гравитационная постоянная, t - время, m_1, m_2 - массы членов пары, $\vec{r}_1, \vec{r}_2$ - их радиусы-векторы, в частности $\vec{\rho}_1 = \vec{r}_1(0), \vec{\rho}_2 = \vec{r}_2(0)$; $\vec{v}_1, \vec{v}_2$ - их скорости при $t = 0$, $\Phi(x, y, z)$ - потенциал возмущения. Кроме того, $r = |\vec{r}_1 - \vec{r}_2|$, $\rho = |\vec{\rho}_1 - \vec{\rho}_2|$.

Подобные задачи рассматривались в литературе [9-11], но мы обращаем внимание на ряд тонкостей, от правильности которых зависит, в частности, определение пределов применимости результатов.

Систему координат (x, y, z) в начальный момент связываем с центром тяжести пары. Тогда уравнения возмущенного движения записываются в обычном виде

$$\frac{d^2 \vec{r}_{1,2}}{dt^2} = \pm \frac{Gm_{2,1}(\vec{r}_2 - \vec{r}_1)}{r^3} - \text{grad} \Phi. \quad (1)$$

Предполагаем, что отдельное возмущение в его конкретном виде действует на интервале времени $0 < t < \delta t$, δt мало в сравнении с периодом обращения. Разлагаем $\vec{r}_1$ и $\vec{r}_2$ по степеням времени сначала в невозмущенном случае с точностью до членов третьего порядка:

$$\begin{aligned} \vec{r}_{1,2} = & \vec{\rho}_{1,2} + t \vec{v}_{1,2} \pm \frac{t^2}{2} \frac{Gm_{2,1}(\vec{\rho}_2 - \vec{\rho}_1)}{\rho^3} + \\ & + \frac{Gm_{2,1}t^3}{6} \left[\pm \frac{\vec{v}_2 - \vec{v}_1}{\rho^3} + \frac{3(\vec{\rho}_1 - \vec{\rho}_2)(\vec{v}_1 - \vec{v}_2)}{\rho^5} [\pm (\vec{\rho}_1 - \vec{\rho}_2)] \right] + \dots \end{aligned} \quad (2)$$

Приняв решение (2) невозмущенных уравнений за основное приближение для полных уравнений (1), строим решение системы (1) при тех же начальных условиях методом последовательных приближений Пикара. Точнее, пользуемся тем известным фактом, что уравнение $d^2 x/dt^2 = \xi(x, t)$ с заданными начальными $x(0)$ и $x'(0)$ имеет решение

$$x(t) = x(0) + tx'(0) + \int_0^t (t - \tau) \xi(x, \tau) d\tau. \quad (3)$$

Подставив невозмущенное решение (2) в правую часть (1), находим:

$$\frac{d^2 \vec{r}_{1,2}}{dt^2} = \pm \frac{Gm_{2,1}(\vec{r}_2 - \vec{r}_1)}{r^3} - (\text{grad} \Phi)_{\rho_{1,2}} - t(A)_{\rho_{1,2}} \vec{v}_{1,2}, \quad (4)$$

где нижние индексы ρ_1 и ρ_2 указывают, что в функции $\partial \Phi / \partial x$ и так далее в качестве аргументов x, y, z подставляются компоненты соответствующих векторов $\vec{\rho}_1$ и $\vec{\rho}_2$, а матрица A - гессиан

$$A = \begin{pmatrix} \partial^2 \Phi / \partial x^2 & \partial^2 \Phi / \partial x \partial y & \partial^2 \Phi / \partial x \partial z \\ \partial^2 \Phi / \partial x \partial y & \partial^2 \Phi / \partial y^2 & \partial^2 \Phi / \partial y \partial z \\ \partial^2 \Phi / \partial x \partial z & \partial^2 \Phi / \partial y \partial z & \partial^2 \Phi / \partial z^2 \end{pmatrix}$$

Дополнительные члены правых частей (4) далее используем по образцу (3), причем выясняется, что продолжать разложение в формулах (4) нет надобности, если мы хотим получить точность $O(t^3)$. Таким образом, первым приближением является

$$\bar{r}_1(t) = [\bar{r}_1(t)] - \int_0^t (t-\tau) [(\text{grad } \Phi(r, \tau))_{p_1} + \tau (A(r, \tau))_{p_1} \bar{v}_1] d\tau, \quad (5)$$

где заключение в квадратных скобках означает, что берется невозмущенное решение (2). Поскольку поправки к нему в формуле (5) имеют уже порядок $O(t^2)$, продолжать процесс последовательных приближений нет надобности.

Аналогичное соотношение имеет место для второй частицы.

Не совсем удобно оперировать с векторами $\bar{r}_1(\delta t)$, $\bar{r}_2(\delta t)$, поскольку эффекты возмущения и естественного орбитального движения накладываются друг на друга. Вместо этого предпочтительно пойти от возмущенных значений $\bar{r}_1(\delta t)$, $\bar{r}_2(\delta t)$ назад к моменту $t=0$, но уже по формулам невозмущенного движения. Таким образом, мы как бы вносим поправку в начальные условия, учитывающую возмущение так, чтобы в орбитальных элементах оно сказывалось правильно. Этот закон обратного движения получается просто заменой t на $-t$ в формуле (2). Несложные вычисления дают "исправленные" значения $\bar{r}_i(0)$ и $\dot{\bar{r}}_i(0)$ ($i=1, 2$) с точностью $O(t^2)$ (в промежуточных выкладках нужна была точность до t^3 , поскольку при дифференцировании одна степень t теряется). Эти исправленные значения отмечаем знаком "тильда" сверху.

$$\tilde{\bar{p}}_1 = \bar{p}_1 + \int_0^{\delta t} \tau (\text{grad } \Phi(r, \tau))_{p_1} d\tau,$$

$$\tilde{\bar{v}} = \bar{v}_1 - \int_0^{\delta t} [(\text{grad } \Phi(r, \tau))_{p_1} + \tau (A(r, \tau))_{p_1} \bar{v}_1] d\tau \quad (6)$$

и аналогично для другой частицы. Проверка с помощью производящих функций подтверждает, что переход от $\bar{p}_i$, $\bar{v}_i$ к $\tilde{\bar{p}}_i$, $\tilde{\bar{v}}_i$ описывается симплектическим преобразованием и, следовательно, сохраняет фазовую плотность.

При вычислении возмущений орбитальных элементов удобно в качестве промежуточных параметров использовать полную энергию пары H и полный момент $\bar{K}$. В прежней системе координат

$$H = \frac{m_1 v_1^2 + m_2 v_2^2}{2} - \frac{Gm_1 m_2}{r}, \quad (7)$$

а после перехода к возмущенным характеристикам (6) получается приращение δH энергии:

$$\delta H = - \sum_{i=1,2} m_i \int_0^{\delta t} \bar{v}_i (\text{grad} \Phi)_{p_i} d\tau - \sum_i m_i \int \tau v_i(A)_{p_i} \bar{v}_i d\tau +$$

$$+ \frac{1}{2} \sum_i m_i \left[\int_0^{\delta t} (\text{grad} \Phi)_{p_i} d\tau \right]^2 + \frac{Gm_1 m_2}{\rho^3} (\bar{p}_1 - \bar{p}_2) \int_0^{\delta t} \tau [(\text{grad} \Phi)_{p_1} + (\text{grad} \Phi)_{p_2}] d\tau. \quad (8)$$

В правой части (8) первый член имеет первый порядок относительно δt , а остальные - второй. Однако возмущение изменяет также движение центра масс. Именно, в первом порядке, у него появляется скорость

$$\delta \bar{v} = \frac{m_1 \delta \bar{v}_1 + m_2 \delta \bar{v}_2}{m_1 + m_2} = - \frac{1}{m_1 + m_2} \sum_i m_i \int_0^{\delta t} (\text{grad} \Phi)_{p_i} d\tau.$$

Поскольку мы хотим найти приращение $\delta H'$ энергии пары самой по себе, необходимо из (8) вычесть кинетическую энергию общего поступательного движения $[(m_1 + m_2)/2](\delta \bar{v})^2$. В результате

$$\delta H' = - \sum_{i=1,2} m_i \int_0^{\delta t} \bar{v}_i (\text{grad} \Phi)_{p_i} d\tau - \sum_i m_i \int_0^{\delta t} \tau v_i(A)_{p_i} \bar{v}_i d\tau +$$

$$+ \frac{m_1 m_2}{2(m_1 + m_2)} \left\{ \int_0^{\delta t} [(\text{grad} \Phi)_{p_1} - (\text{grad} \Phi)_{p_2}] d\tau \right\}^2 +$$

$$+ \frac{Gm_1 m_2}{\rho^3} (\bar{p}_1 - \bar{p}_2) \int_0^{\delta t} \tau [(\text{grad} \Phi)_{p_1} + (\text{grad} \Phi)_{p_2}] d\tau. \quad (9)$$

Аналогично вводим момент

$$\bar{K} = m_1 (\bar{r}_1 \times \bar{v}_1) + m_2 (\bar{r}_2 \times \bar{v}_2) \quad (10)$$

и определяем его приращение

$$\delta \bar{K} = - \sum_i m_i \bar{r}_i \times \int_0^{\delta t} (\text{grad} \Phi)_{p_i} d\tau - \sum_i m_i \bar{r}_i \times \int_0^{\delta t} \tau (A)_{p_i} \bar{v}_i d\tau +$$

$$+ \sum_i m_i \int_0^{\delta t} \tau (\text{grad} \Phi)_{p_i} d\tau \times \bar{v}_i. \quad (11)$$

В правой части (11) только первый член порядка δt , остальные второго порядка. Вычитать вклад, получающийся от совместного движения пары, то есть величину $(m_1 \bar{r}_1 + m_2 \bar{r}_2)(m_1 \bar{v}_1 + m_2 \bar{v}_2)/(m_1 + m_2)$ не нужно, так как он третьего порядка малости.

Собственно говоря, обычно нас интересует только модуль момента. Несложные выкладки с точностью до членов второго порядка дают:

$$\delta K = \frac{\bar{K} \delta \bar{K}}{K} + \frac{(\bar{K} \times \delta \bar{K})^2}{2 K^3}. \quad (12)$$

До сих пор речь шла об эффекте отдельного возмущения. Но более естественной является статистическая постановка задачи, когда возмущения в последовательных соседних интервалах длины δt оказываются случайными и независимыми друг от друга. Эффект возмущений тогда накапливается на некотором интервале движения $\Delta t \gg \delta t$, который все же мал в сравнении с периодом орбитального движения. Малые независимые

возмущения дают некоторый систематический дрейф и случайную диффузию в пространстве параметров. Систематический дрейф в определенном смысле аналогичен известному динамическому трению [12-14].

Мы ограничиваемся стационарным и изотропным случаем. То есть индивидуальные черты возмущения меняются от одного интервала к другому, но статистические характеристики остаются постоянными и безразличными к ориентации орбиты.

Нам понадобится двоякого рода осреднение. Во-первых, это осреднение по различным возможным реализациям возмущения. Во-вторых, осреднение эффекта вдоль орбиты. Уже при первом виде осреднения выпадают члены первого порядка в формулах (9) и (10), поскольку значения $\text{grad}\Phi$, отличающиеся только заменой направления на противоположное, взаимно компенсируются уже в силу предположенной изотропии статистических характеристик возмущений. В $\delta H'$ некоторые члены даже второго порядка при первом осреднении обращаются в нуль. Действительно, в последнем члене правой части (9) мы опять видим $\text{grad}\Phi$, а матрица A тоже имеет нулевое среднее по отношению к произвольным вращениям. Аналогично среднее от правой части (11) равно нулю.

Следовательно, если чертой обозначать осреднение по реализациям возмущения, то с точностью до членов второго порядка

$$\overline{\delta H'} = \frac{m_1 m_2}{2(m_1 + m_2)} \left\{ \int_0^{\delta'} [(\text{grad}\Phi)_{p_1} - (\text{grad}\Phi)_{p_2}] d\tau \right\}^2, \quad (13)$$

$$\overline{(\delta H')^2} = \left\{ m_1 v_1 \int_0^{\delta'} [(\text{grad}\Phi)_{p_1} - (\text{grad}\Phi)_{p_2}] d\tau \right\}^2, \quad (14)$$

причем мы воспользовались сохранением центра тяжести:

$$\bar{p}_2 = -\frac{m_1}{m_2} \bar{p}_1, \quad \bar{v}_2 = -\frac{m_1}{m_2} \bar{v}_1. \quad (15)$$

Из формул (15) следует также:

$$\bar{K} = \frac{m_1(m_1 + m_2)}{m_2} \bar{p}_1 \times \bar{v}_1 = -m_1(\bar{p} \times \bar{v}_1). \quad (16)$$

Согласно формулам векторной алгебры,

$$(\bar{p}_1 \times \bar{\xi}) \cdot (\bar{p}_1 \times \bar{v}_1) = \rho_1^2 (\bar{\xi} \bar{v}_1) - (\bar{p}_1 \bar{v}_1) (\bar{p}_1 \bar{\xi}) \quad (17)$$

для произвольного вектора $\bar{\xi}$. Используя формулы (11), (12), (16) и (17), после несложных преобразований находим

$$\overline{\delta K} = \frac{m_1^2 v_1^2}{2 K^3} \left\{ \bar{K} \int_0^{\delta'} [(\text{grad}\Phi)_{p_1} - (\text{grad}\Phi)_{p_2}] d\tau \right\}^2 \quad (18)$$

$$\overline{\delta K^2} = m_1^2 \left\{ \bar{r}_1 \times \int_0^{\delta t} [(\text{grad} \Phi)_{p_1} - (\text{grad} \Phi)_{p_2}] d\tau \right\}^2. \quad (19)$$

По отношению к вектору $\bar{\rho} = \bar{\rho}_1 - \bar{\rho}_2$ относительного положения членов пары, в векторе, характеризующем возмущение,

$$\bar{\chi} = \int_0^{\delta t} [(\text{grad} \Phi)_{p_1} - (\text{grad} \Phi)_{p_2}] d\tau,$$

можно различать продольную $\bar{\chi}_\parallel$ и поперечную $\bar{\chi}_\perp$ составляющие. Точнее говоря, можно было бы различать две поперечные составляющие, но ввиду изотропии статистические свойства их совершенно одинаковы. Напротив, $\bar{\chi}_\parallel$ и $\bar{\chi}_\perp$ в этом отношении не равноправны. Вводим моменты второго порядка

$$\overline{\chi_\parallel^2} = L(\rho)\delta t, \quad \overline{\chi_\perp^2} = L_1(\rho)\delta t, \quad \overline{\chi_\parallel \chi_\perp} = 0. \quad (20)$$

(зависимость собственно моментов только от ρ и обращение в нуль собственного момента вытекают опять-таки из изотропии). Из формул (20) сразу следует:

$$\overline{\chi^2} = [L(\rho) + L_1(\rho)]\delta t, \quad \overline{(\bar{\rho} \bar{\chi})^2} = \rho^2 L(\rho)\delta t. \quad (21)$$

Для вектора же $\bar{K}$, по определению ортогонального к $\bar{\rho}$, имеем: $\bar{K} \bar{\chi} = \bar{K} \bar{\chi}'$, где $\bar{\chi}'$ - одна из поперечных компонент вектора $\bar{\chi}$. Тогда

$$\overline{\chi'^2} = \frac{1}{2} L_1(\rho)\delta t, \quad \overline{(\bar{K} \bar{\chi})^2} = \frac{1}{2} K^2 L_1(\rho)\delta t. \quad (22)$$

Совершенно аналогично для векторного произведения $\bar{\rho}_1 \times \bar{\chi}$ используется только одна из поперечных компонент $\bar{\chi}$, поэтому

$$\overline{(\bar{\rho}_1 \times \bar{\chi})^2} = \frac{1}{2} \rho_1^2 L_1(\rho)\delta t. \quad (23)$$

Используя формулы (22) и (23), находим:

$$\overline{\delta K} = \frac{m_1^2 \rho_1^2}{4K} L_1(\rho)\delta t, \quad \overline{(\delta K)^2} = \frac{m_1^2 \rho_1^2}{2} L_1(\rho)\delta t. \quad (24)$$

Из формулы (13), очевидно, следует:

$$\overline{\delta H'} = \frac{m_1 m_2}{2(m_1 + m_2)} [L(\rho) + L_1(\rho)]\delta t. \quad (25)$$

Несколько сложнее обстоит дело с формулой (14). Из формулы (17) вытекает:

$$\bar{v}_1 \bar{\chi} = \rho^{-2} \cdot [(\bar{\rho} \times \bar{\chi}) \cdot (\bar{v}_1 \times \bar{\rho}) - (\bar{\chi} \bar{\rho})(\bar{v}_1 \bar{\rho})]. \quad (26)$$

В правой части (26) в первом члене используется одна из поперечных компонент $\bar{\chi}$, а во втором члене продольная. Из-за их некоррелированности среднее от квадрата всего выражения (26) сводится к сумме средних от квадратов отдельных членов. Аналогично прежнему из формул (21) и (22) находим:

$$\overline{(\bar{v}_1 \bar{\chi})^2} = \frac{(\bar{v}_1 \times \bar{\rho})^2}{2\rho^2} L_1(\rho) \delta t + \frac{(\bar{v}_1 \bar{\rho})^2}{\rho^2} L(\rho) \delta t.$$

Но поскольку $(\bar{v}_1 \bar{\rho})^2 = v_1^2 \rho^2 - (\bar{v}_1 \times \bar{\rho})^2$, а произведение $\bar{v}_1 \times \bar{\rho}$ согласно формуле (16) связывается с $\bar{K}$, получаем:

$$\overline{(\delta H')^2} = \frac{K^2}{2\rho^2} L_1(\rho) \delta t + \left(m_1^2 v_1^2 - \frac{K^2}{\rho^2} \right) L(\rho) \delta t. \quad (27)$$

В дальнейшем нам понадобится также смешанный момент. Из формул (9), (11) и (12) с той же точностью второго порядка

$$\begin{aligned} \delta H' \delta K = & \frac{m_1^2}{K} \left\{ (\bar{K} \times \bar{\rho}_1) \int_0^{\delta t} [(\text{grad} \Phi)_{\rho_1} - (\text{grad} \Phi)_{\rho_2}] d\tau \right\} \times \\ & \times \left\{ \bar{v}_1 \int_0^{\delta t} [(\text{grad} \Phi)_{\rho_1} - (\text{grad} \Phi)_{\rho_2}] d\tau \right\}. \end{aligned} \quad (28)$$

Первая фигурная скобка в правой части (28) содержит только поперечную, по отношению к $\bar{\rho}$, компоненту $\bar{\chi}$, поэтому и во второй скобке продольную компоненту при усреднении можно сразу отбросить из-за некоррелированности с поперечной, то есть в этой второй скобке мы имеем право оставить только первый член правой части (26). Но из равенств (16) следует

$$\bar{v}_1 = \rho_1^{-2} \cdot \left[\frac{m_2}{m_1(m_1 + m_2)} (\bar{K} \times \bar{\rho}_1) + \bar{\rho}_1 (\bar{\rho}_1 \bar{v}_1) \right],$$

что представляет собой просто другую форму разложения на продольную и поперечную компоненты. Следовательно,

$$\overline{\delta H' \delta K} = \frac{m_1 m_2 (\bar{K} \times \bar{\rho}_1)^2}{2 K (m_1 + m_2) \rho_1^2} L_1(\rho) \delta t$$

или, ввиду ортогональности $\bar{K}$ и $\bar{\rho}_1$,

$$\overline{\delta H' \delta K} = \frac{K}{2} \left(\frac{m_1 m_2}{m_1 + m_2} \right) L_1(\rho) \delta t. \quad (29)$$

Найденные статистические характеристики, как упоминалось, предстоит еще осреднить по всей орбите. Это полное осреднение будем отмечать угловыми скобками. В результате получаются параметры диффузии и систематического дрейфа в пространстве (H, K) , именно:

$$\alpha = \left\langle \frac{\Delta K}{\Delta t} \right\rangle, \quad \beta = \left\langle \frac{\Delta H'}{\Delta t} \right\rangle, \quad \gamma = \left\langle \frac{(\Delta H')^2}{\Delta t} \right\rangle, \quad \delta = \left\langle \frac{\Delta H' \Delta K}{\Delta t} \right\rangle \quad (30)$$

(напомним, что под H' понимается внутренняя энергия пары, без ее общего поступательного перемещения, а Δt - некоторый промежуточный интервал $\gg \delta t$, ему соответствуют приращения $\Delta K, \Delta H'$). Непосредственно величины, фигурирующие в формулах (30), выражаются интегралом

по времени, но нам удобнее сразу перейти к интегрированию по эксцентрической аномалии E с помощью известного дифференциального соотношения

$$dt = \frac{P}{2\pi a} \rho dE, \quad (31)$$

причем через a и e мы обозначаем большую полуось и эксцентриситет относительной орбиты, а $P = 2\pi\sqrt{a^3/[G(m_1 + m_2)]}$ - период. С учетом формулы (31) из предыдущих формул (24), (25), (27) и (29) получаем:

$$\begin{aligned} \alpha &= \frac{1}{4K} \left(\frac{m_1 m_2}{m_1 + m_2} \right)^2 \cdot \frac{1}{2\pi a} \int_0^{2\pi} \rho^3 L_1(\rho) dE, \\ \beta &= \frac{m_1 m_2}{2(m_1 + m_2)} \cdot \frac{1}{2\pi a} \int_0^{2\pi} \rho [L(\rho) + L_1(\rho)] dE, \\ \gamma &= \frac{1}{2\pi a} \int_0^{2\pi} \left\{ \frac{K^2}{2\rho} L_1(\rho) + \left[\frac{Gm_1^2 m_2^2}{m_1 + m_2} \left(2 - \frac{\rho}{a} \right) - \frac{K^2}{\rho} \right] L(\rho) \right\} dE, \\ \delta &= \frac{K}{2} \left(\frac{m_1 m_2}{m_1 + m_2} \right) \cdot \frac{1}{2\pi a} \int_0^{2\pi} \rho L_1(\rho) dE. \end{aligned} \quad (32)$$

При преобразовании формулы для γ нами также был учтен интеграл энергии

$$H = -\frac{Gm_1 m_2}{2a} = m_1 m_2 \left[\frac{v^2}{2(m_1 + m_2)} - \frac{G}{\rho} \right]. \quad (33)$$

В дальнейшем также понадобится известная формула для момента

$$K = \sqrt{Ga(1 - e^2)} \frac{m_1 m_2}{\sqrt{m_1 + m_2}}. \quad (34)$$

Теперь можно проанализировать соответствующее уравнение Фоккера-Планка двумерной диффузии, которое для дальнейшего удобно записать в дивергентной форме:

$$\begin{aligned} \frac{\partial F}{\partial t} &= \frac{\partial}{\partial K} \left[-\alpha F + \frac{\partial}{\partial K} (\alpha K F) + \frac{1}{2} \frac{\partial}{\partial H} (\partial F) \right] + \\ &+ \frac{\partial}{\partial H} \left[-\beta F + \frac{1}{2} \frac{\partial}{\partial H} (\gamma F) + \frac{1}{2} \frac{\partial}{\partial K} (\delta F) \right], \end{aligned} \quad (35)$$

где F - плотность распределения в пространстве параметров H и K . При составлении уравнения (35) мы сразу учли зависимость между диффузией и систематическим дрейфом по переменной K , следующую из сравнения обеих формул (24). Подставляя физически правдоподобные выражения $L(\rho)$ и $L_1(\rho)$, мы всегда в состоянии численно проследить эволюцию распределения. Но уже аналитически можно проверить существование стационарного распределения

$$F_0 = \text{const} \cdot K |H|^{-3/2}, \quad (36)$$

которое, как мы увидим позже, соответствует статистическому равновесию. Формальная же проверка проводится следующим образом.

Коэффициенты $\alpha, \beta, \gamma, \delta$ у нас были выражены через величины a и e , но для дифференцирования по H и K надо использовать функциональные связи (33) и (34), согласно которым производные по обеим парам переменных связаны между собой соотношениями

$$\frac{\partial}{\partial K} = -\frac{1}{em_1m_2} \sqrt{\frac{(1-e^2)(m_1+m_2)}{Ga}} \frac{\partial}{\partial e}, \quad \frac{\partial}{\partial H} = \frac{2a^2}{Gm_1m_2} \left(\frac{\partial}{\partial a} + \frac{1-e^2}{2ea} \frac{\partial}{\partial e} \right). \quad (37)$$

После этого непосредственной, хотя и несколько кропотливой, проверкой, включающей использование известной формулы

$$\rho = a(1 - e \cos E)$$

и в отдельных случаях интегрирование по частям, убеждаемся в равенстве нулю каждой из квадратных скобок в уравнении Фоккера-Планка (35). Физически это означает, что с распределением (36) состояние пар не просто равновесное, но отсутствуют и потоки по каждой из переменных H и K (так называемое детальное равновесие).

Объясним теперь связь распределения (36) с категориями статистической механики. Воздействие случайных внешних полей на звездную пару представляет собой в сущности пребывание этой пары в термостате бесконечной температуры (поскольку обратным воздействием на окружающий фон мы пренебрегаем). В таких случаях стационарное распределение описывается просто постоянной фазовой плотностью. Из числа фазовых переменных сразу исключаем характеризующие общее движение и положение пары, оставляем только относящиеся к внутренним степеням свободы. Но одному и тому же набору H, K могут соответствовать разные фазовые координаты относительного положения x, y, z, v_x, v_y, v_z и надо вычислить величину фазового объема, приходящегося на определенный интервал изменения H и K . Представим себе сначала фазовый объем, внутри которого H и K удовлетворяют неравенствам

$$H < H_0, \quad K < K_0 \quad (38)$$

с некоторыми заданными постоянными H_0 и K_0 (причем $K_0 > 0$). При фиксированных координатах x, y, z первое из неравенств (38) задает сферу в пространстве скоростей

$$v_x^2 + v_y^2 + v_z^2 < \frac{2(m_1 + m_2)}{m_1 m_2} \left(H_0 + \frac{Gm_1 m_2}{\rho} \right), \quad (39)$$

а второе - бесконечный круговой цилиндр

$$\rho v_{\perp} < \frac{m_1 + m_2}{m_1 m_2} K. \quad (40)$$

Определяя фазовый объем, соответствующий неравенствам (38), (39)

и дифференцируя по переменным H_0 , K_0 , действительно получаем плотность (36). В терминах a , e имеем стационарную плотность

$$q(a, e) = e \sqrt{a}. \quad (41)$$

В сущности, таким же образом она определялась в [9].

3. *Конкретная модель звездного фона.* Сделаем некоторые конкретные предположения. Мы отвлекаемся от регулярного поля Галактики. Эффекты окружающего фона исходят, таким образом, только от взаимно независимых прохождений отдельных звезд, распределенных в пространстве с однородной плотностью v . Примем для всех этих звезд поля одну и ту же массу m и одинаковую абсолютную величину скорости v_0 . Напомним, что распределение направлений скорости считаем изотропным. Тогда, если выделить только те звезды, вектор скорости которых лежит в телесном угле $d\Omega$, среднее число их прохождений за время dt на единицу сечения, перпендикулярного оси этого телесного угла, составляет

$$d\omega = \frac{v_0 v d\Omega dt}{4\pi}.$$

Относительно изучаемой пары опять предполагаем, что ее центр тяжести покоится в системе координат, в которой только что задавалось движение звезд фона. Вообще говоря, массы членов пары отличны друг от друга и от величины m . Можно даже утверждать, что в типичных ситуациях m_1 и m_2 больше m , так как в процессе коллективного звездообразования относительно массивные звезды имеют больше шансов удержаться вместе. Отношения m/m_1 и m/m_2 мы все же не считаем пренебрежимо малыми. Однако мы продолжаем пользоваться малостью эффекта отдельного прохождения, то есть приращения невозмущенных скоростей орбитального движения δv_1 и δv_2 в результате прохождения малы в сравнении с самими этими скоростями, и в основных формулах мы применяем разложение относительных приращений параметров по степеням интенсивности возмущения $\delta v_1/v_1$ и $\delta v_2/v_2$. Чтобы правильно описать систематический дрейф и диффузию, мы должны оставлять члены до второго порядка малости в указанном смысле. Исключение составляют редкие очень тесные прохождения, когда индивидуальные δv_1 или δv_2 сравнимы с самими v_1 и v_2 . Для исключения таких редких событий мы вводим некоторое минимально допустимое прицельное расстояние ϵ . Некоторые выкладки с "выключением" взаимодействия на расстояниях, меньших ϵ , дают:

$$L = \overline{\chi_{||}^2} = \frac{16\pi}{3v_0} (Gm)^2 v \left(\ln \frac{\rho}{\epsilon} - \frac{7}{6} \right), \quad L_{\perp} = \overline{\chi_{\perp}^2} = \frac{32\pi}{3v_0} (Gm)^2 v \left(\ln \frac{\rho}{\epsilon} - \frac{5}{6} \right). \quad (42)$$

Другие приемы вычислений, основанные на прямом подсчете изменения H и K , дают результаты, практически совпадающие с формулами (42).

Точное значение ϵ не играет заметной роли для очень широких пар, о которых мы в дальнейшем и будем говорить. Действительно, одиночный импульс от звезды, проходящей на расстоянии ϵ , достаточен для отрыва, начиная с

$$\frac{Gm}{v_0 \epsilon} \sim \sqrt{\frac{G(m_1 + m_2)}{a}}, \quad \epsilon \sim \frac{m}{v_0} \sqrt{\frac{Ga}{m_1 + m_2}}$$

и отношение ϵ больше как раз у широких пар, чем у тесных. Поэтому в дальнейшем принимаем приближенно

$$\frac{L_1}{2} = L \approx D = \frac{16\pi}{3v_0} (Gm)^2 v \ln \frac{a}{\epsilon}. \quad (43)$$

Для сравнительно тесных пар, конечно, потребуется несколько большая точность, и этот вопрос требует специального исследования. Формулы (42) дают только грубую ориентировку, и, видимо, окажется более полезным какой-то другой способ обрезания совместно со специальным учетом отдельных больших отклонений. Для широких же пар достаточно диффузионного приближения. Подставляя формулы (43) в формулу (32) и перейдя к переменным h, η , находим искомое уравнение Фоккера-Планка для плотности $f(h, \eta)$:

$$\frac{\partial f}{\partial t} = Q \left\{ \frac{5}{2h} \frac{\partial}{\partial \eta} \left[\eta(1-\eta) \frac{\partial f}{\partial \eta} \right] + \frac{3}{2} \frac{\partial f}{\partial h} + \frac{\partial^2}{\partial h^2} (hf) \right\}, \quad (44)$$

где

$$Q = \frac{Dm_1 m_2}{m_1 + m_2}, \quad \eta = 1 - e^2$$

и для удобства изменен знак, то есть h - энергия связи, $h = -H$.

Само по себе диффузионное уравнение встречается в литературе, например, в [15], выкладки остаются в конце концов в численной форме, а аналитический вид (44), по-видимому, раньше никем не приводился.

4. Характерное решение диффузионного уравнения. В условиях реальных галактик фазовая плотность фона много меньше фазовой плотности внутри множества звездных пар (поскольку плотность числа пар в пространственном распределении сравнима с плотностью одиночных звезд, а для широких пар $v_0 \gg v_{1,2}$). Поэтому диффузия на границе $h=0$ идет как бы в пустоту. Несколько точнее, можно сказать, что фазовая плотность поддерживается на нулевом уровне при некотором малом $h = h_e$, соответствующем той энергии, при которой уже почти каждая проходящая звезда разрывает пару. Тогда стационарное состояние вблизи этой границы, как легко видеть из формулы (44), описывается функцией

$$f \sim \text{const} \cdot \left[1 - \left(\frac{h_e}{h} \right)^{5/2} \right]$$

и после перехода $h_e \rightarrow 0$ получаем, что на границе фазовая плотность

поддерживается на постоянном, по отношению к h , уровне, а не следует закону $h^{-5/2}$, который соблюдался бы при наличии некоей отражающей оболочки. При больших же энергиях связи закон $h^{-5/2}$, во всяком случае, правдоподобен: внешние возмущения на тесные пары почти не влияют.

С учетом сказанного о граничных условиях, можно подобрать подходящее решение (44), именно

$$f_0 = \text{const} \cdot h^{-5/2} \int_0^{h/t} u^{3/2} e^{-u/Q} du. \quad (45)$$

Заметим, что интегрирование (45) по всем h дает конечный результат, но не постоянный по t :

$$\int_0^\infty f_0 dh = \text{const} \cdot t^{-3/2}. \quad (46)$$

Итак, опустошение фазового пространства двойных звезд происходит по степенному закону (46). Его легко объяснить физически: в уравнении (44) присутствует единственная характерная компонента Q размерности h/t , дающая темп исчезновения объектов периферии до $h \sim Qt$, оставшиеся же пары с законом распределения $\sim h^{-5/2}$ тогда как раз и дают после интегрирования формулу (46).

Компоненты плотности, зависящие от η , дают при длительной эволюции существенно меньший вклад. Обычный прием разделения переменных позволяет получить решение $f_n = P_n(2\eta - 1) \cdot B(\eta, t)$, где P_n - полиномы Лежандра, а для функции B получаем уравнение

$$\frac{\partial B}{\partial t} = Q \left[\frac{3}{2} \frac{\partial B}{\partial h} + \frac{\partial^2}{\partial h^2} (hB) - \frac{5n(n+1)}{2h} B \right]. \quad (47)$$

Такой же, как раньше, прием с учетом граничных условий дает

$$B = \text{const} \cdot h^{-5/2-\mu} \int_0^{h/t} u^{3/2+2\mu} e^{-u/Q} du, \quad (48)$$

где

$$\mu = \frac{\sqrt{5(8n^2 + 8n + 5)} - 5}{4},$$

а в результате интегрирования (48) находим

$$\int_0^\infty B dh \sim t^{-(3/2+\mu)},$$

то есть неоднородности по η затухают существенно быстрее, чем общая фазовая плотность. Поэтому распределение пар по эксцентриситету должно в хорошем приближении следовать закону $\sim e$, несмотря на прогрессирующее опустошение области малых h .

5. Заключение. Широкие звездные пары до сих пор мало привлекали внимание теоретиков. Это связано, во-первых, с трудностью их обнаружения на фоне случайных оптических пар, во-вторых, как показывают расчеты в

данной статье, сама эволюция широких пар должна быть достаточно сложной из-за невозможности пренебречь гравитационным воздействием постоянно проходящих звезд. В какой-то мере оба фактора взаимосвязаны: расстояние внутри пары примерно такое же, как между звездами фона. Тем не менее, вся система пара + звезда фона может считаться тройной лишь геометрически, но не кинематически, так как члены пары, вообще говоря, остаются гравитационно связанными после ухода звезды поля за счет своей малой относительной скорости. Однако в большинстве космогонических моделей образование какого-то количества широких пар, по-видимому, неизбежно: либо непосредственно, либо в результате эволюции первоначально тесных пар. Фактический поиск широких пар представлял бы интерес для проверки различных космогонических представлений. Некоторые работы в этом направлении имеются [16].

Оценка значений $a = a^*$, до которых пары еще не успевают существенно разрушиться за время T существования Галактики, получается сравнением энергии связи пары $h^* = G m_1 m_2 / (2 a^*)$ с произведением QT . Это дает в условиях Галактики при обычных массах звезд $a^* \approx 3 \cdot 10^3 - 10^4$ а.е.

Возможны и другие варианты постановки задачи о связанных парах на фоне случайных воздействий, в частности, свою специфику имеет вариант $m_{1,2} \gg m$ [17,18].

Далее, проблема широких пар имеет некоторое родство с проблемами кометного облака вокруг Солнца и тех потоков молодых звезд, которые образуются в результате разрушения рыхлых скоплений и ассоциаций. Относительно длительное существование широких пар, как и вообще рыхлых звездных агрегатов, должно служить препятствием свободному перемешиванию звездных населений. Это надо принимать во внимание в схемах химической эволюции Галактики.

Что касается более тесных пар, то, кроме уже отмеченных, для них необходимо принимать во внимание такие существенные факторы, как приливные явления [11] в каждой компоненте и связанное с этим взаимное перераспределение орбитального и внутреннего момента [19]. Для пар близких галактик и других объектов эти факторы опять-таки проявляются несколько по-другому, в отличие от сравнительно единообразных задач с широкими парами гравитирующих тел.

Главная (Пулковская) астрономическая обсерватория РАН,
Россия, e-mail: baranov@gao.spb.ru

THE EVOLUTION OF A WIDE STAR PAIR AT THE EXPENSE OF IRREGULAR FORCES

A.S.BARANOV

The dynamical evolution of a wide star pair (with the distance in the typical conditions of the Galaxy $\sim 10^4$ AU) under the influence of random actions from stars of the background during passages has been theoretically studied. The passage giving at a certain instant an approximately equilateral triangle has been considered. The summary effect of many passages can be divided into systematic "heating" of the pair and into random diffusion according to the Keplerian elements a and e . The corresponding Fokker-Planck equation has been derived and the boundaries of its applicability have been indicated. The steady state distribution according to the quantities a and e has been obtained.

Key words: (stars:)wide pairs - stars:evolution:irregular forces

ЛИТЕРАТУРА

1. К.Ф.Огородников, Динамика звездных систем, Физматгиз, М., 1958.
2. Т.А.Азекян, Ж.П.Аносова, Астрофизика, **4**, 469, 1968.
3. D.Heggie, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., **173**, 729, 1975.
4. J.Hills, Astron. J., **80**, 809, 1975.
5. D.Heggie, P.Hut, Astrophys. J. Suppl. Ser., **85**, 347, 1993.
6. S.Sigurdsson, E.S.Phinney, Astrophys. J., **415**, Pt.1, 631, 1993.
7. M.Valtonen, Celest. Mech. Dyn. Astron., **68**, 27, 1997.
8. F.Leeuwin, F.Combes, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., **284**, 45, 1997.
9. В.А.Амбарцумян, Астрон. ж., **14**, 207, 1937.
10. Л.Э.Гуревич, Б.Ю.Левин, Астрон. ж., **27**, 273, 1950.
11. В.И.Докучаев, Успехи физ. наук, **161**, 1, 1991.
12. S.Chandrasekhar, Astrophys. J., **97**, 225 (Part I, II); **98**, 54 (Part III), 1943.
13. А.С.Баранов, Ю.В.Батраков, Астрон. ж., **51**, 310, 1974.
14. В.А.Антонов, А.С.Баранов, Бюлл. Ин-та теор. астрон., **13**, 52, 1974.
15. T.S. van Albada, Bull. Astron. Inst. Nethl., **20**, 57, 1968.
16. С.В.Верецагин, З.Т.Крайчева, Е.И.Попова и др., Письма в Астрон. ж., **13**, 62, 1987.
17. А.С.Баранов, Астрон. ж., **61**, 1098, 1984.
18. А.С.Баранов, Астрон. ж., **63**, 220, 1986.
19. P.Brosche, Astron. Nachr., **286**, 241, 1962.

УДК: 524.4

ГАРМОНИЯ МЕСТНОЙ СИСТЕМЫ

Р.Б.ШАЦОВА, Г.Б.АНИСИМОВА

Поступила 4 декабря 2002

Принята к печати 9 марта 2003

Даны аналитическое представление и наблюдательная проверка новой гармоничной схемы Местной системы (МС). В ней главные роли исполняют массивные оболочечные структуры (шпур), сочетающиеся с поясами звезд, газа и пыли. Геометрия трехосной МС тесно связана с эклиптической системой координат. Каждой оси соответствует свой экватор и своя дискретная, периодическая система меридианов. Наибольшая ось z является нормалью к плоскости S , проходящей через ядра четырех шпуров (I-IV). Вдоль этой оси пересекаются шесть меридианов, включая пояса Гулда (GB), Вокулера-Доллидзе (V-D) и плоскость Γ , перпендикулярную эклиптике E в точках солнцестояний. Вдоль средней оси x , совпадающей с линией равноденствий, пересекаются четыре меридиана, включая E и S . Ось z наклонена к E на $\approx 45^\circ$, а к плоскости Галактики на $\approx 21^\circ$. Общее число неповторяющихся основных плоскостей МС равно девяти. Подсчеты звезд ярче $V=9^m$ подтверждают их концентрацию ко всем основным плоскостям. Меридиан, перпендикулярный поясу Гулда ($\perp GB$), в качестве плоскости симметрии делит систему шпуров на две группы: (I, IV, Dor) и (II, III, Eri). Каждую охватывает сетка из 5 половин z -меридианов, изолируя группу и шпур внутри группы. В то же время x -меридианы и их экватор Γ в качестве «мостов» связывают ядра одних шпуров с оболочками других как своей, так и противоположной группы. Сходимость меридианов (поясов) к полюсам X , Y и Z связывает все детали с МС в целом. Симметричная МС с дискретными элементами напоминает кристалл.

1. *Введение.* В распределении близких объектов неба, входящих в Местную систему (МС), отмечаются две тенденции. Первая - клочковатость или хаотичность. Вторая, более четкая - упорядоченность в виде поясов концентраций звезд (Гулда - GB, Вокулера-Доллидзе - V-D и др.), газа HI (Кольцо Линдблада) и др. Обнаружены взаимосвязи между элементами МС, выделяются определяющие. В [2] выстроилась схема МС с ведущей ролью пояса шпуров S и подчиненной - геометрически правильной системой поясов звезд и незвездного вещества. Ее особенность - связь с эклиптической системой координат (ЭСК). Схему усиливает данное в разделе 2 аналитическое представление как отдельных элементов, так и их совокупности. Каноническая форма уравнения меридианов - синусоида для тангенсов широтных координат. Периодичность параметров девяти синусоид связывает их в единую МС.

В разделе 3 дается проверка схемы по звездам ярче $V=9^m$, спектральных классов A, F, G и K, по их локальным концентрациям (кластерам). Около 70% центров кластеров отстоят от ближайшего меридиана (средней линии звездного пояса) не дальше 3° , еще $\sim 20\%$ - не дальше 6° . Большинство кластеров вытянуто вдоль кругов схемы. Так даже

клочковатые кластеры вписываются в упорядоченную схему МС.

В разделе 4 описан функциональный характер взаимосвязей между шпурами-ядрами МС и звездными поясами, образующими ребра трехосной МС. Ребра (меридианы), связанные с большой осью z (нормалью к S), делят шпуры на две симметричные группы (I, IV, Dor) и (II, III, En) и изолируют каждый шпур. Ребра, связанные со средней осью x , совпадающей с линией равноденствий, объединяют "мостами" эти группы, ядра одних с оболочками других шпуров, образуют бары. Звездные пояса, огибающие оболочки, создают в совокупности звездное население шпуров, наряду с газовым и пылевым.

В разделе 5 отмечены некоторые вопросы места Солнечной системы в МС и места МС в Галактике.

Такова гармоничная МС, напоминающая кристалл.

2. Уравнения главных элементов структуры Местной системы.

Согласно [2], схема МС привязана к трем взаимно ортогональным осям x , y и z со своими экваторами и семействами меридианов. По сути, трем подсистемам МС соответствуют три системы координат. Однако ситуация упрощается, если, во-первых, допустить, что начала всех их совпадают, что не противоречит удаленности Солнца от плоскости S на $40 \pm (>40)$ пк, по [2], если, во-вторых, исключить подсистему y , т.к. все ее круги входят в две других подсистемы, и, в-третьих, использовать простые преобразования координат z подсистемы. Поэтому достаточно рассматривать одну систему координат - ЭСК. Уравнения экваторов S в z подсистеме и Γ в x -подсистеме имеют вид:

$$z = \frac{1}{\sqrt{2}}(\zeta - \eta) = 0, \quad \xi = 0, \quad (1)$$

Тогда нормальные уравнения соответствующих им семейств меридианов и их самих, как входящих в эти семейства

$$z: x \sin t - y \cos t = \xi \sin t - \frac{1}{\sqrt{2}}(\eta + \zeta) \cos t = 0, \quad (2)$$

$$x: \eta \cos t - \zeta \sin t = 0.$$

Согласно наблюдениям [2], углы t и τ в плоскостях S и Γ имеют дискретные периодические значения

$$t = \frac{m\pi}{6} \quad \text{и} \quad \tau = \frac{\mu\pi}{4} \quad \text{с} \quad m = 0, 1, \dots, 5 \quad \text{и} \quad \mu = 0, \dots, 3 \quad (3)$$

при закрепленных значениях для кругов ЭСК: для Γ с $m = 3$, когда $x = \xi = 0$ и для E с $\mu = 0$, когда $\zeta = 0$.

В сферическом варианте с подстановками

$$\begin{aligned} z: \quad \operatorname{tg} \delta &= \sqrt{2} \cdot \operatorname{tg} t, \quad \operatorname{tg} \beta^* = -1/\cos \delta, \\ x: \quad \delta &= 0 \quad \text{или} \quad 180^\circ, \quad \beta^* = 90^\circ - \tau \end{aligned} \quad (4)$$

для всех 9 кругов схемы получаем каноническую форму уравнения

$$\operatorname{tg} \beta = \operatorname{tg} \beta^{\circ} \sin(\lambda - \varrho), \quad (5)$$

где ϱ - восходящий узел синусоиды, $\operatorname{tg} \beta^{\circ}$ - ее полуамплитуда.

В восходящем узле λ увеличивается при переходе от $\beta < 0$ к $\beta > 0$, $\beta^{\circ} > 0$ соответствует $\lambda^{\circ} = \varrho + 90^{\circ}$. Форма (5) сохраняется и в экваториальных (α, δ), и в галактических (l, b) координатах. Лишь связи, аналогичные (4), включают также углы поворота их главных плоскостей относительно ЭСК. Равенство $\varrho = 0$ или 180° в эклиптикальных и экваториальных системах для x -меридианов означает, что узлы совпадают с точками равноденствий.

Таблица 1

ПАРАМЕТРЫ ГЛАВНЫХ ПЛОСКОСТЕЙ МС В
ЭКЛИПТИКАЛЬНЫХ, ЭКВАТОРИАЛЬНЫХ И
ГАЛАКТИЧЕСКИХ КООРДИНАТАХ

Обозначение m плоскости	(μ)	Эклиптикальные		Экваториальные		Галактические	
		ϱ	β°	ϱ	δ°	ϱ	b°
$\perp \Gamma$	0	180°	45°	180	22	236	69
$\perp (V - D)$	1	219	52	238	36	252	42
GB	2	248	69	258	62	296	22
Γ	3	90, 270	90	90, 270	90	7	30
V - D	4	112	69	102	62	33	55
$\perp GB$	5	141	52	122	36	45	83
Λ	0	180	90	180	67	97, 277	90
S	1	0	45	0	69	138	69
E	2	-	0	0	23	187	60

В табл.1 приведены численные значения параметров синусоид-сечений плоскостей небесной сферой в трех системах координат. Для кругов ЭСК (E, Λ , Γ) табл.1 дает точные значения, округленные до градуса. Для малых b° (5) можно заменить на форму для GB Тейлора и др. [3]:

$$b = b^{\circ} \sin(1 - \varrho). \quad (6)$$

Координаты полюса Z получаем как пересечение любой пары меридианов: ($\lambda_Z = 270^{\circ}, \beta_Z = 45^{\circ}$); ($\alpha_Z = 270^{\circ}, \delta_Z = 22^{\circ}$); ($l_Z = 48^{\circ}, b_Z = 21^{\circ}$). Координаты полюса X(Υ) известны: ($\lambda_{\Upsilon} = 0, \beta_{\Upsilon} = 0$); ($\alpha_{\Upsilon} = 0, \delta_{\Upsilon} = 0$); ($l_{\Upsilon} = 97^{\circ}, b_{\Upsilon} = -60^{\circ}$). Если рассматриваемая схема окажется в принципе верной, то принятые приближения - для наклона S к E (45°), нулевой свободный член в (5) и кратность долгот меридианов по (3) - определяют точность соответствия схемы МС наблюдениям. Проиллюстрируем это на примерах двух наиболее изученных поясов: для GB, по Комерону [4]: $\varrho = 285^{\circ}, b^{\circ} = 20^{\circ}$; по Тейлору и др. [3]: $\varrho = 295^{\circ}, b^{\circ} = 18^{\circ} \pm 1^{\circ}$. Для

V-D, по Долидзе, для круга №6 [1]: $\delta_L = 30^\circ$, $b^* \approx 50^\circ$. В обоих случаях наши значения δ_L и b^* из табл.1 мало отличаются от специальных рассмотрений.

Заметим, что термин "круг" используется для сечения плоскостью небесной сферы, а не истинной формы экваторов и меридианов. В этом смысле сформулируем вывод: уравнение (5) описывает каждый из 9 кругов, а (3) - их совокупность в МС в целом.

3. *Распределение звезд.* Для проверки схемы МС надо было обратиться к полным наблюдениям. Мы использовали подсчеты звезд ярче $V=9^m$ спектральных классов А, F, G и К по каталогу SAO [5,6]. Они были обработаны в [7,8]. Кроме небольшой зоны около южного полюса мира ($l=303^\circ$, $b=-28$), подсчеты дают близкую к полной статистику для ≈ 60 тыс. звезд. Пока не привлекаются параллаксы и собственные движения, нет необходимости в обращении к более современному каталогу (например, Hipparcos, Tycho 2).

По подсчетам звезд отбирались ячейки $(\square l, \square b) = (3^\circ, 3^\circ)$ с избыточным числом звезд

$$n_i(l, b) \equiv n_i > \bar{n} + i\sqrt{\bar{n}}, \quad i = 1, 2, 3, \quad (7)$$

где $\bar{n}$ - среднее по широте ($b, \square b = 3^\circ$) и долготе ($l, \square l = 45^\circ$), $\bar{n}$ - включают концентрации звезд к плоскости Галактики, к спиральным ветвям и, возможно, другие глобальные эффекты. Локальные эффекты содержатся в разностях $n_i - \bar{n}$.

Процент n_i - ячеек среди 7200 ячеек ($3^\circ, 3^\circ$) всего неба обозначим $\langle v_i \rangle$. Он немного зависит от спектрального класса звезд и от галактической широты. Интервалы $\langle v_i \rangle$ указаны в табл.2. Их совокупность не соответствует единому случайному распределению. Если $\langle v_1 \rangle$ близко к гауссовскому (15.9%), то $\langle v_2 \rangle$ и $\langle v_3 \rangle$ ближе к пуассоновскому, но с разными параметрами. Проявлением отклонения от случайного можно считать структурность распределения. Это, прежде всего, наличие большого числа слитных групп n_i - ячеек. Если ограничиться группами с числом контактирующих ячеек не меньше 9 и условно назвать их кластерами, то число кластеров равно 17, 17, 20, 22 у А, F, G, К классов, соответственно, у них есть повторяющиеся у разных спектров.

Таблица 2

ПРОЦЕНТ n_i - ЯЧЕЕК ПО ВСЕМУ НЕБУ И ВБЛИЗИ
ПОЛЮСОВ X, Y и Z

i	$\langle v_i \rangle, \%$	X	-X	Y	-Y	Z	-Z
1	16.4-18.0	25	28	23-28	26-27	31-34	55
2	4.8-5.9	12	5	8-9	10	16-18	29
3	1.1-1.6	-	2	0-4	-	8	10

Это в несколько раз больше, чем в случайных модельных распределениях для контактирующих между собой ячеек. Распределение кластеров по небу показано на рис.1 по [7], где разная окантовка и значки связаны со спектром звезд. Главными проявлениями не просто структурности, а реальности нашей схемы МС, являются попадание центров кластеров на основные ее круги, на пересечения кругов (их 34), а также наличие больших просветов между поясами, между их пересечениями. Здесь закономерны и отклонения, связанные как с принятыми приближениями, так и с шириной звездных поясов. Из-за сложной формы кластеров не очень точно определяются положения их центров. С этими оговорками около 70% отклонений от кругов находятся в пределах одной ячейки (т.е. $\leq 3^\circ$), еще около 20% - в пределах двух ячеек ($\leq 6^\circ$). Не далее 3° от пересечения кругов находятся ближайшие точки 25 n_i -кластеров на рис.1, т.е. 73%. Вблизи 12 пересечений z -меридианов с эклиптикой находятся яркие части зодиакальных созвездий.

Площадки $(\square l, \square b) = (30^\circ, 30^\circ)$, включающие Z- и X-полюса, имеют, по данным [7], наибольшие плотности n_i на своих широтах, для Y-полюсов просто большие, табл.2. Они значительно превышают среднее по небу $\langle n_i \rangle$. Что касается поясов в целом, то наибольшее число кластеров (14-16) имеют круги оси x , а наименьшее (11-12) V-D и $\perp (V-D)$. Различия могут быть истинными или связанными с разными средними расстояниями, спектральным составом и светимостями звезд, когда они проходят на передней стороне шпура, через его ядро или на задней стороне.

Показательно, что большинство кластеров вытянуты вдоль кругов (5). На каждом круге имеется хотя бы один очень протяженный кластер (табл.3) из звезд одного, двух или больше спектральных классов. С другой стороны, может вызвать удивление отсутствие на рис.1 кластеров на GB в интервале

Таблица 3

НАИБОЛЬШИЕ ЗВЕЗДНЫЕ КЛАСТЕРЫ ВДОЛЬ МЕРИДИАНОВ ПО (5)

№	Меридиан	m_i	Интервал долгот l	Интервал широт b	S_i	№	Меридиан	μ_i	Интервал долгот l	Интервал широт b	S_i
1	$\perp \Gamma$	0	$0^\circ + 45^\circ$	$20^\circ + 65^\circ$	A	10	Λ	0	$90^\circ + 100^\circ$	$0^\circ + 15^\circ$	F, K
2	$\perp (V-D)$	1	$90 + 130$	$-45 + -15$	K				$90 + 100$	$20 + 40$	F, K
3	GB	2	$60 + 160$	$-15 + +20$	A-K	11	Λ	0	$90 + 100$	$45 + 90$	A, K
4	Γ	3	$150 + 225$	$-20 + +20$	A-K	12	S	1	$320 + 350$	$-40 + 0$	F
5	V-D	4	$165 + 225$	$-20 + +40$	G, K	13	S	1	$110 + 140$	$-45 + 0$	F, K
6	V-D	4	$270 + 320$	$-50 + -60$	G, K	14	S	1	$280 + 315$	$20 + 65$	A-K
7	$\perp GB$	5	$205 + 240$	$-40 + +60$	A-K	15	E	2	$350 + 15$	$-30 + 15$	F-K
8	$\perp GB$	5	$30 + 45$	$-60 + -25$	F, G	16	E	2	$180 + 230$	$0 + 50$	F, G
9	Λ	0	$270 + 285$	$-50 + 35$	A, K	17	$\perp \Gamma$	3	$200 + 240$	$-60 + 50$	F-K

l (290-360-30°). Однако для этого круга наиболее характерны В-звезды, которые в этом интервале представлены ассоциацией Sco-Cep, не рассматриваемые в данной работе. Область неполной статистики около южного полюса мира попадает на круг Г. В ряде случаев, когда кластер оказывается на пересечении кругов, трудно установить его главную ориентацию, здесь возможно наложение. И еще есть случаи с намеком на существование параллелей в схеме МС (например, $S' \parallel S$), которые мы пока оставляем без внимания.

В целом, не менее 2/3 всех кластеров можно рассматривать в качестве индикаторов меридианов, описываемых формулой (5) с дискретными периодическими параметрами. А это значит, что они не случайные флуктуации, как обычно считалось.

Проявлением дискретности структуры МС служат волнообразные распределения прямоугольных координат ξ , η и ζ у близких звезд ($r \leq 25$ и $r \leq 50$ пк) [9,10].

Еще одним проявлением дискретности системы меридианов может стать их "разноцветность", если она подтвердится. Это голубоватый цвет В-звезд, наиболее характерный для GB, и желто-оранжевый большинства G и K звезд у $\perp$ GB, белый у V-D и оранжевый у $\perp$ (V-D) и т.д.

В следующем разделе покажем, как тесно связаны между собой меридианы и шпury. При этом замечен небольшой ($<5^\circ$) сдвиг V-D, $\perp$ Г и возможно $\perp$ (V-D) относительно петель по [11]. Если придать сдвигу значение, можно полагать, что он обязан нецентральному положению Солнца в МС, когда плоскость каждого меридиана наблюдается немного со стороны и по-разному. Нужные поправки в (5) еще предстоит определить. Но и без них удалось удостовериться в адекватности предложенной схемы реальной МС.

4. Меридианы и шпury в Местной системе. На рис.1 радиопетли I-IV представлены по Ландекеру и Вилебинскому [11] для частоты 150 МГц, а оболочки Eг1 и Dог по данным Долидзе [1]. Известны вариации в несколько градусов в размерах оболочек и в положениях их центров по разным радиочастотам, по рентгеновскому и гамма-излучениям, по H I и т.д. При огромных угловых размерах и нерезких очертаниях петель этим вариациям не придают большого значения. Соответственно едва ли существенны смещения некоторых меридианов на несколько градусов относительно деталей шпуров-ядер, краев, баров и др. (рис.1).

Важнее многочисленные совпадения. Это пять-шесть наибольших "краевых" кластеров из табл.3 (№ 1, 3, 8, 9, 10, 14) и многие меньшие, почти перпендикулярные лучу зрения. Вместе со всеми меридианами они огибают или касаются оболочек, имея их толщину. В ядрах петель, через которые проходят звездные бары, находятся звездные ассоциации.

В Петле I - Sco-Сеп (Уивер [12]), не столь мощные ВА-ассоциации обнаружили в Петле II (Морозов [13]) и в Петле III (Зенина [14]). Симметричны по отношению к центрам петель I и II кластеры на меридианах (E, S), (Г, $\perp(V-D)$); ($\perp \Gamma, \perp(V-D)$), ($\perp \Gamma, S$), причем на передней стороне Петли I находятся кластеры кругов E и Г. Детальные сопоставления можно продолжить.

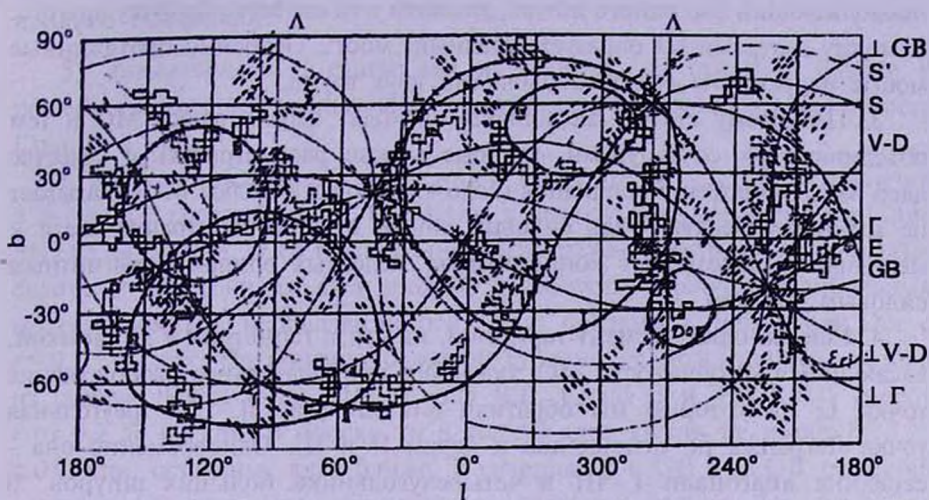


Рис.1. Взаиморасположение шпуров, оболочек, систем меридианов и A, F, G и K-кластеров, объединяющих не менее 9 контактирующих ячеек с числом звезд, больше средних $\bar{n}(l, b)$ на $\sqrt{n}$. Квадратики - A и F, штрихи - G ($\backslash$) и K ($/$).

Совокупности звездных поясов - меридианов и шпуров функционально связаны между собой.

1. Все шпур и оболочки МС делятся на две группы: (I, IV, Dor) и (II, III, Eri). Они расположены довольно симметрично относительно плоскости $\perp GB$ или коридора между группами или туннеля в локальном газе и пыли с $l=210^\circ-240^\circ$ и в противоположном направлении, по Бочкареву [15]. Симметрия весьма детальна, касаясь пар: I и II, III и IV, Dor и Eri. Сетки из пяти z -меридианов, перекрученные в полюсах Z и -Z, очерчивают снаружи эти группы. В силу периодичности (3) симметричны к $\perp GB$ и полумеридианы V-D и $\perp \Gamma$, Г и $\perp(V-D)$. Одна половина GB проходит через ядро I и касается Dor, другая половина проходит между оболочками II и III, касаясь их, и через ядро Eri, т.е., между членами групп (рис.1).

Для полной симметрии системы относительно S или S' в ней недостает объектов вблизи полюса Z-антиподов Eri и Dor (вблизи -Z). Возможно, что ими являются гигантские молекулярные облака из списка Дейма и др. [16]: Aquila Rift, Cloud B и Vul Rift с расстояниями до 0.4 клк, массами порядка $10^5 M_\odot$, и угловыми размерами $10^\circ-25^\circ$.

2. Сетка из x и y кругов обволакивает все 6 оболочек, объединяя их в единую систему с полюсами $(X, -X) \equiv (\Upsilon, \underline{\Delta})$. Ориентация оси x определяется большими петлями I и IV на стороне $\underline{\Delta}$, и II - на стороне Υ . Все три главных круга ЭСК проходят в виде баров через ядра шпуров: Λ - II, Γ - III, E - IV. А поскольку через все ядра проходит круг S' , имеем по два пересекающихся бара в каждом шпуре. Меридиан, продолжающий бар одного шпура, касается или огибает оболочку другого. А между шпурами он образует звездный "мост". Особенно протяженные мосты перекинуты между оболочками двух групп.

3. По своему статусу меридианы проходят через полюса МС и тем объединяют их со шпурами, которые можно рассматривать в качестве ядер МС. Геометрия меридианов (ядро - оболочка - полюс МС) указывает на их динамическую роль силовых линий МС. Концентрация звезд к меридианам напоминает концентрацию железных опилок к магнитным силовым линиям.

4. Еще на один элемент гармонии, на связь геометрии с динамикой, касающийся устойчивости МС, указывает примечательное расположение точки L , на которую мы обратили внимание в [2]. L - треугольная точка Лагранжа по отношению к ядрам II и III. Одновременно она - середина диагонали I - III в четырехугольнике больших шпуров. В пределах ошибок координат L ($l = 25^\circ \pm 5^\circ$, $b = 63^\circ \pm 5^\circ$, $r = 70$ пк ± 5 пк) и приближения схемы МС эта точка попадает на круг $\perp \Gamma$, связывающий полюса X и Z . При этом $-XL = LZ = 45^\circ$.

Подробности взаимоотношений между девятью кругами МС и шестью шпурами резюмирует табл.4. Повторяемость S и $\perp \Gamma$ в альтернативных столбцах табл.4 связана с их принадлежностью обоим составляющим (x и z). Спорны различие между S и S' и соответственно принадлежность S' ядрам, а S - оболочкам.

Таблица 4

ЗВЕЗДНАЯ СОСТАВЛЯЮЩАЯ ПЕТЕЛЬ И МЕРИДИАНЫ МС

Петля	Ядро, бар		Оболочка		Число кругов
	x -круги	z -круги	x -круги	z -круги	
I		S', GB	$E, \Lambda, \perp \Gamma, S$	$V-D, \Gamma, \perp (V-D), \perp \Gamma$	8-9
II	Λ	S'	$E, \perp \Gamma, S$	$GB, \perp (V-D), \perp \Gamma, \perp GB?$	6-8
III	Γ	S'	Λ, S	$GB, V-D, S?$	5-6
IV	E	S'	$\Lambda?, S$	$\perp \Gamma, \perp (V-D), S$	4-6
Eri		$\perp (V-D)$	$E?$	$GB, \perp \Gamma$	3-4
Dor	Γ		Λ	GB, Γ	4

Похоже, что для выполнения описанных выше функций минимальное число кругов. именно 9.

В ряде работ, в том числе в [7,8], мы обосновывали существование у шпуров звездной составляющей, наряду с газовой и пылевой. Теперь видно, что подтвержденная здесь звездная составляющая распадается на части, принадлежащие звездным меридианам, продолжающимся за пределами шпуров. Таким образом, звездные меридианы одновременно входят в массивные шпур и в МС в целом. Кластеры при этом имеют двойное подчинение.

5. *Заключение.* В статье мы не решали, но подошли близко к решению некоторых важных задач, касающихся Местной системы и места Солнца в ней.

1. Изучая, в основном, внутреннюю структуру МС, отметив различия в x -, y - и z -составляющих, приходим к выводу, что внешнее очертание МС не сферично. О ее протяженности по разным направлениям можно судить по расстояниям ядер шпуров и радиусам оболочек. Наибольшая протяженность в направлении оси $-z$ по близким к ней Egi и Dog с $r=0.5 \pm 0.1$ кпк. На противоположной стороне $+z$ молекулярные облака из списка Дейма и др. [16] (Aquila Rift, Cloud B и Vul Rift) имеют r от 0.2 до 0.4 кпк. В плоскости S только ядро Петли IV имеет $r=0.25 \pm 0.09$ кпк, остальные ядра ближе. В сечениях S с GB и $\perp$ GB различия почти в 1.5 раза. Это подтверждает овальное кольцо Линдблада по распределению HI [4]. Итак, форма МС вытянута вдоль оси z и притом ребристая.

2. Увидеть описанную гармоничную картину МС можно, находясь в центре МС или недалеко от него, на расстоянии порядка ошибок расстояний шпуров. Поскольку все шпуровы наблюдаются извне, мы находимся между двумя их группами, в одном коридоре с осью (z , $-z$) и плоскостью $\perp$ GB, в туннеле газа и пыли по [15]. Это нейтральная позиция по отношению к группам и наиболее благоприятная для жизни. Ведь физические условия внутри групп и особенно шпуров экстремальны: мощнейшие гравитационные поля, способные нарушить устойчивость планетной системы, и сильные магнитные поля, температура в миллионы градусов, интенсивные рентгеновское и гамма излучения и др. Благоприятные условия для Солнечной системы и окрестных звезд сохранятся на обозримое будущее, поскольку векторы скоростей пекулярных движений не пересекают оболочек. В [2] отмечалось, что по многочисленным определениям солнечный апекс лежит вблизи полюса $+Z$ (в созвездии Геркулеса). В близких направлениях движутся многие соседние звезды.

3. Важная роль в структуре МС главных элементов эклиптикальной системы координат «открывает» считавшуюся замкнутой Солнечную систему, показывает, что в некоторых отношениях она подчиняется общим для МС закономерностям. Граница замкнутости отодвигается до

0.5 кпк, если она вообще существует внутри Галактики. Можно говорить лишь об относительной замкнутости, когда внутренние силы превышают внешние. Тем не менее, именно внешние поля сыграли решающую роль в ориентации Солнечной системы в одной из x -плоскостей (эклиптика) и в движении по оси z .

4. Стройная геометрия - симметрично расположенные ребра (меридианы) и ядра (шпury, оболочки, молекулярные облака) - главный признак кристаллообразной структуры МС. Она не содержит заметных возмущений от дифференциального вращения Галактики и других причин. Это означает относительную устойчивость, доминирующую роль внутренних полей в МС. Такая МС могла образоваться в процессе приливных явлений в системе массивных шпуров, расстояния между которыми мало отличаются от их размеров.

Ростовский государственный педагогический университет,
Россия, e-mail: galina@iubip.ru

THE LOCAL SYSTEM HARMONY

R.B.SHATSOVA, G.B.ANISIMOVA

The analytic notion and the observational verification of new harmonious scheme of Local system (LS) is given. The main roles in it play the massive shell structures (spurs), combining with the belts of stars, gas and dust. The geometry of three-axis LS is closely connected with the ecliptical coordinate system. Each axis corresponds to its own equator and its own system of discrete periodical meridians. The largest axis z is a normal to S-plane, passing through the nuclei of four spurs. The six z -meridians are crossing along this axis. They include Gould Belt (GB), Vaucouleur-Dolidze Belt, Γ -plane, which is perpendicular to ecliptic E in the points of solstice. The four meridians, including E and S , are crossing along the mean axis x , coinciding to the equinox line. The z axis is inclined to E on $\approx 45^\circ$, and to the Galactic plane on $\approx 21^\circ$. The whole number of the unrepeatd main LS planes is equal to nine. The counts of stars brighter $V=9^m$ confirm their concentration to all main planes. The meridians perpendicular to the Gould Belt ($\perp GB$), as a symmetry plane, divides the spurs system into two groups: (I, IV, Dor) and (II, III, Eri). Each of them is embraced by the net of five halves of z -meridians, isolating the group and the spurs inside the group. At the same time x -meridians and their equator Γ like the bridges connect the nuclei of a certain spurs with the shells of other

spurs of the same or of the opposite group. The meeting of the meridians (belts) to the poles X, Y, Z connects all details with LS in the whole. The symmetrical and discrete LS reminds a crystal.

Key words: *Galaxy:Local system:structure*

ЛИТЕРАТУРА

1. М.В.Долідзе, Письма в Астрон. ж., 6, 1745, 1980.
2. Р.Б.Шацова, Г.Б.Анисимова, Астрофизика 45, 535, 2002.
3. L.S.K.Taylor, K.L.Dickman, N.Z.Scoville, Astrophys. J., 315, 104, 1987.
4. F.Comeron, "Structure and Evolution of Stellar Systems", St.Peterburg, 1997, p.161.
5. Г.Б.Анисимова, "Подсчеты А0-А2 звезд по каталогу SAO", Den. №3058-83, 1983.
6. И.А.Зенина, "Подсчеты звезд спектральных классов В, F, G, К по каталогу SAO", Den. №1770-B91, 1991.
7. Р.Б.Шацова, Г.Б.Анисимова, Астрономо-геодезические исследования, Свердловск, 73, 1989.
8. Р.Б.Шацова, Г.Б.Анисимова, И.А.Зенина, Астрофизика, 30, 495, 1987.
9. Р.Б.Шацова, Г.Б.Анисимова, "Переменные звезды - ключ к пониманию строения и эволюции Галактики", Н.Архыз, 258, 2000.
10. R.B.Shatsova, G.B.Anisimova, "Stellar Dynamics from Classic to Modern", St.Peterburg, 64, 2001.
11. T.L.Landecker, R.Wielebinski, Austral. J. Phys. Astrophys. Suppl, №16, 1, 1970.
12. H.Weaver, IAU Symp. №84, 295, 1979.
13. П.А.Морозов, Дипломная работа, РГПИ, 1990.
14. И.А.Зенина, Астрофизика, 33, 283, 1990.
15. N.G.Bochkarev, Astrophys. and Space Sci., 138, 229, 1987.
16. T.M.Dame, H.Ungererchts, R.S.Cohen, E.J. de Geus et al., Astrophys. J., 322, 706, 1987.

CONTENTS

Spectroscopic study of a large sample of galaxies discovered in the Second Byurakan survey fields	<i>M.V.Gyulzadyan, J.A.Stepanian, A.R.Petrosian, D.Kunth, B.McLean, G.Comte</i>	167
On the distance to nearby dwarf galaxy NGC 1569	<i>L.N.Makarova, I.D.Karachentsev</i>	181
An estimation of the luminosity function for M51-type galaxies	<i>S.A.Klimanov</i>	191
Physical connection of Kazarian galaxies with their surrounding galaxies	<i>M.A.Kazarian, J.R.Martirosian</i>	207
Spectral investigation of multiple IRAS - galaxies	<i>A.M.Mickaelian, L.R.Hovhannisyan, L.A.Sargsyan</i>	221
Multicolor photometric investigation of V1494 Aql in 2002	<i>E.P.Pavlenko, O.I.Dudka, A.V.Baklanov</i>	237
Results of photoelectric observations of V448 Cyg	<i>M.I.Kumsiashvili, N.T.Kochiashvili</i>	249
Infrared properties of a sub-sample of late-type stars provided by the First Byurakan spectral sky survey	<i>K.S.Gigoyan, N.Mauron, M.Azzopardi</i>	259
Evolution of pulsars with energy releases in the superfluid core of neutron star	<i>D.M.Sedrakian, M.V.Hairapetian, A.A.Sadovyan</i>	269
Hipparcos kinematics of nearby and distant stars	<i>E.V.Drobitko, V.V.Vityazev</i>	279
Spatial distribution of magnetic CP stars	<i>D.O.Kudryavtsev, I.I.Romanyuk</i>	293
The evolution of a wide star pair at the expense of irregular forces	<i>A.S.Baranov</i>	305
The Local system harmony	<i>R.B.Shatsova, G.B.Anisimova</i>	319

СОДЕРЖАНИЕ (продолжение)

ИНФРАКРАСНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ЗВЕЗД ПОЗДНИХ СПЕКТРАЛЬНЫХ КЛАССОВ ИЗ ОБЗОРА FBS	<i>К.С.Гигоян, Н.Маурон, М.Аззопарди</i>	259
ЭВОЛЮЦИЯ ПУЛЬСАРОВ С УЧЕТОМ ЭНЕРГОВЫДЕЛЕНИЯ В СВЕРХТЕКУЧЕМ ЯДРЕ НЕЙТРОННОЙ ЗВЕЗДЫ	<i>Д.М.Седракян, М.В.Айрапетян, А.А.Садоян</i>	269
КИНЕМАТИЧЕСКИЙ АНАЛИЗ БЛИЗКИХ И ДАЛЕКИХ ЗВЕЗД КАТАЛОГА HIPPARCOS	<i>Е.В.Дробитько, В.В.Витязев</i>	279
ПРОСТРАНСТВЕННОЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЕ МАГНИТНЫХ СР-ЗВЕЗД	<i>Д.О.Кудрявцев, И.И.Романюк</i>	293
ЭВОЛЮЦИЯ ШИРОКОЙ ЗВЕЗДНОЙ ПАРЫ ЗА СЧЕТ ИРРЕ- ГУЛЯРНЫХ СИЛ	<i>А.С.Баранов</i>	305
ГАРМОНИЯ МЕСТНОЙ СИСТЕМЫ	<i>Р.Б.Шацова, Г.Б.Анисимова</i>	319