

ԱՍՏՂԱՖԻԶԻԿԱ

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 33

ДЕКАБРЬ, 1990

ВЫПУСК 3

- РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ЗВЕЗД РАННИХ ТИПОВ В НАПРАВЛЕНИЯХ
ЗВЕЗДНЫХ АССОЦИАЦИЙ Per OB 1, Sco OB 1 и Cyg OB 1
Г. М. Товмасын, Р. Х. Огансян, Р. А. Епремян, Д. Югнен 329
- ПЕРВЫЙ БЮРАКАНСКИЙ СПЕКТРАЛЬНЫЙ ОБЗОР НЕБА. ГОЛУБЫЕ
ЗВЕЗДНЫЕ ОБЪЕКТЫ. III. ПОЛОСА $\delta = +43^\circ$
Г. В. Абрамян, В. А. Липовецкий, А. М. Микаелян, Дж. А. Степанян 345
- СПЕКТРАЛЬНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ ОБЪЕКТОВ ВТОРОГО БЮРАКАН-
СКОГО ОБЗОРА. ЗВЕЗДНЫЕ ОБЪЕКТЫ. III. ПОЛЯ $\alpha = 12^{\text{h}}22^{\text{m}}$,
 $\delta = +55^\circ 00'$ и $\alpha = 15^{\text{h}}30^{\text{m}}$, $\delta = +59^\circ 00'$
*Дж. А. Степанян, В. А. Липовецкий, А. И. Шаповалова, Л. К. Ерасто-
ва, В. О. Чавушян* 351
- СВЯЗЬ МЕЖДУ ВЕЛИЧИНОЙ МАГНИТНОГО ПОЛЯ И СОДЕРЖАНИ-
ЕМ ГЕЛИЯ У ЗВЕЗД С УСИЛЕННЫМИ ЛИНИЯМИ ГЕЛИЯ
Ю. В. Глаголевский, Ф. Г. Копылова, Л. С. Любимков 363
- ОБ ЭФФЕКТЕ ГОЛУБОГО СМЕЩЕНИЯ ЭМИССИОННЫХ ЛИНИЙ
СВЕРХНОВЫХ, ОБУСЛОВЛЕННОМ КОНЕЧНОСТЬЮ СКОРО-
СТИ СВЕТА *А. Э. Григорян, Т. Г. Аршакян* 371
- КИНЕМАТИКА ЗВЕЗД В ФИГУРАХ КОВАЛЬСКОГО—КАПТЕЙНА. II.
Р. Б. Шацова, Г. Б. Анисимова 379
- РАДИАЛЬНЫЕ СИСТЕМЫ ТЕМНЫХ ГЛОБУЛ. I.
А. Л. Гюльбудагян, В. А. Акопян 395
- СЛАБЫЕ ГАЛАКТИКИ В ГРУППАХ ЯРКИХ ГАЛАКТИК
А. Т. Каллоглян, С. Р. Унанян 407

(Продолжение на 4-й странице обложки)

ЕРЕВАН

Выходит с 1965 г. 6 раз
в год на русском
и английском языках

Խմբագրական կոլեգիա՝ Գ. Ս. Բիսնովատի-Վոզան, Վ. Գ. Գորրացկի (գլխ. խմբագրի տեղակալ), Վ. Պ. Գրիմին, Վ. Վ. Իվանով, Ն. Ս. Կարդաշև, Վ. Հ. Համբարձումյան, Ա. Գ. Մասեյչ, Լ. Վ. Միրզոյան (գլխ. խմբագիր), Գ. Ս. Սահակյան, Վ. Յու. Տերտրիժ, Ա. Տ. Քալյուղյան (պատ. քարտուղար)։

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

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

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

«АСТРОФИЗИКА» — научный журнал, издаваемый Академией наук Армении. 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.

Журнал выходит 6 раз в год, подписная плата за год 10 р. 80 к. Подписку можно провезти во всех отделениях Союзпечати, а за границей через агентство «Международная книга», Москва, 200.

«ԱՍՏՐՈՖԻԶԻԿԱ»-ն գիտական հանգրվան է, որը հրատարակում է Հայաստանի Գիտությունների ակադեմիան: Հանգրվանը ազգերում է ինքնառիթմ հոդվածներ աստղերի ֆիզիկայի, միգամածությունների ու միջաստղային միջավայրի ֆիզիկայի, աստղաբաղադրյալներ և աստղաբաղադրյալների աստղաֆիզիկայի, ինչպես նաև աստղաֆիզիկայի սահմանակից բնագավառների գծով: Հանգրվանը նախատեսված է գիտական աշխատակիցների, ասպիրանտների և բարձր կուրսերի ուսանողների համար:

Հանգրվանը լույս է տեսնում տարեկան 6 անգամ, բաժանորդագինը 10 ա. 80 կ. մեկ ամիսը համար: Բաժանորդագրվել կարելի է «Սոյուզպեչատ»-ի բոլոր բաժանմունքներում, իսկ արտասահմանում՝ «Մեթոդներ հարկային կենտրոն» գործակալության միջոցով, Մոսկվա, 200.

УДК: 524.312:520.2

РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ЗВЕЗД РАННИХ ТИПОВ В НАПРАВЛЕНИЯХ ЗВЕЗДНЫХ АССОЦИАЦИЙ Per OB 1, Sco OB 1 и Cyg OB 1

Г. М. ТОВМАСЯН, Р. Х. ОГАНЕСЯН, Р. А. ЕПРЕМЯН, Д. ЮГЕНЕН

Поступила 25 октября 1990

Принята к печати 18 ноября 1990

На основе результатов наблюдений на $\lambda 1640 \text{ \AA}$ с помощью космического телескопа «Глазар» [1] исследовано распределение в пространстве звезд ранних типов и межзвездной пыли в направлении звездных ассоциаций Per OB 1, Sco OB 1 и Cyg OB 1. В области Персея обнаружены четыре звездные ассоциации типа OB, расположенные на расстояниях 460, 850, 1500 и 2600 пк. Скопление h и χ Персея находятся в составе дальней ассоциации. В близких ассоциациях Per OB 0.5 и Per OB 0.8 (новая система обозначения звездных ассоциаций описана далее в тексте) пыль распределена клочковато и обуславливает поглощение до 3^m на $\lambda 1640 \text{ \AA}$. Пыль отсутствует в пространстве между всеми ассоциациями. Обнаружено более плотное пылевое облако небольших размеров, расположенное ближе ассоциации Per OB 0.5 и проектирующееся на область правее и ниже скоплений h и χ Персея. У звезды HD 12303 предположено наличие плотной околосредной оболочки. В области Скорпиона обнаружены две звездные ассоциации, Sco OB 0.25 и Sco OB 1.7, на расстояниях около 250 и 1700 пк соответственно. Обнаружено наличие пыли в объеме ассоциаций, в пространстве между ними пыли нет. Заподозрено наличие пылевой оболочки у звезды HD 151139. В области Лебеда обнаружены три группировки звезд ранних типов на расстояниях в 300, 660 и 1300 пк, последние две из которых являются звездными ассоциациями типа OB. Как и в двух первых областях, и здесь пылевая материя имеется в объеме самих звездных ассоциаций. Пространство же между ними свободно от пыли.

В статье Товмасына и др. [1] были представлены результаты ультрафиолетовых наблюдений в областях звездных ассоциаций Per OB 1, Sco OB 1 и Cyg OB 1, выполненных с помощью орбитального телескопа «Глазар» [2].

В этих областях было зарегистрировано соответственно 42, 20 и 30 звезд ранних типов ярче $\sim 10^m$ на $\lambda 1640 \text{ \AA}$. В настоящей работе исследовано распределение наблюдаемых звезд в пространстве, а также распределение пылевой материи. С этой целью, как и в работах [3, 4], по соответствующим данным звезд каждой из наблюдавшихся областей были построены так называемые графики переменной экстинкции, т. е. графики за-

звсисмостью модулей расстояний $(m-M)_{1640}$ от избытков цвета $E(m_{1640}-V)$.

Для построения этих графиков с учетом опубликованных спектральных типов звезд и их колориметрических данных [5—13], во-первых, по методу Джонсона и Моргана [14] при использовании независимого от межзвездного поглощения параметра Q были уточнены так называемые фотометрические спектральные типы и классы светимостей соответствующих звезд. Затем с помощью таблиц работ Готтмба [15] и Карночана [16] были определены абсолютные звездные величины M_V и нормальные показатели цвета $(m_{1640}-V)_0$ соответствующих звезд. При этом данные цветов $m_{1665}-V$ и $m_{1965}-V$ в [16] были проинтерполированы к длине волны $\lambda 1640$ А. Используя определенные таким образом значения абсолютных звездных величин M_V вместе с нормальными цветами $(m_{1640}-V)_0$ и наблюдаемыми значениями V и m_{1640} были определены необходимые для построения графиков переменной экстинкции значения избытков цветов $E(m_{1640}-V)$ и модулей расстояний $(m-M)_{1640}$.

В табл. 1, где нумерация наблюдавшихся звезд в Персее, Скорпионе и Лебеде дана в соответствии с работой [1], приведены фотометрические

Таблица 1

ПАРАМЕТРЫ ИССЛЕДОВАННЫХ ЗВЕЗД

№	HD, BD	S_{ph}	$m_{1640}-V$	$E(m_{1640}-V)$	$(m-M)_{1640}$	A_{1640}
1	2	3	4	5	6	7

Область в Персее

1	12303	B8V	0 ^m 96	2 ^m 81	8 ^m 05	4 ^m 92
2	12323	09.5V	-2.60	1.53	14.93	2.68
3	+54°448	B5V	-1.70	0.93	11.03	1.63
4	12557	A0	-1.1	—	—	—
5	12682	A0	-1.7	—	—	—
6	12709	B4 III	-1.06	1.57	12.13	2.75
7	12727	B1 III	-2.13	1.56	15.00	2.73
8	12856	O5V	-0.93	3.47	17.8	6.07
9	12981	OB	-1.70	—	—	—
10	12994	B6.5V	-1.13	1.16	10.34	2.03
11	13051	B0.5III	-1.70	2.13	15.53	3.73
12	13089	A0	-2.3	—	—	—
13	13267	B6 1a	0.54	2.05	15.51	3.59
14	13268	O7V	-1.58	2.67	16.25	4.67
15	13331	B7 III	-0.99	0.98	10.37	1.72

Таблица 1 (продолжение)

1	2	3	4	5	6	7
16	13551	B0.5V	-1 ^m 43	2 ^m 50	15 ^m 13	4 ^m 38
17	13621	B0.5IV	-1.78	2.04	14.42	3.57
18	13669	B2 Ve	-1.10	2.29	12.69	4.01
19	13717	B9 II	-0.26	1.27	12.23	2.22
20	13716	B0.5III	-0.67	3.16	16.13	5.53
21	13745	O9 III	-1.17	3.02	16.49	5.29
22	13831	O9.5 IV	-1.36	2.57	16.43	4.50
23	13841	B1.5Ib	-0.29	2.46	15.35	4.31
24	13854	B0.5Iab	-0.08	2.99	15.67	5.23
25	+56°473	B0.5III	-1.67	2.16	15.93	3.78
26	13866	B2.5Ib	-0.20	2.37	15.57	4.15
27	13970	B1 V	-0.99	2.70	14.49	4.73
28	14014	B1 V	-1.25	2.44	14.69	4.27
29	14052	B2 Ib	-0.98	1.59	15.47	2.78
30	14134	B5 Ia	0.24	2.00	15.36	3.50
31	14302	B2 II	-0.97	2.31	15.28	4.04
32	14331	B0 III	-0.65	3.41	16.86	5.97
33	+56°554	OB	-1.04	—	—	—
34	14357	B1 II	-0.83	2.65	16.28	4.64
35	14434	O6 V	-1.70	2.60	16.60	4.55
36	14433	B9.5 Ia	0.81	1.11	14.60	1.94
37	14443	B2 Ib	-1.15	1.42	15.17	2.49
38	+56°576	—	-2.2	—	—	—
39	14489	A0 Ia	2.13	2.24	14.49	3.92
40	14529	B8 V	-2.64	—	—	—
41	14818	B1 Ia	-0.15	2.82	15.67	4.94
42	14871	B4.5V	-1.05	1.64	10.84	2.87

Область в Скорпионе

1	150093	B8.5 V	-0.7	0.94	8.24	1.65
2	150591 AB	B6 V	-2.72	0.0	6.72	0.0
3	150742 AB	B2.5 V	-2.61	0.60	8.41	1.05
4	151003	O9.5 II	-1.69	2.34	15.13	4.10
4a	151139	B1 III	-0.70	2.99	14.99	5.23
46	151515	O9 III	-2.06	2.13	14.89	3.73
5	151564	B0.5 IV	-1.86	1.96	14.22	3.43
6	151683	B9 V	0.20	1.55	9.85	2.71

Таблица 1 (продолжение)

1	2	3	4	5	6	7
7	151804	B1 Ia	-2 ^m 22	0 ^m 75	12 ^m 57	1 ^m 31
8	151932	B1 Ia(WN7)	-1.39	1.58	14.67	2.77
9	151965	B4.5 V	-2.25	0.44	8.04	0.77
10	152042	B0.5 IV	-1.49	2.33	14.82	4.08
11	152060	B1.5 IV	-1.21	2.30	15.56	4.03
12	152096	B2 IV	-2.32	1.15	13.57	2.01
13	326306	B1 V _a	-1.32	2.37	15.69	4.15
14	152182	B0.5 IV	-0.92	2.90	16.32	5.08
15	152198	B0.5 III	-0.93	2.90	15.73	5.08
16	152217	B0.5 III	-1.46	2.37	15.53	4.15
17	152246	O9 III	-1.70	2.49	15.79	4.36
18	152268	B0.5 IV	-1.63	2.19	14.62	3.83
19	152292	B0.5 IV	-1.64	2.18	15.02	3.82
20	152408 AB	B0.5 Ia	-1.37	1.80	13.97	3.15

Область в Лобде

1	192538	A0.5 III-IV	-0.55	0.0	6.65	0.0
2	193639	B0.5 Ia	0.19	3.36	16.22	5.88
3	192640 AB	A0 III	0.93	1.60	7.17	2.80
4	+36°3964	B2 IV	-0.98	2.49	14.27	4.36
5	192934	A0 V	-0.47	0.10	5.77	0.18
6	192987	B7 IV	-1.98	0.18	7.66	0.32
7	193007	B1.5 II	-0.41	2.91	15.67	5.09
8	193032	B0.5 II	-0.62	3.15	16.17	5.51
9	193076	B1 II	-0.24	3.24	15.98	5.67
10	+38°3991	B2 IV	0.27	3.74	15.77	6.55
11	193237	B1 Ia	0.09	3.09	14.5	5.41
12	+37°3873	B2 IV	0.10	3.37	14.57	5.90
13	193289	B8 V	-0.5	1.35	10.15	2.36
14	193369	A0 IV	-0.08	0.34	5.92	0.96
15	193427	B1 IV	-0.52	3.19	16.31	5.58
16	193514	B0.5 III	0.39	3.44	16.53	6.02
17	193576	B1 III	-0.20	3.49	15.79	6.11
18	193512	B6 IV	-1.04	1.25	11.19	2.19
19	193621	B9.5 V	-0.27	0.70	6.87	1.23
20	193681	B8 V	-1.39	0.46	8.85	0.81
21	+38°4026	B8 III	-1.75	0.08	9.51	0.14
22	193814	B V	-1.18	0.67	8.45	1.17

Таблица 1 (продолжение)

1	2	3	4	5	6	7
23	193855	B3III	-0 ^m .50	2 ^m .49	13 ^m .19	4 ^m .36
24	194206 AV	B6 IV	-1.54	0.75	8.79	1.31
25	194335	B2.5 IIIe	-3.10	0.25	9.40	0.44
26	194357	B9 II	0.42	1.95	11.83	3.41
27	194467	B9.5 IV	-0.23	0.59	8.82	1.03
28	194480	B4 V	-2.20	0.63	10.03	1.10
29	195050	A2 V	0.38	0.16	7.62	0.28
30	195132	A0	-1.70	-	-	-

спектральные типы звезд, значения их наблюдавшихся цветов, избытков цвета, модулей расстояний, а также значения поглощений A_{1640} . Последние определялись с помощью соотношения $A_{1640} = 1.75 E (m_{1640} - V)$, получаемого из формулы $E (m_{1640} - V) = A_{1640} - A_V$, принимая, что, согласно [17], $A_V = 3.3 E_{B-V}$, и, согласно [18], $A_{1640} = 7.69 E_{B-V}$.

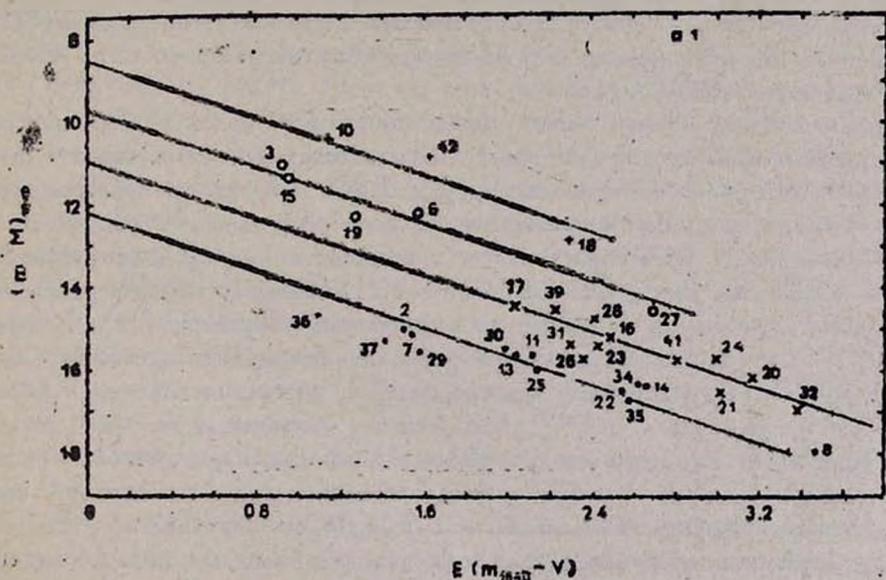


Рис. 1. График переменной экстинкции для звезд ранних типов в Персее. Знаками +, o, x и точками обозначены звезды групп, находящиеся на средних расстояниях в 460, 850, 1500 и 2600 пк соответственно.

На рис. 1, 3 и 5 представлены графики переменной экстинкции

$$(m - M)_{1640} = (m - M)_{1640} + A_{1640} \quad (1)$$

или, в соответствии с приведенным выше выражением для A_{1640} .

$$(m - M)_{1010} = (m - M)_{1640}^0 + 1.75E(m_{1610} - V), \quad (2)$$

для наблюдавшихся областей в Персее, Скорпионе и Лебеде соответственно. Значком «0» обозначен исправленный за поглощение модуль расстояния.

Согласно выражению (2), звезды, составляющие отдельные физические группировки, располагаются на графиках переменной экстинкции у прямых линий с угловым коэффициентом наклонов 1.75 и пересекающих ось абсцисс в точке, соответствующей модулю расстояния среднего значения расстояний звезд данной группы.

Благодаря большому воздействию поглощения на измеряемые значения звездных величин на $\lambda 1640 \text{ \AA}$ по сравнению с соответствующими значениями в видимом диапазоне длин волн, существующие физические группировки звезд достаточно отчетливо выделяются на построенных графиках.

Ниже рассмотрены результаты исследования распределения звезд и поглощающей материи в каждой из наблюдавшихся областей.

а. *Область в Персее.* В направлении звездной ассоциации Per OB 1 в работе [1] на площади в ~ 12 кв. градусов было обнаружено 42 звезды ранних спектральных типов.

График переменной экстинкции этой области (рис. 1) был построен по данным относительно 35 звезд. Среди остальных семи звезд у шести не известны классы светимостей, а у одной вообще не известен спектральный класс. Рассмотрение рис. 1 показывает, что большинство наблюдавшихся в этой области звезд расположено на среднем расстоянии около 2000 пк. Это значение расстояния несколько меньше расстояния звездной ассоциации Per OB 1 по определениям Келлера [19], Хамфрис [20] и Голея и др. [21]. Однако различия в модулях расстояний звезд, входящих в эту группу, как видно из рис. 1, достаточно велики. Дисперсия составляет около $\pm 1^m.0$. Это больше, чем можно было бы ожидать из-за неопределенностей в определении M_V , нормальных цветов и ошибок измерений. Если бы уширение распределения звезд относительно линии с угловым коэффициентом наклона 1.75 было бы обусловлено дисперсией в оцениваемых значениях абсолютных величин звезд, их нормальных цветов или ошибками измерений, то с удалением от этой линии количество звезд должно было бы уменьшаться. А здесь на среднем расстоянии всей группы число звезд явно минимально. Безусловно тут имеются две группы звезд. Тогда средние расстояния этих групп оказываются равными 1500 и 2600 пк. Дисперсия модулей расстояний звезд, входящих в каждую группу, составляет при этом $\pm 0^m.33$.

Весьма примечательно, что по результатам спектрофотометрического исследования около сотни звезд в области звездной ассоциации *Per OB 1* Гарибджанян [22] приходит к выводу о наличии двух сгущений *OB*-звезд на расстояниях примерно в 1300 и 2300 пк, что достаточно хорошо согласуется с нашими результатами. В обеих группах имеются звезды спектральных типов раннее *B2*, так что обе группы являются, возможно, звездными ассоциациями типа *OB*. Расстояние между этими группами по лучу зрения составляет более 1000 пк. Это несколько больше размера сверхассоциаций [23]. Эти группы располагаются у близкого к нам края Персея спирального рукава.

Двойное скопление η и χ Персея, членами которого, по всей видимости, являются звезды № 25, 29, 34, 35, 36 и 37, оказывается при этом в составе более далекой группы, на расстоянии около 2600 пк. Полученное нами расстояние η и χ Персея больше расстояния, приводимого в работах [19—21, 24—27], согласно которым это скопление находится на расстояниях от 1900 до 2300 пк.

В наблюдавшейся области выделяются еще две, более близкие группировки звезд—на расстояниях в 460 и 850 пк. Дисперсии модулей расстояний звезд этих групп составляют ± 0.35 и ± 0.26 пк соответственно. В близкую группировку входят три звезды, № 10, 18 и 42 (HD 12994, 13669 и 14871). Одна из этих звезд (HD 13669) имеет спектр типа *B2*, так что эта группа может рассматриваться как звездная ассоциация. Звезды этой группы находятся на расстоянии около 100 пк от центра звездной ассоциации *Per OB 3* [28], расположенной по оценкам [29—31] на расстоянии около 400 пк, и, по-видимому, могут являться членами этой ассоциации. Вторую группировку составляют звезды № 3, 6, 15, 19 и 27 (BD+54° 448, HD 12709, 13331, 13717 и 13970). На рис. 1 они обозначены кружками. И здесь одна из звезд (HD 13970) является звездой с характерным для *OB* звездной ассоциации спектральным типом—*B1*.

Обе эти звездные группы располагаются в Местном рукаве, при этом более далекая—на краю этого рукава.

В соответствии с предложением [3] о новой системе обозначения звездных ассоциаций обнаруженные здесь ассоциации следует обозначить *Per OB 0.5*, *Per OB 0.8*, *Per OB 1.5* и *Per OB 2.6*. По этой системе звездные ассоциации обозначаются не порядковым номером в данном созвездии, что нередко вводит путаницу, а расстоянием, выраженным в килопарсеках.

В списке наблюдавшихся в работе [1] звезд имеется также одна, очень близко расположенная к нам звезда, обозначенная квадратом на рис. 1. Она расположена на расстоянии всего около 40 пк от нас.

Рассмотрение рис. 1, а также рис. 2, на котором представлено распределение звезд различных групп по небу (обозначенных так же, как на

рис. 1), позволяет сделать определенные выводы о распределении пыли в наблюдаемом пространстве. Двойное скопление η и χ Персея очерчено на рис. 2 пунктиром. Минимальное поглощение на $\lambda 1640 \text{ \AA}$ у звезд двух близких звездных ассоциаций на расстояниях в ~ 500 пк и ~ 800 пк рав-

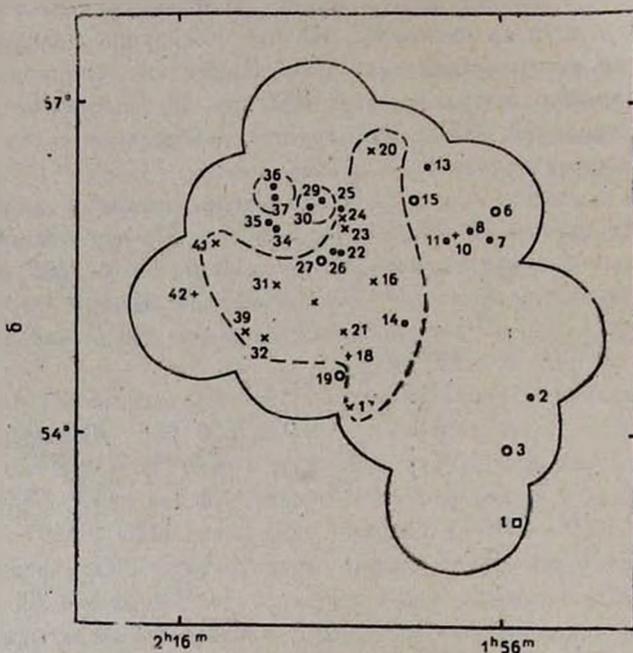


Рис. 2. Распределение по небу звезд различных групп в Персее. Обозначения звезд различных групп такие же, как на рис. 1.

но около $1^{m.7}$, и лишь незначительно больше минимальное поглощение у звезд наиболее далекой группы, равное около $2^{m.0}$. Это означает, что поглощение около $1^{m.5}$ — $2^{m.0}$ во всей этой области обусловлено более близким, расположенным на расстояниях до ~ 460 пк, пылевым облаком. В ассоциациях $\text{Per OB } 0.5$ и $\text{Per OB } 0.8$ пыль распределена клочковато и вводит поглощение всего около $2^{m.3}$ — $3^{m.0}$ на $\lambda 1640 \text{ \AA}$. В пространстве между обеими звездными ассоциациями пыли нет. Практически нет пыли и в пространстве от ~ 800 пк до ~ 2600 пк в направлении скопления η и χ Персея. Это следует из того, что у звезд № 29, 36 и 37, расположенных в области скопления η и χ Персея, поглощение такое же, что и у звезд двух близких ассоциаций. В области же чуть правее и ниже скопления η и χ Персея, где располагаются звезды № 16, 17, 20, 21, 23, 24, 28, 31, 32, 39 и 41 звездной ассоциации $\text{Per OB } 1.5$, минимальное поглоще-

ние, равное $\sim 3^m.6$, больше, чем у более далекой звездной ассоциации Per OB 2.6. Следовательно, в пространстве до звездной ассоциации Per OB 1.5 имеется дополнительное поглощение $\Delta A_{1640} \approx 1^m.5$. Исходя из того, что у звезды № 18 ассоциации Per OB 0.5 и звезды № 27 ассоциации Per OB 0.8, проектирующихся на область с более высоким поглощением, поглощение заметно больше, чем у других звезд тех же ассоциаций, можно думать, что пылевое облако, вводящее это дополнительное поглощение, также расположено ближе наиболее близкой звездной ассоциации Per OB 0.5. И поскольку у звезд № 3, 6, 10, и 15 двух близких ассоциаций, а также у звезд № 2 и 7 наиболее далекой ассоциации, расположенных в правой части наблюдаемой области, поглощение заметно меньше, то это значит, что размеры этого более плотного облака небольшие. Примерные очертания этого облака показаны на рис. 2 прерывистой линией.

То обстоятельство, что минимальное поглощение у звезд более далекой звездной ассоциации не меньше максимального поглощения у звезд более близкой ассоциации, проектирующейся на первую, говорит, во-первых, с клочковатом, неравномерном распределении пыли в объеме самих звездных ассоциаций, и, во-вторых, об отсутствии поглощающей материи в пространстве между звездными ассоциациями Per OB 1.5 и Per OB 2.6.

Представляет интерес звезда № 1 (HD 12303). Она, как уже было указано, расположена очень близко от нас, на расстоянии всего около 40 пк. Вместе с тем, у нее наблюдается очень большое поглощение, около 5^m на $\lambda 1640 \text{ \AA}$. Сравнимое поглощение имеется у шести звезд, расположенных в двух самых удаленных ассоциациях. По всей видимости, такое большое поглощение может быть обусловлено околосредней пылевой оболочкой самой звезды.

В случае звезд № 4, 5, 12 и 40 для избытков цвета получаются отрицательные значения. Это говорит о том, что или спектры самих этих звезд более ранние, чем это дается в каталогах, или же они двойные и компонентами являются горячие звезды.

б. Область в Скорпионе. Для расстояния звездной ассоциации Sco OB 1 различные исследователи дают весьма различные значения от 1600 до 2400 пк [20, 32—39]. Некоторые из указанных значений основаны на определении расстояния скопления NGC 6231, не наблюдавшегося в [1]. В работе [1] в направлении этой звездной ассоциации на площади в приблизительно 8 кв. градусов были обнаружены 22 звезды ранних типов. График переменной экстинкции (рис. 3) построен по данным 21 из этих звезд. При построении графика не использована звезда № 8 (HD 151932) типа Вольфа-Райе. Рассмотрение рис. 3 показывает, что наблюдавшиеся здесь звезды составляют две группировки.

Большинство звезд, числом 15, входят в состав группы, расположенной на расстоянии около 1700 пк. На рис. 3 эти звезды обозначены точками. Дисперсия модулей расстояний отдельных звезд группы составляет ± 0.32 . Все звезды этой группы имеют спектральные типы ранее В2, так что это группа определенно является звездной ассоциацией типа ОВ. Она, очевидно, расположена в рукаве Стрельца.

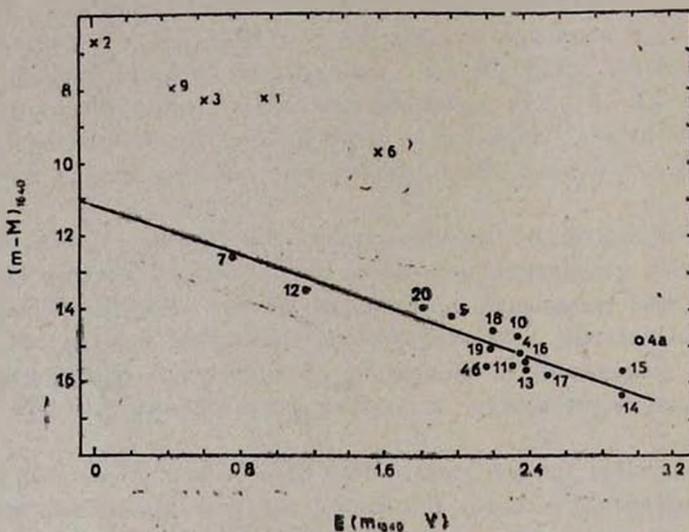


Рис. 3. График переменной экстинкции для звезд ранних типов в Скорпионе. Знаками X и точками обозначены звезды групп на средних расстояниях в 260 и 1700 пк соответственно.

Полученное по данным «Глазара» расстояние обнаруженной группы звезд практически совпадает с расстоянием звездного скопления NGC 6231, определенным Ван Гендереном и др. [13], а также с расстоянием звездной ассоциации Sco OB 1 по определению Хамфрис [20] и Милона [36]. Таким образом, скопление NGC 6231 является ядром звездной ассоциации Sco OB 1.7 (по предложенной в [2] системе обозначений ассоциаций) на расстоянии около 1700 пк.

Если расстояния в 2000—2400 пк, определенные в работах [32, 34, 35, 37, 38], правильны, то они, вероятно, относятся к другой, более далекой звездной ассоциации, не наблюдавшейся в работе [1].

Пять звезд, № 1, 2, 3, 6 и 9 (HD 150093, 150591, 150742, 151683 и 151965), входят в группу на расстоянии в 250 пк. Дисперсия модулей расстояний составляет всего ± 0.34 . Две звезды этой группы принадлежат спектральным типам В2.5 и В1, так что эта группа, возможно, пред-

ставляет собой OB-звездную ассоциацию. Эта группа находится на расстоянии около 70 пк от центра ассоциации Sco OB2, расстояние которой оценивается в 140—180 пк [29—31, 39, 40]. Так что обнаруженная группа, по всей вероятности, является частью ассоциации Sco OB 2.

Одна звезда, № 4а, находится на расстоянии около 900 пк и не входит в наблюдавшиеся звездные ассоциации.

Рис. 3 указывает, что в пространстве до близкой к нам звездной ассоциации Sco OB 0.25 на расстоянии 250 пк практически нет поглощающей материи. В самой же этой ассоциации имеется небольшое количество пыли, обуславливающее поглощение около 1.0^m на λ 1640 А. При этом не рассматривается звезда № 6, у которой поглощение заметно больше, равно 2.7^m . Рассмотрение снимка неба в видимых лучах показывает, что плотность звезд на небольшой площадке вокруг этой звезды заметно меньше, так что большое поглощение у нее может быть обусловлено небольшим по размерам пылевым облачком, находящимся перед ней.

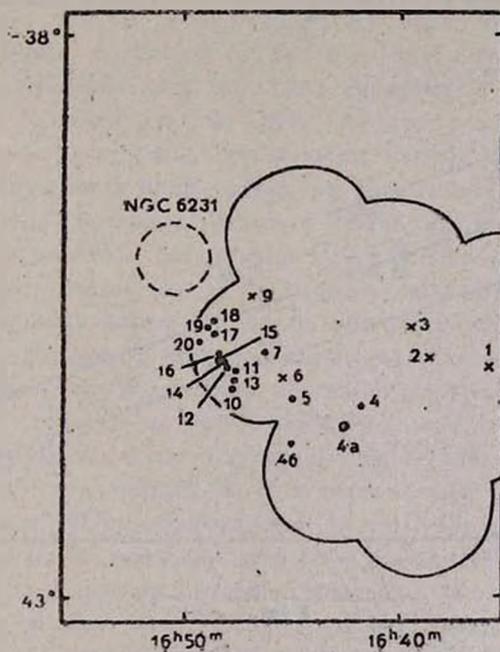


Рис. 4. Распределение по небу звезд двух групп в Скорпионе. Обозначения звезд такие же, как и на рис. 3.

Минимальное поглощение у звезды № 7 в звездной ассоциации Sco OB 1.7 пк по сути такое же, как у проектирующейся на нее звездной ассоциации Sco OB 0.25 (рис. 4). Следовательно, поглощение у звезд ассо-

циации Sco OB 1.7 (или Sco OB 1 по [28]) целиком обусловлено пылью в объеме ассоциации Sco OB 0.25, расположенной на расстоянии 250 пк. Ранее ван Гендерен и др. [13] пришли к выводу, что поглощение здесь обусловлено пылевым облаком, расположенным в Местном рукаве на расстояниях до 700 пк. Рис. 4 указывает также, что пространство между звездными ассоциациями Sco OB 0.25 и Sco OB 1.7, очевидно, свободно от пыли. В объеме далекой ассоциации имеется много пылевого вещества. Поглощение на $\lambda 1640 \text{ \AA}$ у звезд этой ассоциации возрастает от $A_{1640} \approx 1.00$ до $A_{1640} \approx 5.00$.

Несколько необычно очень большое поглощение на $\lambda 1640 \text{ \AA}$ у звезды № 4а (HD 151139), равное 5.00 . Можно, по видимому, предположить, что эта звезда погружена в плотное околосреднее пылевое облако.

в. Область в Лебедь. В работе [1] сообщается об обнаружении 30 звезд ранних типов на площади в ~ 9 кв. градусов в направлении звездной ассоциации Cyg OB 1. График переменной экстинкции (рис. 5) для

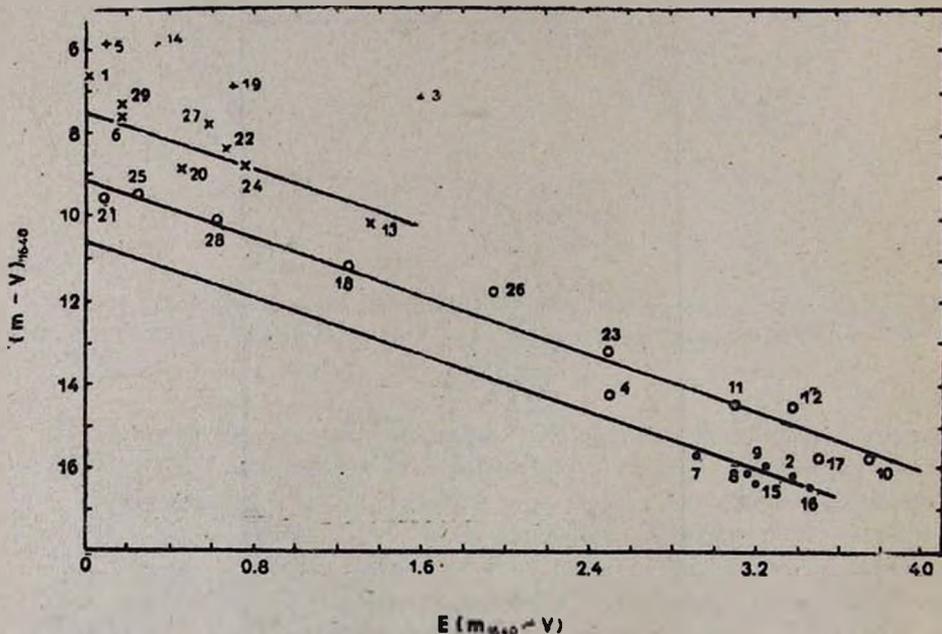


Рис. 5. График переменной экстинкции для звезд ранних типов в Лебедь. Знаками +, x, o и точками обозначены звезды окрестностей Солнца и групп на средних расстояниях в 300, 660 и 1300 пк соответственно.

этой области построен по данным для 29 звезд. В случае одной звезды, № 30 (HD 195132), избыток цвета имеет отрицательное значение, равное -1.00 . Это означает, что или спектральный класс этой звезды более ранний, чем A0, или же, что у нее имеется горячий спутник. Поскольку

класс светимости этой звезды неизвестен, то не удастся оценить спектральный тип этого предполагаемого компонента.

Рассмотрение рис. 5 показывает, что четыре из наблюдавшихся здесь звезд относительно более поздних спектральных типов (В 9.5—А0) являются звездами близких окрестностей Солнца, расположенных на расстояниях 75—130 пк.

Остальные звезды входят в состав трех групп, расположенных на расстояниях приблизительно в 300, 660 и 1300 пк.

В составе первой группы имеется 8 звезд (№ 1, 6, 13, 20, 22, 24, 27 и 29), спектральные типы которых позже В6, так что эта группа не является звездной ассоциацией типа ОВ.

Дисперсия модулей расстояний звезд этой группы небольшая, составляет всего $\pm 0.^m43$.

В состав второй группы входят 11 звезд (№ 4, 10, 11, 12, 17, 18, 21, 23, 25, 26 и 28). Дисперсия модулей расстояний членов второй группы также равна $\pm 0.^m43$. Четыре из звезд этой группы имеют спектры типов В1—В2, поэтому эта группа представляет из себя звездную ассоциацию типа ОВ. Ранее группировку звезд ранних типов на расстоянии около 500 пк в направлениях звездных ассоциаций Суг ОВ 1, ОВ 3, ОВ 8 и ОВ 9, т. е. занимающую на небе область всего около 5° или менее 50 пк при этом расстоянии, обнаружили Гарибджанян и др. [41]. Очевидно, что обнаруженная нами группа на расстоянии в 660 пк совпадает с этой группой. На приблизительно таком же расстоянии (740—830 пк) находится и звездная ассоциация Суг ОВ 7 по оценкам [19, 20, 42]. Однако она расположена на 14° в сторону больших галактических долгот или на расстоянии около 200 пк от обнаруженной нами звездной ассоциации. Хотя и это расстояние достаточно велико, можно допустить, что эта звездная ассоциация является частью обнаруженной нами ассоциации Суг ОВ 0.7, размеры которой в картинной плоскости оказываются тогда порядка размеров звездных ассоциаций, около 200 пк.

Следует отметить, что звездой № 11 в составе этой ассоциации является известная звезда Р Суг. Амбарцумян и др. [43] на основе изучения ее спектра в далеком ультрафиолете определили для ее абсолютной визуальной звездной величины интервал значений $M_v = -5.^m2 \div -7.^m6$. Исходя из того, что ее спектральный тип у нас был определен как В 1 Ia, мы приняли для ее абсолютной величины значение $M_v = -6.^m6$, что оказывается в середине определенного в [43] интервала.

Следующая группа из шести звезд (№ 2, 7, 8, 9, 15 и 16) спектральных типов В 0.5—В 1.5 находится на расстоянии около 1300 пк. Дисперсия модулей расстояний членов этой группы небольшая, всего $\pm 0.^m17$. Судя по ранним спектральным типам звезд этой группы она, очевидно, представляет звездную ассоциацию.

Как и рассмотренные выше две группы, эта группа также не находится в составе звездной ассоциации Суг ОВ 1, для расстояния которой даются значения от 1580 пк до 1930 пк [19, 20, 44, 45]. Согласно [19, 20, 29, 42], на приблизительно таком же (1000—1200 пк), как определено нами, расстоянии находится звездная ассоциация Суг ОВ 9. Ее центр, однако, находится несколько левее и выше наблюдавшейся в [1] области. Члены же обнаруженной нами группы располагаются в правой части наблюдаемой области (см. рис. 6).

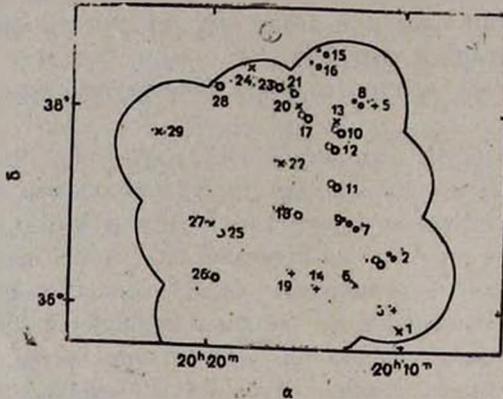


Рис. 6. Распределение по небу звезд различных групп в Лебедь. Обозначения звезд групп такие же, как и на рис. 5.

Более вероятно, что наблюдавшиеся в [1] звезды являются членами группировки молодых звезд на среднем расстоянии в 1400 пк, обнаруженной Гарибджаняном и др. [41] в направлении звездной ассоциации Суг ОВ 3, центр которой как раз находится на меньших галактических долготах, на расстоянии около 3° от центра наблюдавшейся области.

Рассмотрение рис. 5 показывает, что поглощение, доходящее до почти 2.4^m на $\lambda 1640 \text{ \AA}$ у звезды № 13, не сказывается на звездах № 18, 21, 25 и 28 несколько более далекой группировки Суг ОВ 0.7. Это означает, что пыль в первой группировке распределена клочковато. Внутри же звездной ассоциации Суг ОВ 0.7 имеется много пылевой материи. Поглощение здесь достигает 6.5^m на $\lambda 1640 \text{ \AA}$ у звезды № 10. Расположенная на большем расстоянии звездная ассоциация Суг ОВ 1.3 наблюдается сквозь более близкую ассоциацию (см. рис. 6) и подвержена значительному поглощению. Минимальное поглощение, наблюдаемое у звезды № 7, уже достигает $\sim 5^m$ на $\lambda 1640 \text{ \AA}$. Очевидно, что пространство между обеими ассоциациями свободно от пыли.

THE DISTRIBUTION OF EARLY TYPE STARS IN
THE DIRECTION OF STELLAR ASSOCIATIONS
PER OB1, SCO OB1 AND CYG OB1H. M. TOVMASSIAN, R. KH. HOVHANNESIAN, R. A. EPREMIAN,
D. HUGUENIN

The distribution of early type stars and dust matter in space in the direction of stellar associations Per OB1, Sco OB1 and Cyg OB1 is investigated using the results of observations at λ 1640A made with the space telescope „Glazar“ [1]. Four OB type stellar associations at distances 460 pc, 850 pc, 1500 pc and 2600 pc are detected in the Perseus region. The cluster η and γ Per is placed within the remote association. The dust in the nearby associations Per OB 0.5 and Per OB 0.8 is distributed nonuniformly and patchy and introduces absorption of about 3^m at 1640 A. Dust matter is absent in space between associations. A dust cloud of small size is detected to the right and lower of the η and γ Per cluster. It is closer to us than the nearest association. It is suggested that star No. 1 (HD 12303) is embedded in a dense circumstellar dust envelope. Two stellar associations Sco OB 0.25 and Sco OB 1.7 at distances of about 250 pc and 1700 pc respectively are detected in the Scorpius region. There is a dust in the volume of both associations. Dust is absent in the space between them. It is suggested that the star No. 4a (HD 151139) may be embedded in a circumstellar dust shell. Three groups of young stars at distances of about 300 pc, 660 pc and 1300 pc are detected in the Cygnus region. Two of the latter are of OB type stellar associations. As in the case of the first two regions the dust exists in the volumes of stellar associations and there is no dust in the space between them.

ЛИТЕРАТУРА

1. H. M. Tovmassian, R. Kh. Hovhannessian, R. A. Epremian, D. Huguenin S. J. Serova, V. G. Titov, M. Kh. Manarov, *Astrophys. and Space Sci.*, 1990
2. Г. М. Товмасьян, Ю. М. Ходжаянц, М. Н. Крмоян, А. Л. Кашин, А. Э. Закарян, Р. Х. Оганесян, М. А. Мкртчян, Г. Г. Товмасьян, Д. Югенин, В. В. Буглов, Ю. В. Романенко, А. И. Лавейкин, А. П. Александров, *Письма в Астрон. ж.*, 14, 291, 1989.
3. H. M. Tovmassian, R. Kh. Hovhannessian, R. A. Epremian, D. Huguenin *Astron. and Astrophys.* (in press).
4. Г. М. Товмасьян, Р. Х. Оганесян, Р. А. Епремян, Д. Югенин, А. С. Викторенко, А. А. Серебров, *Астрон. ж.* (в печати).
5. C. Jaschek, H. Conde, A. C. de Sierra, *Catalogue of Stellar Spectra Classified in the MK System*, *Observ. Astron. Univ. Nac. La Plata, Ser. Astron.*, 28, 1964.

6. V. M. Blanco, C. Demers, G. G. Douglas, M. P. Fitzgerald, Publ. US Navy Observ., 21, 1968.
7. W. Buscombe, MK Spectral Classification, Northwestern Univ., Evanston, 1977 1980, 1984, 1988.
8. F. Rufener, Catalogue of Stars Measured in the Geneva Observ. Photometric System, Observatoire de Geneve, 1983.
9. B. J. Bok, P. E. Bok, J. A. Graham, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., 131, 247 1966.
10. R. E. Schild, W. A. Hiltner, N. Sanduleak, Astrophys. J., 156, 609, 1969.
11. B. Nicolet, Astron. and Astrophys., 34, 1, 1978.
12. A. Heske, H. J. Wendker, Astron. and Astrophys. Suppl. Ser., 57, 205, 1984.
13. A. M. van Genderen, W. Bijleveld, E. von Groningen, Astron. and Astrophys. Suppl. Ser., 58, 537, 1984.
14. H. L. Johnson, W. W. Morgan, Astrophys. J., 122, 142, 1955.
15. D. M. Gottlieb, Astrophys. J. Suppl. Ser., 38, 287, 1978.
16. D. J. Carnochan, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., 201, 1139, 1982.
17. К. У. Аллен, Астрофизические величины, Мир, М., 1977, стр. 376.
18. G. J. Thompson, K. Nandy, C. Jamar, A. Monfils, L. Houzeloux, D. J. Carnochan, R. Wilson, Catalogue of Stellar Ultraviolet Fluxes, The Science Research Council, 1978.
19. H.—U. Keller, Wien Ann., 29, № 3, 1970.
20. R. M. Humphreys, Astrophys. J. Suppl. Ser., 38, 309, 1978.
21. M. Golay, X. Rabattu, N. Cramer, D. Huguenin, Astrophys. and Space Sci., 147-1, 1988.
22. А. Т. Гарибджанян, Астрофизика, 20, 437, 1984.
23. А. Р. Петросян, К. А. Саакян, Э. Е. Хачикян, Астрофизика, 21, 57, 1984.
24. И. М. Копылов, в сб. «Вопросы космогонии», Изд. АН СССР, М., 1960, стр. 24.
25. А. Р. Мирзоян, Сообщ. Бюракан. обсерв., 35, 75, 1964.
26. D. L. Crawford, J. W. Gillespie, C. L. Perry, Astron. J., 73, 822, 1970.
27. П. Н. Холопов, Астрон. ж., 57, 12, 1980.
28. J. Ruprecht, B. Balazs, R. E. White, Catalogue of Star Clusters and Associations, Akademia Kiado, Budapest, 1981.
29. R. Racine, Astron. J., 73, 233, 1968.
30. W. Becker, R. Fenkart, Astron. and Astrophys. Suppl. Ser., 4, 241, 1971.
31. N. R. Walborn, Astron. J., 77, 312, 1972.
32. G. Klare, Z. Astrophys., 67, 131, 1967.
33. L. A. Milone, Arg. Boll., № 14, 14, 1968.
34. R. E. Schild, W. H. Hiltner, N. Sanduleak, Astrophys. J., 156, 609, 1969.
35. R. E. Schild, G. Neugebauer, J. A. Westphal, Astron. J., 76, 237, 1971.
36. L. A. Milone, Cor. Bull. MAF, 3, 25, 1971.
37. A. Heske, H. J. Wendker, Astron. and Astrophys. Suppl. Ser., 57, 205, 1984.
38. A. Heske, H. J. Wendker, Astron. and Astrophys., 151, 309, 1985.
39. Y. P. Georgelin, Y. M. Georgelin, Astron. and Astrophys., 6, 349, 1970.
40. O. J. Eggen, Astrophys. J., 163, 313, 1971.
41. А. Т. Гарибджанян, К. Г. Гаспарян, Р. Х. Оганесян, Астрофизика, 20, 245, 1984.
42. К.—Н. Schmidt, Astron. Nachr., 284, 76, 1958.
43. В. А. Амбарцумян, А. В. Мирзоян, Т. П. Сноу, Астрофизика, 14, 425, 1978.
44. J. Ruprecht, Trans. IAU, 12B, 348, 1966.
45. G. A. H. Walker, S. M. Hodges, Publ. Astron. Soc. Pacif., 80, 290, 1968.

УДК: 524.3:520.2

ПЕРВЫЙ БЮРАКАНСКИЙ СПЕКТРАЛЬНЫЙ ОБЗОР НЕБА. ГОЛУБЫЕ ЗВЕЗДНЫЕ ОБЪЕКТЫ. III. ПОЛОСА $\delta = +43^\circ$

Г. В. АБРАМЯН, В. А. ЛИПОВЕЦКИЙ, А. М. МИКАЕЛЯН
Дж. А. СТЕПАНЯН

Поступила 5 октября 1990

Принята к печати 21 ноября 1990

Приводится третий список голубых звездных объектов второй части Первого Бюраканского спектрального обзора неба. Объекты расположены в полосе $+41^\circ < \delta < +45^\circ$, $0^h < \alpha < 3^h 40^m$ и $6^h < \alpha < 13^h 30^m$. Список содержит данные о 120 голубых звездных объектах, из которых 79 открыты впервые. Проведена предварительная классификация объектов.

1. *Введение.* В 1987 г. начата работа по поиску голубых звездных объектов на пластинках Первого Бюраканского спектрального обзора неба (FBS) [1]. Выделение, классификация и исследование голубых звездных объектов составляют вторую часть FBS. Первые два списка приведены в работах [1] и [2]. Напомним, что FBS покрывает наибольшую площадь среди всех аналогичных обзоров и поэтому представляет особый интерес. В FBS объекты выделяются спектральным методом, что имеет преимущество перед цветовыми (колориметрическими) методами. Низкодисперсионный спектр позволяет выделять объекты по распределению энергии в спектре, а также учитывать наличие абсорбционных или эмиссионных деталей. Описание второй части FBS-обзора, методика отбора и принципы предварительной классификации объектов приведены в [1]. Сравнение первых двух списков с другими аналогичными обзорами и некоторые предварительные заключения, а также обсуждение классификации авторов и ее сопоставление с общепринятой классификацией приведены в работе [2].

2. *Список объектов.* В табл. 1 приведен список 120 голубых звездных объектов полосы $\delta = +43^\circ$. В последовательных столбцах таблицы приведены: 1—порядковый номер объекта; 2—обозначение объектов FBS согласно рекомендации подкомиссии № 28 МАС; 3, 4—экваториаль-

№	Название	Координаты		m_B	Тип	Другие обозначения
	FBS	α_{1960}	δ_{1960}			
1	2	3	4	5	6	7
204	0002+412	00 ^h 02 ^m 0	+41° 16'	14 ^m 5	B1	
205	0013+434	00 13.8	+43 29	15	B2	
206	0021+418	00 21.2	+41 52	15	B2a:	
207	0028+441	00 28.0	+44 08	14.5	B2e:	
208	0028+435	00 28.9	+43 33	14.5	B2	
209	0038+431	00 38.0	+43 08	14.5	B2	
210	0039+430	00 39.9	+43 02	14.5	B1	
211	0040+442	00 40.5	+44 17	15	B2	
212	0048+432A	00 48.0	+43 17	14	B2a:	
213	0048+432B	00 48.2	+43 17	13.5	B2	
214	0051+430	0. 51.2	+43 01	15	N2	
215	0051+417	00 51.6	+41 47	16.5	N1a	
216	0058+431	00 58.3	+43 07	15	B2	
217	0058+414	00 58.7	+41 25	13	B2	
218	0104+424	01 04.2	+42 27	15.5	B1v	
219	0107+429	01 07.5	+42 58	12.5	B1	
220	0109+430	01 09.6	+43 01	14	B2a	
221	0116+430	01 16.0	+43 05	12.5	B1	
222	0133+446	01 33.9	+43 39	16	N2	
223	0140+427	01 40.00	+42 42	16.5	N1e	
224	0156+439	01 56.6	+43 59	14	B1	
225	0201+445	02 01.2	+44 35	15.5	B2	
226	0206+428	02 06.4	+42 53	13	B1	
227	0228+447	02 28.7	+44 44	15.5	B2	
228	0229+439	02 29.6	+43 58	13	B1	LB
229	0232+435	02 32.9	+43 31	14	B1	
230	0245+443	02 45.0	+44 21	13	B1	
231	0248+444	02 48.0	+44 29	13	B1	
232	0300+439	03 00.9	+43 58	13.5	B1	
233	0303+415	03 03.6	+41 32	14.5	B1a:	
234	0310+425	03 10.2	+42 35	15	B1	
235	0315+417	03 15.0	+41 44	14.5	B2a	
236	0613+431	06 13.0	+43 11	14.5	N3e:	
237	0624+428	06 24.5	+42 49	13	B2	
238	0625+415	06 25.6	+41 32	14	B2	GD
239	0634+442	06 34.9	+44 14	13.5	B1	

Таблица 1 (продолжение)

1	2	3	4	5	6	7
240	0638-428	06 ^h 38 ^m 2	+42° 51'	13 ^m	B1	
241	0642+436	06 42.7	+43 40	13	B2	
242	0642+444	06 42.8	+44 24	13	B2	
243	0654+428	06 54.3	+42 50	13	B1e:	
244	0703+416	07 03.2	+41 40	13	B2	
245	0711+429	07 11.9	+42 59	12.5	B1	
246	0743+442	07 43.9	+44 16	13.5	N1e:	GD
247	0759+413	07 59.6	+41 23	14	B1a:	KUV
248	0802+412	08 02.6	+41 18	13.5	B2	KUV
249	0803+435	08 08.0	+43 32	15	B1	
250	0814+433	08 14.3	+43 18	15.5	B3	
251	0815+427	08 15.9	+42 43	15	B2	KUV
252	0825+428	08 25.6	+42 51	15.58	B2a:	PG
253	0826+455	08 26.7	+45 30	15.48	B3a	PG, GD, EG
254	0828+425	08 28.0	+42 32	13.5	B2	
255	0848+415	08 48.0	+41 35	16.08	B1	PG, KUY
256	0848+437	08 48.4	+43 45	15	N2e:	
257	0855+448	08 55.4	+44 48	15.5	N3e:	U
258	0859+414	08 59.9	+41 29	14.19	B1	PG, KUV
259	0922+440	09 22.3	+44 02	13	B1	
260	0931+437	09 31.9	+43 44	16.41	B2e	PG
261	0932+437	09 32.2	+43 44	13	B2	
262	0935+416	09 35.8	+41 22	16.30	N1	PG
263	0936+446	09 36.4	+44 38	13.5	B1	
264	0937+449	09 37.9	+44 59	16	N1e	
265	0938+447	09 38.6	+44 43	16	N3e:	
266	0941+432	09 41.3	+43 16	16.42	B1	PG, U
267	0943+451	09 43.0	+45 09	16	B3	
268	0943+441	09 43.5	+44 08	14.09	B1a	PG, EG
269	0944+424	09 44.2	+42 28	14.5	B2	KUV
270	0949+445	09 49.2	+44 33	11	B1	
271	1002+437	10 02.6	+43 47	15	B2	
272	1002+430	10 02.7	+43 03	15	B1	GD
273	1006+416	10 06.3	+43 39	14	B3a:	
274	1007+417	10 07.4	+41 47	15	B2	4G.41.21, KUV
275	1009+416	10 09.8	+41 39	16	B2a	KUV
276	1017+430	10 17.5	+43 05	15.28	B2	PG
277	1028+440	10.28.9	+44 01	16	N3	

Таблица 1 (продолжение)

1	2	3	4	5	6	7
278	1031+420	10 ^A 31 ^m 8	+42°03'	15 ^m	N2e:	
279	1036+433	10 36.8	+43 22	10.20	B1	PG, F
280	1039+440	10 39.0	+44 03	15.5	N2a:	
281	1039+412	10 39.7	+41 13	16.04	B2a	PG, PB
282	1040+451	10 40.6	+45 09	16.00	B1	PG
283	1054+436	10 56.6	+43 37	15.5	B2	
284	1111+448	11 11.6	+44 53	15.5	N1	
285	1113+413	11 13.0	+44 19	15.57	B2	PG
286	1114+444	11 14.3	+44 30	16.05	N2	PG
287	1120+439	11 20.2	+43 59	15.34	B1a	PG
288	1121+423	11 21.9	+42 18	16.02	N2	PG
289	1122+426	11 22.0	+42 42	14.5	N3	
290	1126+450	11 26.6	+45 05	13	B2	
291	1128+449	11 28.8	+44 59	11	B2	
292	1129+447	11 29.4	+44 47	13.5	B3	
293	1132+452	11 32.8	+45 14	14	B2	
294	1138+424A	11 38.6	+42 29	15.64	B1	PG, KUV
295	1138+424B	11 38.9	+42 25	16.24	B1a	PG, KUV
296	1141+447	11 41.8	+44 43	15	N1	
297	1142+434	11 42.0	+43 24	17	N1	
298	1148+444	11 48.8	+44 29	13.5	N3a	
299	1155+443	11 55.7	+44 22	15.5	N1a	
300	1156+432	11 56.2	+43 16	16	N2	
301	1158+432	11 58.6	+43 16	16.19	B3	PG
302	1201+437	12 01.9	+43 47	16.15	B2	PG
303	1204+450	12 04.2	+45 06	14.84	B1	PG
304	1208+450	12 08.6	+45 04	14	B2	
305	1210+429	12 10.0	+42 56	15.22	B2	PG, HZ
306	1221+450	12 21.9	+45 03	14	B3	
307	1230+417	12 30.0	+41 45	15.72	B1	PG, HZ, EG
308	1233+426	12 33.4	+42 39	11.90	B1	PG, F
309	1235+447	12 35.3	+44 41	16.5	N2	
310	1239+439	12 39.6	+43 57	16.25	B2	PG, TON
311	1240+413	12 40.0	+41 20	17	N1a	
312	1242+451	12 42.5	+44 09	16.13	B2	PG, TON
313	1243+416	12 43.6	+41 37	16.5	N1e:	
314	1245+447	12 45.9	+44 46	16.5	N1	
315	1249+433	12 49.8	+43 20	15.5	B3	

Таблица 1 (окончание)

1	2	3	4	5	6	7
316	1255+447	11 ^h 55 ^m 7 ^o	+44°46'	16 ^m 5	B1	
317	1255+426	12 55.0	+42 37	16.19	B1	PG
318	1314+442	13 14.3	+44 15	15.16	B1	PG
319	1315+447	13 15.8	+44 44	17	N1	
320	1316+446	13 16.0	+44 40	17	N1	
321	1316+448	13 16.6	+44 51	14.77	B1	PG, PB
322	1324+448	13 24.9	+44 50	17	B1	
323	1329+412	13 29.5	+41 17	16.30	N1e:	PG

Примечание. Для объектов, входящих в каталог Грина, звездные величины приведены согласно работе [3].

ные координаты для эпохи 1950 г. с точностью до 0,1^m (α) и 1' (δ); 5—видимая звездная величина с точностью до 0,0^m; 6—тип объекта согласно нашей предварительной классификации; 7—другие обозначения, если объект входит в списки других авторов, где PG обозначает каталог Паломара-Грина [3], KUV—списки Kiso обзора [4, 5], LB—голубые объекты из списков Лейтена [6], EG—списки Этгена-Гринштейна [7], GD—объекты, открытые Джигласом и др. [8], F—объекты из списка Фейджа [9], U—объекты Ушера и др. [10], PB—объекты из обзора Паломар-Бергера [11], HZ—объекты Хьюмаса-Цвикки [12] и TON—объекты Тонанцигла [13, 14]. Оценка звездных величин выполнена на голубых картах Паломарского обзора на основе калибровки зависимости «диаметр изображения—звездная величина» согласно работе [15]. Приводятся карты отождествления для всех новых объектов табл. 1 (всего 79 карт), отпечатанные с голубых карт Паломарского обзора неба.

Напомним, что в нашей классификации тип В обозначает объекты, у которых синяя часть спектра интенсивнее красной, а тип N—объекты, у которых интенсивности обеих частей равны. Индексы 1, 2 и 3 показывают соотношение длин сине-фиолетовой и красно-желтой частей спектра в убывающем порядке.

3. Выборка объектов. В работе [2] показано, что предварительная классификация авторов позволяет выделять подвыборки кандидатов для того или иного типа объектов. В приводимом списке имеется 26 объектов, классифицированных как N, некоторые имеют эмиссионные узлы. Среди них возможны яркие квазары. В целом, при сопоставлении нашей классификации с общепринятой, подтверждается вывод о том, что белые карлики (в основном DA) можно выделять по признаку абсорбции на низкодисперсионном спектре, а квазары—по распределению энергии в

низкодисперсионном спектре и по признаку эмиссии. Из 33 объектов, для которых известен спектральный класс, 14 оказались карликами DA (нами классифицированы как B1, B1a, B2, B2a, B3, B3a, один объект— N1e). 9—субкарликами (классифицированы как B1 или B2), 5—квазарами (классифицированы как N1, N1e, N2 и B2e), остальные—Bin, CV и DC (единицы).

Из 79 новых объектов списка щелевые спектры получены для 55 объектов и по мере их обработки будут уточнены спектральные классы всех объектов.

Бюраканская астрофизическая обсерватория
Специальная астрофизическая
обсерватория АН СССР

THE FIRST BYURAKAN SPECTRAL SKY SURVEY. BLUE STELLAR OBJECTS. III. ZONE $\delta = +43^\circ$

H. V. ABRAHAMIAN, V. A. LIPOVETSKY, A. M. MICKAELIAN, J. A. STEPANIAN

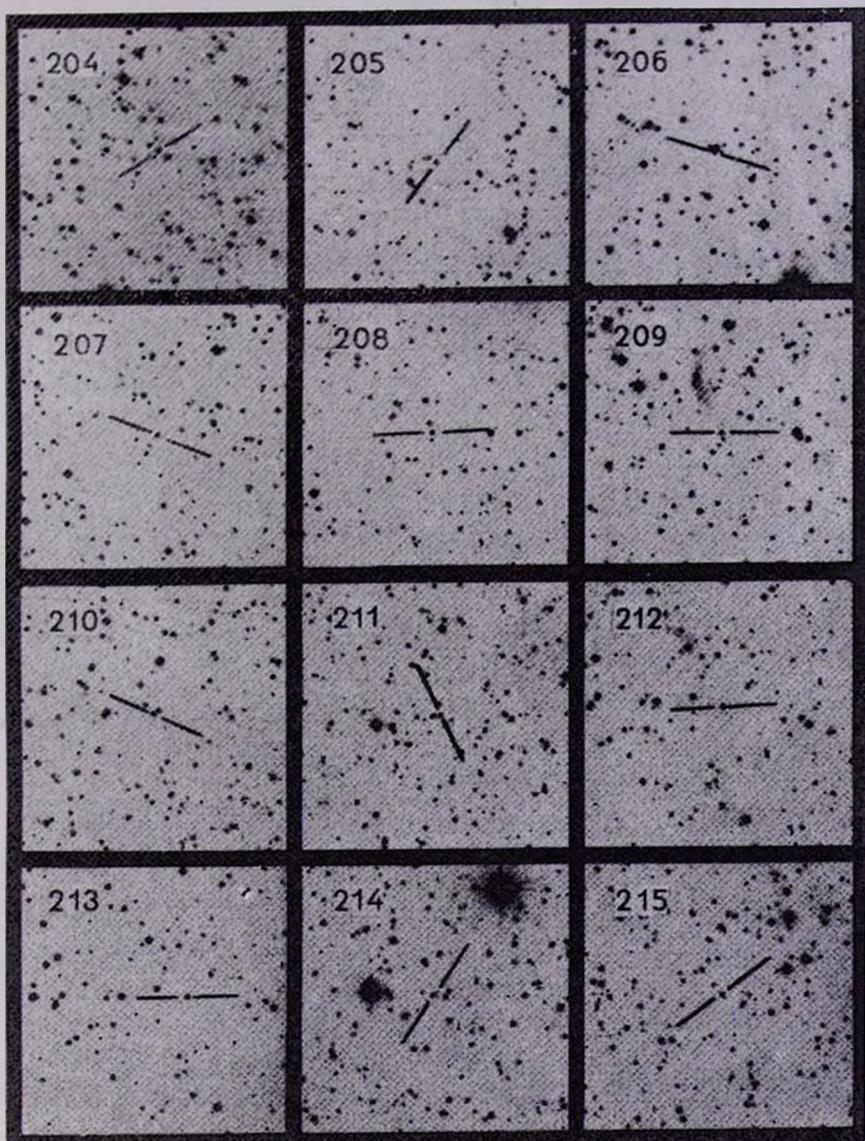
The third list of blue stellar objects of the second part of the First Byurakan spectral sky survey is given. The objects are located in the zone $+41^\circ \leq \delta \leq +45^\circ$, $0^h \leq \alpha \leq 3^h 40^m$ and $6^h \leq \alpha \leq 13^h 30^m$. The list contains data for 120 blue stellar objects among which 79 are new. A preliminary classification of objects is made.

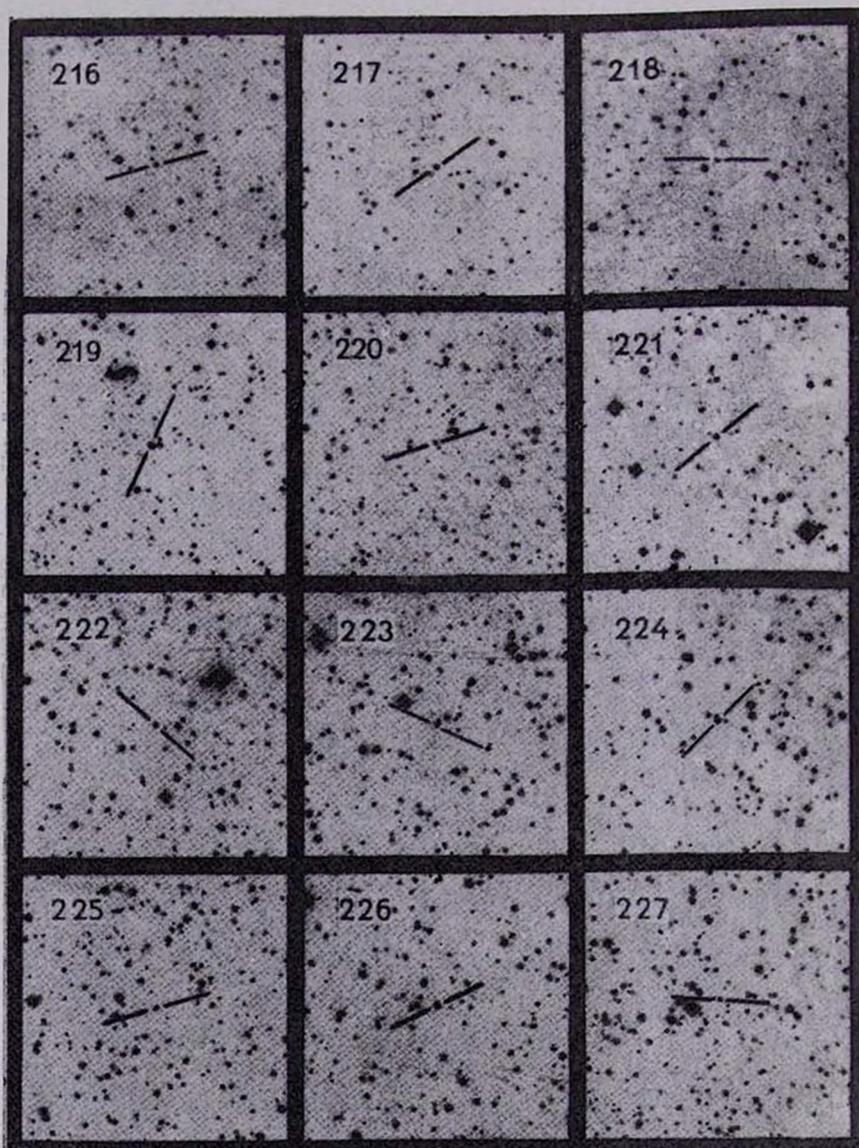
ЛИТЕРАТУРА

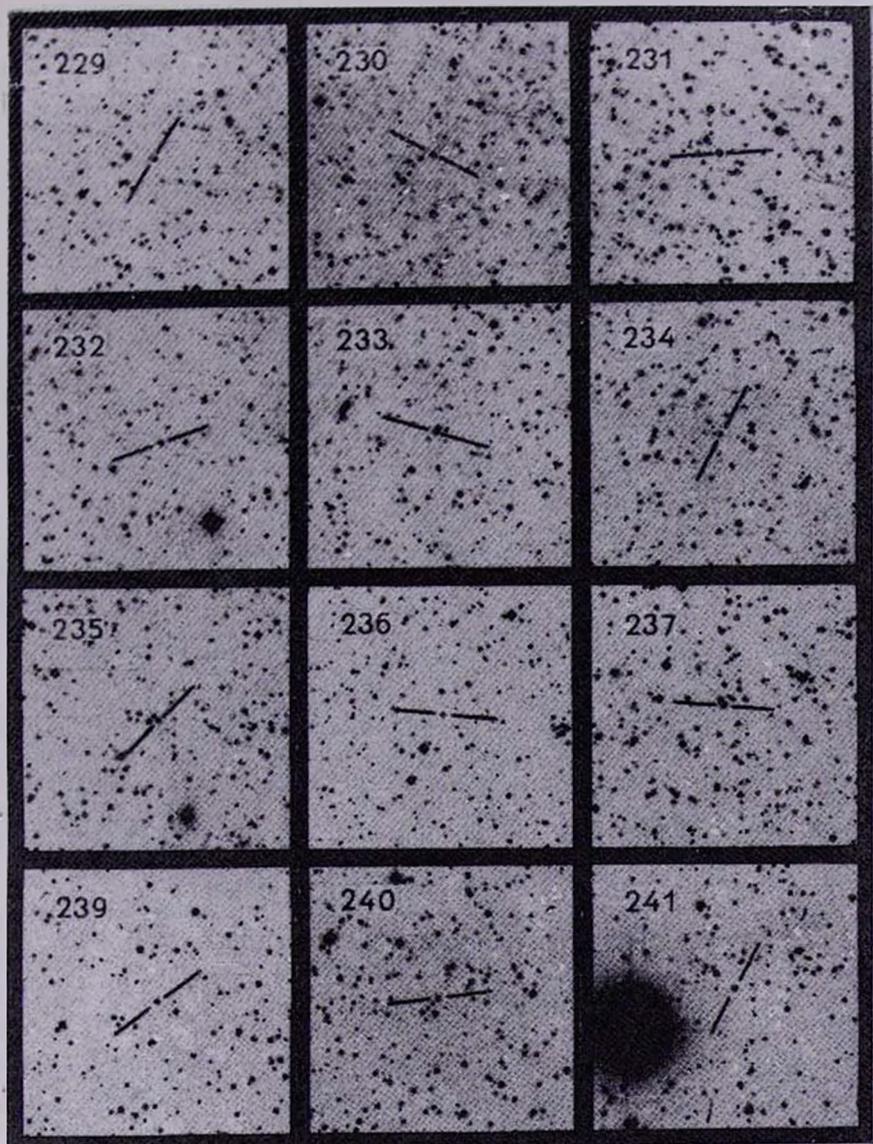
1. Г. В. Абрамян, В. А. Липовецкий, Дж. А. Степанян, *Астрофизика*, 32, 29, 1990.
2. Г. В. Абрамян, В. А. Липовецкий, А. М. Микаелян, Дж. А. Степанян, *Астрофизика*, 1991 (в печати).
3. R. F. Green, M. Schmidt, J. Liebert, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, 61, 305, 1986.
4. T. Noguchi, H. Mashara, M. Kondo, *Ann. Tokyo Astron. Observ.*, 2nd ser., 18, № 2, 55, 1980.
5. M. Kondo, T. Noguchi, H. Mashara, *Ann. Tokyo Astron. Observ.*, 2nd Ser., 20, № 2, 130, 1984.
6. W. J. Luyten, A. Search for Faint Blue Stars, *Observ. Univ. Minnesota, Minneapolis*, 1952–62.
7. O. J. Eggen, J. L. Greenstein, *Astrophys. J.*, 141, 83, 1965.
8. H. L. Giclas, R. Burnham, Jr., N. G. Thomas, *Lowell Proper Motion Survey*, *Lowell Observ. Bull.*, № 166, vol. VIII, № 6, 157, 1980.
9. J. Feige, *Astrophys. J.*, 128, 267, 1958.
10. P. D. Usher, K. J. Mitchell, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, 49, 27, 1982.
11. J. Berger, A.—M. Fringant, *Astron. and Astrophys. Suppl. Ser.*, 28, 123, 1977.
12. M. L. Hamason, F. Zwicky, *Astrophys. J.*, 105, 85, 1947.
13. B. Irlarte, E. Chavira, *Bol. Observ. Tonantzintla y Tacubaya*, 16, 3, 1957.
14. E. Chavira, *Bol. Observ. Tonantzintla y Tacubaya*, 18, 3, 1959.
15. R. G. Hayman, C. Hazard, N. Sanitt, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, 189, 853, 1979.

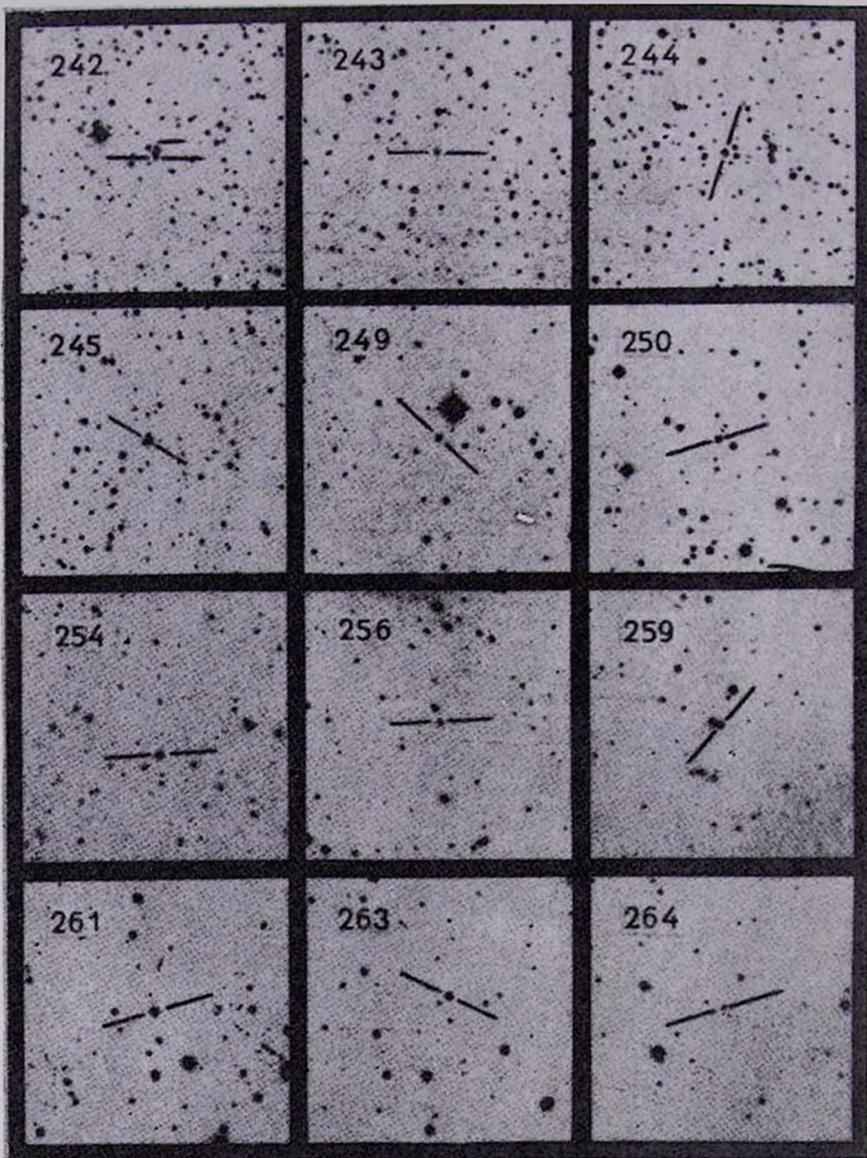
КАРТЫ ОТОЖДЕСТВЛЕНИЯ

Размеры 11'x11'. Север сверху, восток слева (в голубых лучах).





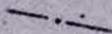




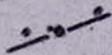
265



267



270



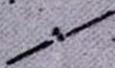
271



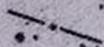
273



277



278



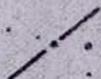
280



283



284

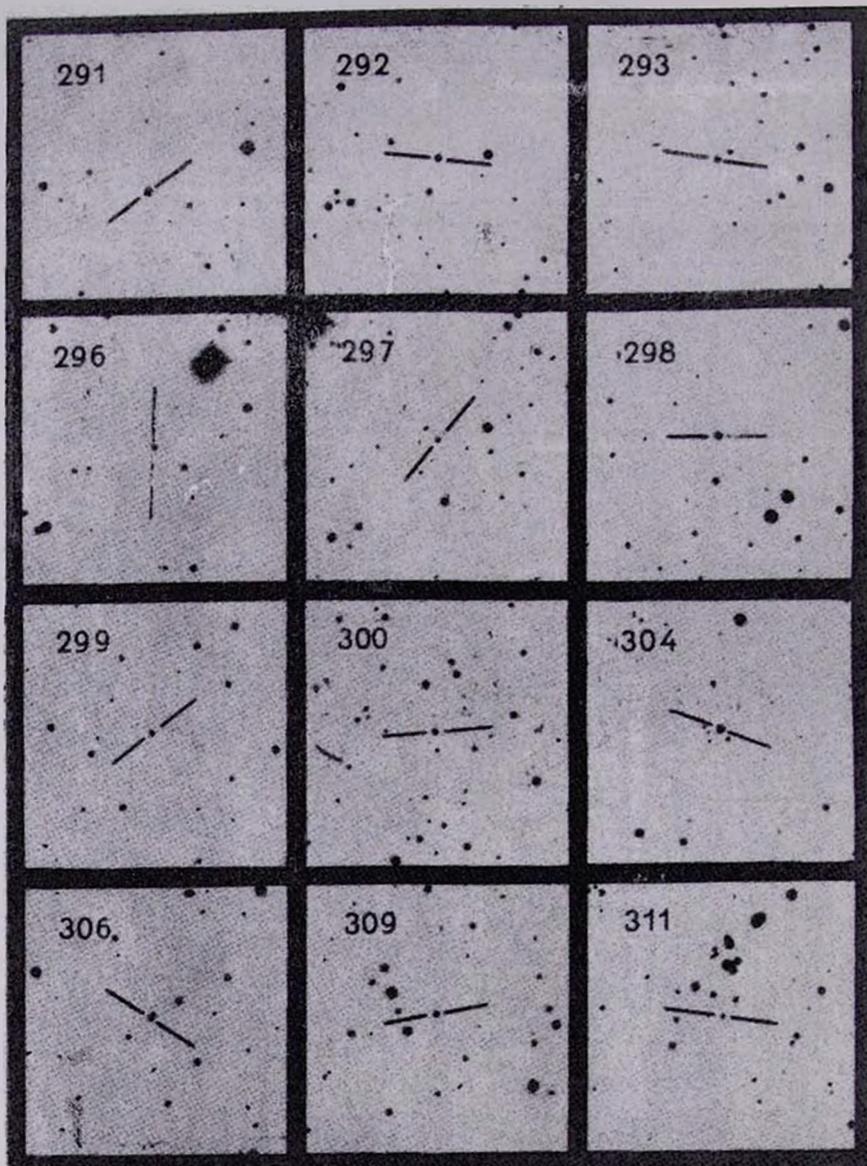


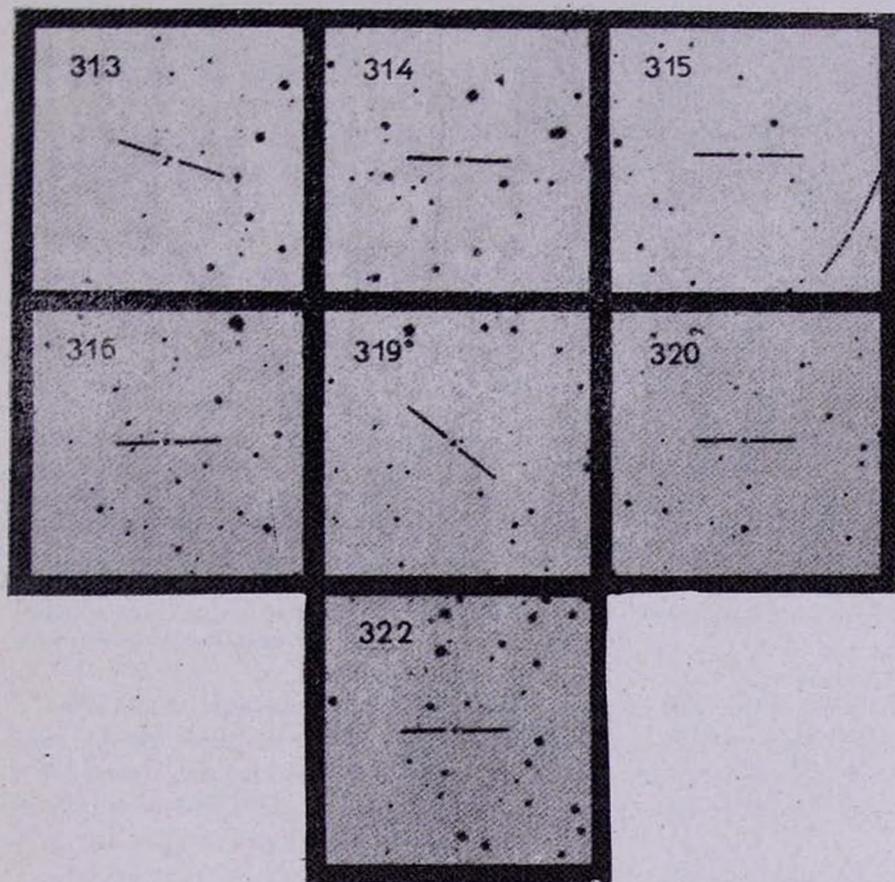
289



290







К ст. Г. В. Абрамяна и др.

УДК: 524.354.4—337

СПЕКТРАЛЬНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ ОБЪЕКТОВ ВТОРОГО БЮРАКАНСКОГО ОБЗОРА. ЗВЕЗДНЫЕ ОБЪЕКТЫ. III.

ПОЛЯ $\alpha = 12^{\text{h}}22^{\text{m}}$, $\delta = +55^{\circ}00'$ и $\alpha = 15^{\text{h}}30^{\text{m}}$, $\delta = +59^{\circ}00'$

Дж. А. СТЕПАНЯН, В. А. ЛИПОВЕЦКИЙ, А. И. ШАПОВАЛОВА,
Л. К. ЕРАСТОВА, В. О. ЧАВУШАН

Поступила 20 июня 1990

Принята к печати 10 июля 1990

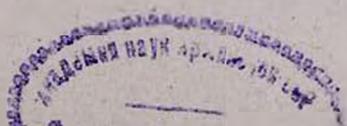
Приводятся данные о 53 звездных объектах из двух полей SBS-обзора с координатами центров $\alpha = 12^{\text{h}}22^{\text{m}}$, $\delta = +55^{\circ}00'$ и $\alpha = 15^{\text{h}}30^{\text{m}}$, $\delta = +59^{\circ}00'$. Открыты 25 QSO, две сейфертовские галактики первого типа, одна сейфертовская галактика второго типа и две эмиссионные галактики. Остальные—белые карлики и горячие субкарлики различных типов. Пять объектов оказались континуальными. Приводятся основные параметры эмиссионных линий и другие данные для всех квазизвездных объектов, а также сканы подавляющего большинства QSO. Даны также сканы некоторых типичных белых карликов и субкарликов.

1. *Введение.* Приводится третья статья этой серии. В первых двух статьях [1, 2] нами были приведены спектральные данные о 103 звездных объектах, расположенных в четырех полях SBS-обзора. Среди них были открыты 44 QSO, два Lineg, пять сейфертовских галактик первого типа и три эмиссионные галактики.

В настоящей статье приводятся аналогичные данные еще для 53 звездных объектов из кандидатов в QSO и IBSO, расположенных в очерченных двух полях SBS-обзора с координатами центров $\alpha = 12^{\text{h}}22^{\text{m}}$, $\delta = +55^{\circ}00'$ и $\alpha = 15^{\text{h}}30^{\text{m}}$, $\delta = +59^{\circ}00'$.

В последних полях открыты еще 25 QSO, две сейфертовские галактики первого типа, одна сейфертовская галактика второго типа и две эмиссионные галактики. Остальные—белые карлики и горячие субкарлики различных типов. Методика наблюдений и обработки приведена в работе [1].

2. *Результаты исследований.* В табл. 1 приведены сводные данные об изученных объектах: 1—обозначение SBS согласно [3—8], 2—дата наблюдений, 3—исследованный спектральный диапазон в ангстремах, 4—



Обозначение SBS	Дата	Спектральный диапазон (А)	Экспозиция (с)	m_B	Обзорный тип	Спектральный тип
1	2	3	4	5	6	7
1208+544	16.03.80	3500-5400	900	18 ^m	QSO	QSO
	13.12.85	3500-5330	2082			
1208+554	26.12.84	3500-5300	1800	18	QSO	QSO
	04.03.89	3500-6700	3260			
1209+558	01.01.85	3500-5500	1500	18	BSO	QSO
	27.11.87	3400-6700	475			
1209+551 Z	27.12.84	3500-5400	900	18	BSO	Cont
	14.12.85	3500-5100	3672			
1210+570	28.12.84	3500-5400	1500	18.5	QSO	QSO
	14.05.85	3550-5040	2666			
1212+553	16.03.80	3500-5400	300	16.5	BSO	sdB-O
	14.12.80	3500-5100	715			
1213+549 A	16.03.80	3500-5300	420	16.5	BSO	SyI
	14.12.85	3570-3500	2680			
1213+568	14.05.85	3560-5020	1051	19	QSO	QSO
1214+554	27.12.84	3500-5400	1200	18.5	BSO	ELG
	29.03.86	3500-5200	2199			
1215+552	27.12.84	3500-5400	1800	19.5	BSO	Cont
1217+544	27.12.84	3500-5400	1500	18.5	QSO	QSO
1217+535	16.03.80	3500-5400	500	18	BSO	DB
	17.03.86	3500-5200	1673			
1217+560	19.02.82	3500-5400	1200	18.5	BSO	Sy2
1217+566	28.12.84	3500-5500	1500	19.5	BSO	QSO
	05.04.86	3500-5200	2580			
1219+551 A	17.03.86	3500-5200	2034	18	BSO	DA
1219+542	16.03.80	3500-5400	1140	19	QSO	QSO
	26.02.88	3400-6700	938			
1219+539	18.02.82	5500-7500	660	18	BSO	ELG
	20.02.82	3900-6600	420			
1220+567	22.02.82	3700-5400	1200	19	BSO	QSO
1220+559	22.02.82	3700-5400	900	18	BSO	QSO
	29.03.87	3400-6700	1776			
1220+564	28.12.84	3500-5500	1800	19.5	QSO	Cont
	04.04.86	3500-5200	4888			
1221+545 A	11.04.81	3700-5500	780	18.5	QSO	QSO
1222+546	12.02.82	3500-5400	900	18.5	QSO	QSO
	11.11.85	3320-6600	1399			

Таблица 1 (продолжение)

1	2	3	4	5	6	7
1223+565	28.12.84	3480-5400	1500	19 ^m	BSO	QSO
	01.05.89	3500-6700	3850			
1224+561	28.12.84	3500-5700	1320	19.5	QSO	QSO
1227+553	16.03.80	3500-5200	480	16.5	QSO	Cont
	26.12.84	3500-5400	420			
1229+557 A	20.02.82	3500-5400	1080	18	BSO	QSO
	05.03.89	3500-6700	1568			
1229+566	20.02.82	3500-5700	1080	18	BSO	DA
	05.03.89	3500-6700	3602			
1229+571	20.02.82	3500-5400	660	18	BSO	QSO
	18.03.86	3500-5200	1472			
1230+559	26.12.84	3500-5900	1200	18	QSO	QSO
1232+555	26.12.84	3500-5000	1500	18.5	QSO	QSO
1234+563	20.02.82	3500-5400	1200	18	BSO	DA
1515+610 B	19.02.82	3500-5300	840	17.5	BSO	sdB:
	14.05.85	3550-5500	1300			
1515+608	13.11.85	3700-5350	2107	18	QSO	DAF
1516+580	29.08.86	3600-6400	2387	18	BSO	Cont
	28.08.87	3500-6500	1171			
1521+598	09.08.86	3650-5200	1949	18	QSO	Sy1
	02.09.86	3500-5200	3131			
	03.09.86	4900-6600	2145			
1522+593	07.09.87	3500-5200	1866	18.5	BSO	HBB
1524+598	29.08.86	3500-5200	1536	18.5	QSO	QSO
	28.09.87	3500-6550	1301			
	11.11.85	3320-5080	884			
1525+580 B	12.11.85	3320-5080	1621	17.5	QSO	QSO
	04.09.86	3500-5200	2333			
1525+600	28.08.87	3500-6800	1207	19	QSO	QSO
	12.11.85	3320-5080	1602			
1527+581	28.09.87	3400-6550	1497	17.5	QSO	QSO
	12.11.85	3400-5100	509			
1528+577 A	12.11.85	3400-5100	509	18	QSO	DA
1529+590	21.03.86	3500-5100	482	18	BSO	sdB
1531+572 B	29.08.86	3500-5200	1717	18	BSO	DAF
	03.09.86	3500-5200	1892			
1532+582	14.11.85	3600-5300	1030	18.5	BSO	DAB
1532+583	14.11.85	3600-5300	1124	17.5	BSO	sdOB:
1532+585 A	09.10.88	3500-6700	915	19	QSO	DAO:

Таблица 1 (окончание)

1	2	3	4	5	6	7
1533+575	31.08.86	3500—5200	1434	18 ^m	BSO	DF
	03.09.86	3500—5200	2502			
1533+588	09.10.88	3500—6700	717	19	QSO	QSO
1534+588	06.04.86	3500—5200	512	17	BSO	DAB
1537+595	09.10.88	3500—6700	658	19	QSO	QSO
1537+572	29.08.86	3600—5300	1239	18	BSO	QSO
	10.10.89	3500—6700	974			
1538+588	21.03.86	3500—5200	463	18	BSO	DG
1538+587	04.09.86	3500—5200	1077	18.5	BSO	DG:

время экспозиции в секундах, 5—звездная величина согласно [3—8], 6—обзорный тип согласно [3—8], 7—опектральный тип.

В табл. 2 собраны результаты измерений параметров эмиссионных линий, выполненных нами для внегалактических объектов: 1—обозначение SBS; 2—звездная величина согласно [3—8]; 3—абсолютная звезда

Таблица 2

Обозначение SBS	m_B	M_B	z_{em}	$\lambda_{набл.}$	λ_0	Отождествление	FWOI	FWHM	$EW_{набл.}$
1	2	8	4	5	6	7	8	9	10
1208+544	18	-26.1	1.449	3790	1549	CIV	12500	6000	50
				4680	1909	CIII]	11500	5800	45
1208+554	18	-26.4	1.684	4160	1549	CIV	12000	5000	120
				5120	1909	CIII]	12000	8000	90
1209+558	18	-26.1	1.409	3730	1549	CIV	11500	6000	80
				4600	1909	CIII]	10000	5000	50
1210+570	18.5	-25.8	1.568	3980	1549	CIV	11500	6000	80
1213+568	19	-26.0	2.156	4900	1909	CIII]	7000:	4000:	40:
				3840	1216	L _a	11000	2500	320
				3910	1240	NV	4000	2000	30
				4880	1549	CIV	9000	4500	180
1217+544	18.5	-25.9	1.656	4115	1549	CIV	12500	6000	80
				4420	1663	OIII]	—	—	—
				4650	1750	[NIII]	—	—	—
				5070	1909	CIII]	10000	5800	60
1217+566	19.5	-24.5	1.362	3660	1549	CIV	11500	5800	90
				4510	1909	CIII]	10000	7000	50;

Таблица 2 (продолжение)

1	2	3	4	5	6	7	8	9	10			
1219+542	19	-26.0	0.193	3900	1216	L α	24500	7000	450			
				3960	1240	NV						
				4465	1400	SiIV+[OIV]						
				4920	1549	CIV						
				6095	1909	CIII]						
1220+559	18	-25.1	0.905	3640	1909	CIII]	--	--	--			
				5330	2798	MgII	12000	8000	110			
				1222+546	18.5	-23.1	0.464	4095	2798	MgII	5300	1700
4685	3203	HeII	--					--	--			
1223+565	19	-24.9	1.289	3545	1549	CIV	--	--	--			
				4370	1909	CIII]	12000	5500	80			
1224+561	19.5	-26.1	2.835	3960	1030	L β /OVI	--	--	--			
				4660	1216	L α	24000	10000	500			
				4750	1240	NV						
				5120	1335	CII				--	--	--
				5360	1400	SiIV+[OIV]				--	--	--
1229+557A	18	-24.1	0.573	4400	2798	MgII				7000	3500	60
				1229+571	18	-24.4	0.644	4600	2798	MgII	4500	2300
1230+559	18	-26.8	1.988					3635	1216	L α	17000	8000
				3700	1240	NV						
				4290	1400	SiIV+[OIV]						
				4630	1549	CIV						
				4900	1640	HeII						
				5700	1909	CIII]						
1232+555	18.5	-26.3	1.954	3595	1216	L α	20000	10000	450			
				3660	1240	NV						
				4140	1400	SiIV+[OIV]						
				4575	1549	CIV						
				4845	1640	HeII						
				5650	1909	CIII]						
1524+598	18.5	-25.8	1.527	3910	1549	CIV	10000	5300	80			
				4830	1909	CIII]	8000	4500	40			
				1525+580B	17.5	-27.3	1.909	3540	1216	L α	21000	9800
4065	1400	SiIV+[OIV]	9300					5500	30			
4500	1549	CIV	12000					6000	60			
1525+600	19	-25.8	1.919	3550	1216	L α	30000	6000	650			
				3620	1240	NV						
				4080	1400	SiIV+[OIV]				7000	3800	30

Таблица 2 (окончание)

1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
				4520	1549	CIV	9500	4300	120
				5570	1909	CIII]	8000	4000	90
1527+581	17.5	-26.7	1.428	3760	1549	CIV	8000	4000	50
				4635	1909	CIII]	8000	4500	25
1533+588	19	-25.7	1.895	3520:	1216	L _a	21500:	8000:	350:
				3865	1335	CII	2700	1200	20
				4055	1400	SiIV+[OIV]	6700	3500	50
				4485	1549	CIV	11500	5000	120
				4810	1663	OIII]	2800	1200	10
				5525	1909	CIII]	9300	4500	60:
1537+595	19	-26.0	2.125	3800	1226	L _a	20000	8000	450
				4075	1304	OI	—	—	—
				4370	1400	SiVI+[OIV]	6500	3000	40
				4835	1549	CIV	11800	3500	180
				5970	1909	CIII]	9000	4500	100
1537+572	18	-26.8	1.924	3555	1216	L _a	—	—	—
				3900	1335	CII	—	—	—
				4095	1400	SiIV+[OIV]	5100	3500	45
				4530	1549	CIV	8000	4000	80
				5860	1909	CIII]	—	—	—

ная величина при $H=75$ км/с Млк и $q_0=0$, с учетом галактического поглощения $\Delta m=0.25 \cos \epsilon |b^{11}|$; 4—среднее значение красного смещения, определенное по сильным эмиссионным линиям; 5—наблюдаемая длина волны эмиссионной линии; 6 и 7—лабораторная длина волны эмиссионной линии ион и ион, отождествляемый нами; 8—полная ширина эмиссионной линии на уровне непрерывного спектра (FWOI); 9—полная ширина линии на половине интенсивности (FWHI); 10—наблюдаемое значение эквивалентной ширины эмиссионной линии.

При наличии для одного объекта нескольких спектров нами приводятся средние значения для указанных в таблице величин. Знак «:» означает неуверенное определение помеченного параметра.

В табл. 3 приведено распределение изученных в двух полях SBS-обзора звездных объектов по типам.

Из табл. 1 видно, что около 75% кандидатов в QSO из оригинальных списков действительно оказываются QSO, из BSO около 45% оказались внегалактическими объектами. Два объекта, SBS 1213+549 A и SBS 1521+598, являются скорее сейфертовскими галактиками первого типа, нежели QSO. Их светимости заключены в интервале $-22^m < M_B <$

Таблица 3

Коорд. центров SBS-полей	QSO	Gal	WD	sd	Cont	Всего объектов
$12^{\text{h}}22^{\text{m}}+55^{\circ}00'$	18	4	4	1	4	31
$15^{\text{h}}30^{\text{m}}+59^{\circ}00'$	7	1	9	4	1	22
Всего	25	5	13	5	5	53

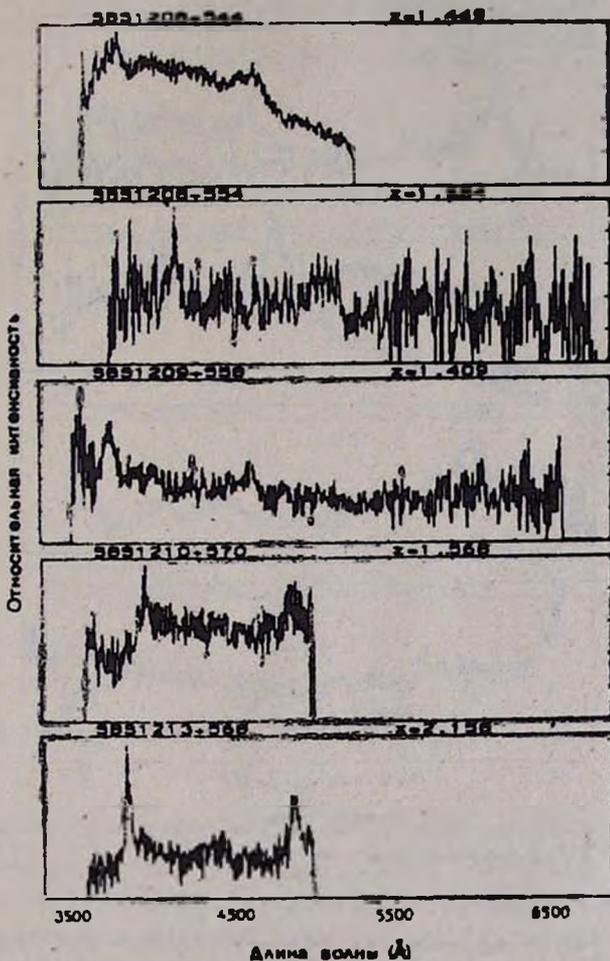


Рис. 1. Спектры кватзаров Второго Бюранжского спектрального обзора неба, полученные с помощью TV-сканера 6 м телескопа.

—24th. SBS 1217+560 оказался сейфертовской галактикой второго типа. Объекты SBS 1214+554, и SBS 1219+539 оказались эмиссионными галактиками. Более подробные данные об этих объектах будут опубликованы позднее.

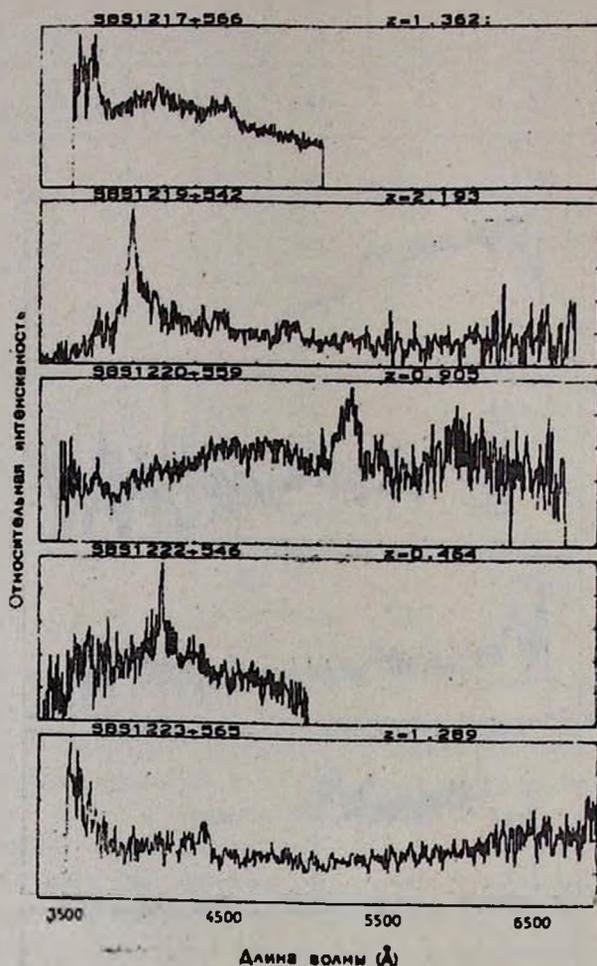


Рис. 2. Спектры квазаров Второго Бюраканского спектрального обзора неба, полученные с помощью TV-сканера 6-м телескопа.

Краткие замечания к отдельным объектам табл. 1 и 2

1220+559—Обращает на себя внимание большая наблюдаемая эквивалентная ширина ($EW_{\text{набл.}} = 110 \text{ \AA}$) и полная ширина ($F\text{W}\text{O}\text{I} = 12000 \text{ км/с}$) линии при $\lambda_{\text{набл.}} = 5330 \text{ \AA}$, отождествляемой нами как $\text{MgII}\lambda 2798$, а также очень слабая CIII . Отождествление неуверенное.

1223+565—Параметры линии CIV, находящейся на краю спектра, не удалось измерить.

1232+555—Возможно, объект является «damp» QSO.

1537+572—Коротковолновая часть спектра сильно недодержана, данные для линии L_α не удается определить.

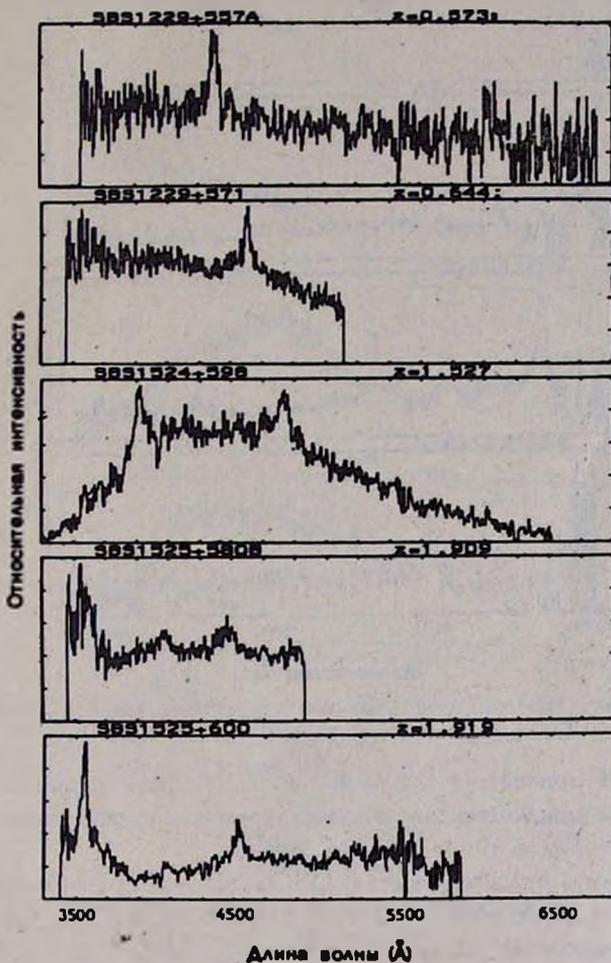


Рис. 3. Спектры квазаров Второго Бюраканского спектрального обзора неба, полученные с помощью TV-сканера 6-м телескопа.

1537+595—Нами определено красное смещение $z_{em}=2.125$. Согласно Арлу [9] объект двойной с красными смещениями $z_1=2.132$ и $z_2=1.968$.

Диапазон красных смещений QSO $0.46 < z_{em} < 2.83$, светимости за-

клячены между $-23.^m1 < M_B < -26.^m8$, видимые величины $16.^m5 < m_B < 19.^m5$.

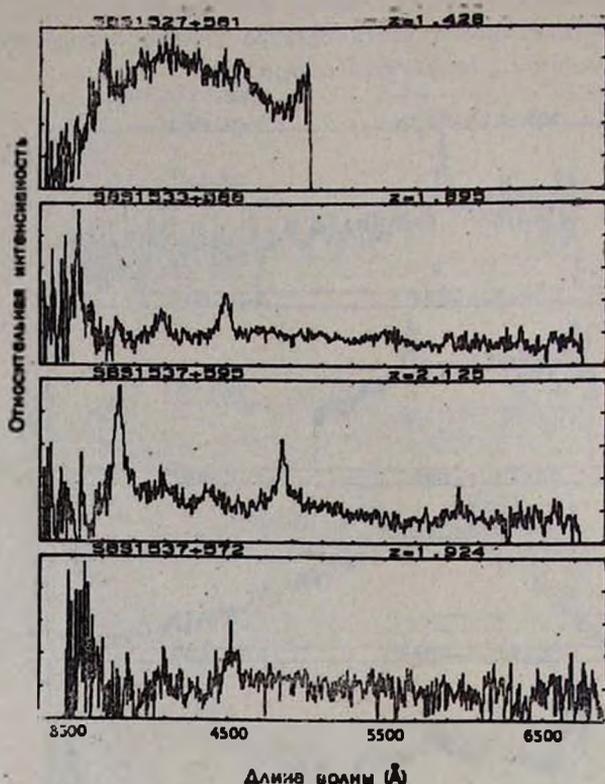


Рис. 4. Спектры квазаров Второго Бюраканского спектрального обзора неба, полученные с помощью TV-сканера 6-м телескопа.

На рис. 1—4 приведены сканы 19 QSO. На рис. 5 приведены сканы пяти типичных вырожденных звезд—трех белых карликов типов DA, DB, DG и двух субкарликов типов HVB и sdB-O.

Регистрограммы спектров шести QSO—SBS 1217+544, SBS 1220+567, SBS 1221+545A, SBS 1224+561, SBS 1230+559, SBS 1232+555 будут приведены позднее. Данные об SBS 1220+567 и SBS 1221+545 A можно взять из [10].

Краткие описания спектров типичных белых карликов и субкарликов представлены в конце статьи.

Описания спектров типичных белых карликов и субкарликов, приведенных на рис. 5

1212+553—sdB-O—Наблюдаются умеренной ширины ($F\text{W}\text{O}\text{I} \leq 50 \text{ \AA}^\circ$) линии поглощения бальмеровской серии H_β — H_γ и слабая $\text{HeI } \lambda 4471$.

1217+535—DB—Наблюдаются сильные и широкие ($F\text{W}\text{O}\text{I} \approx 50\text{\AA}$) линии поглощения $\text{HeI}\lambda\lambda 4921, 4711, 4471, 4388, 4144, 4026, 4009, 3889$ и 3820 .

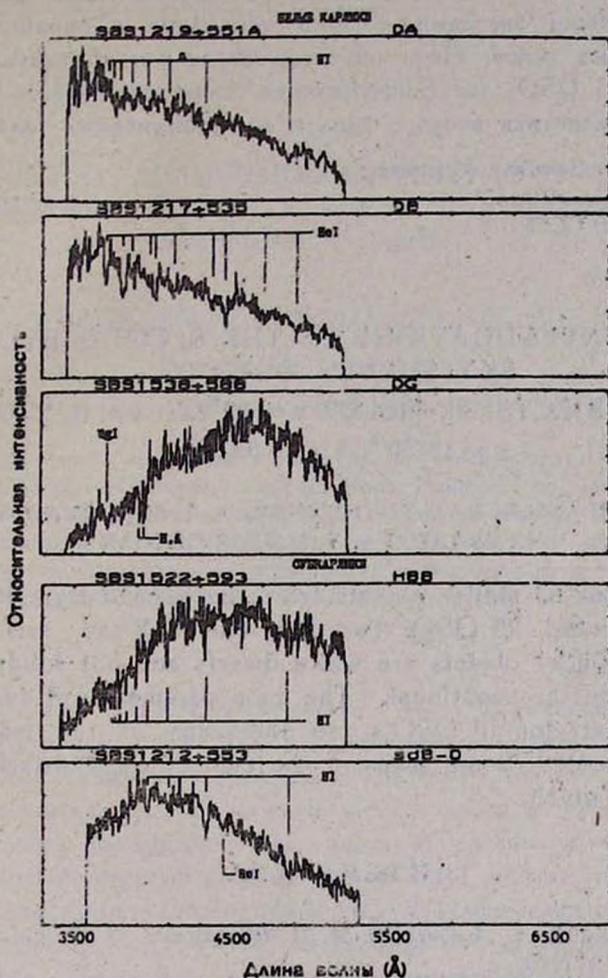


Рис. 5. Сканы типичных белых карликов и субкарликов Второго Бюраканского спектрального обзора: неба, полученные с помощью TV-сканера 6 м телескопа.

1219+551 A-DA—Наблюдаются сильные и широкие ($F\text{W}\text{O}\text{I} \sim 100\text{\AA}$) линии поглощения бальмеровской серии $\text{H}_n - \text{H}_{11}$.

1522+593—HBB—Присутствуют сильные и узкие ($F\text{W}\text{O}\text{I} \leq 20\text{\AA}$) абсорбционные линии бальмеровской серии $\text{H}_\beta - \text{H}_{12}$. Возможно есть также $\text{CIII}\lambda 4650$.

1538+588—DG—В спектре наблюдаются широкие линии поглощения H и K CaII, а также бленда $\text{MgII}\lambda\lambda 3829, 3832, 3838$.

3. *Заключение.* Из изученных нами 53 звездных объектов из двух последующих полей SBS-обзора, $\alpha = 12^{\text{h}}22^{\text{m}}$ и $\delta = +55^{\circ}00'$ и $\alpha = 15^{\text{h}}30^{\text{m}}$ и $\delta = 59^{\circ}00'$, около 60% оказались внегалактическими объектами, остальные — вырожденными звездами — белыми карликами и горячими субкарликами различных типов. Пять объектов оказались континуальными.

Открыты 25 QSO, две сейфертовские галактики первого типа, одна сейфертовская галактика второго типа и две эмиссионные галактики.

Бюраканская астрофизическая обсерватория
Специальная астрофизическая
обсерватория АН СССР

SPECTRAL INVESTIGATIONS OF THE SECOND BYURAKAN SKY SURVEY OBJECTS.

STELLAR OBJECTS. III. FIELDS $\alpha = 12^{\text{h}}22^{\text{m}}$, $\delta = +55^{\circ}00'$ AND
 $\alpha = 15^{\text{h}}30^{\text{m}}$, $\delta = +59^{\circ}00'$.

J. A. STEPANIAN, V. A. LIPOVETSKY, A. I. SHAPOVALOVA,
L. K. ERASTOVA, V. H. CHAVUSHIAN

The data for 53 stellar objects from the Second Byurakan Survey (SBS) are presented. 25 QSO, two Sy1, one Sy2 and two ELG are found. The remainder objects are white dwarfs and hot subdwarfs. Five objects turned out as continual. The main parameters of emission lines and the other data for all QSO's and the scans of the main part of QSO's are presented. Some scans of the typical white dwarfs and subdwarfs are also given.

ЛИТЕРАТУРА

1. Дж. А. Степанян, В. А. Липовецкий, А. И. Шаповалова, Л. К. Ерастова, *Астрофизика*, 33, 89, 1990.
2. Дж. А. Степанян, В. А. Липовецкий, А. И. Шаповалова, Л. К. Ерастова, В. О. Чавушян, *Астрофизика*, 33, 199, 1990.
3. Б. Е. Маркарян, Дж. А. Степанян, *Астрофизика*, 19, 639, 1983.
4. Б. Е. Маркарян, Дж. А. Степанян, *Астрофизика*, 20, 21, 1984.
5. Б. Е. Маркарян, Дж. А. Степанян, *Астрофизика*, 20, 513, 1984.
6. Б. Е. Маркарян, Дж. А. Степанян, Л. К. Ерастова, *Астрофизика*, 23, 439, 1985.
7. Б. Е. Маркарян, Дж. А. Степанян, Л. К. Ерастова, *Астрофизика*, 25, 345, 1986.
8. Дж. А. Степанян, В. А. Липовецкий, Л. К. Ерастова, *Астрофизика*, 29, 247, 1988.
9. Н. Агр. Proc. 9-th Texas Symp. Munich, 1980.
10. Б. Е. Маркарян, В. А. Липовецкий, Дж. А. Степанян, *Астрофизика*, 19, 29, 1983.

УДК: 524.3—337:524.86 Нс

СВЯЗЬ МЕЖДУ ВЕЛИЧИНОЙ МАГНИТНОГО ПОЛЯ И СОДЕРЖАНИЕМ ГЕЛИЯ У ЗВЕЗД С УСИЛЕННЫМИ ЛИНИЯМИ ГЕЛИЯ

Ю. В. ГЛАГОЛЕВСКИЙ, Ф. Г. КОПЫЛОВА, Л. С. ЛЮБИМКОВ

Поступила 28 июня 1990

Принята к печати 15 сентября 1990

На основе собственных измерений и литературных данных определено содержание гелия He/H у 29 звезд с усиленными линиями гелия. Найдено, что с достаточно высоким уровнем значимости существует корреляция между среднеквадратическими значениями магнитного поля и содержанием гелия у этих звезд, причем чем больше поле, тем больше избыток гелия. Отмечено, что этот эффект можно объяснить в рамках теории диффузии, если предположить стабилизирующее действие магнитного поля на движения в атмосфере.

Наблюдательные данные показывают, что у химически пекулярных звезд (CP) существует связь между величиной магнитного поля и степенью химических аномалий. Например, согласно результатам Леушина [1] и Глаголевского и др. [2], степень пекулярности $\rho \sim z \sim B_v$, где z — параметр женеvской фотометрии, зависящий от интенсивности депрессии $\lambda 5200 \text{ \AA}$ [3], а B_s — поверхностное магнитное поле звезды. Имеются также данные о зависимости степени уменьшения бальмеровских скачков от поверхностного магнитного поля [4]; поскольку в этой же работе показано, что есть все основания считать факт уменьшения бальмеровских скачков относительно нормальных звезд с той же эффективной температурой T_e следствием избытка металлов, то связь аномальности бальмеровских скачков с величиной магнитного поля следует рассматривать как результат зависимости химического состава от магнитного поля. Все эти данные позволяют предположить, что магнитное поле благоприятствует диффузионным процессам, в результате которых происходит обогащение верхних слоев атмосфер некоторыми химическими элементами. В связи с этим весьма важной проблемой оказывается изучение химически пекулярных звезд с аномальными линиями гелия — с усиленными (He-г) и ослаб-

ленными (He-w). Она интересна потому, что не совсем ясно, почему самые горячие из CP-звезд имеют усиленные линии гелия, а примыкающие к ним в среднем более холодные звезды типа He-w имеют ослабленные линии гелия, причем обе группы перекрываются, т. е. существует много звезд, которые имеют одинаковые температуры и радиусы, но относятся к разным типам пекулярности. Очень важно выяснить механизм, приводящий к столь противоположным свойствам.

В данной работе мы приводим только предварительные результаты исследования звезд с усиленными линиями гелия. Магнитное поле таких звезд изучено к настоящему времени относительно хорошо [5], но данных для определения содержания гелия было мало. Для части таких звезд спектроскопический материал был получен нами на II камере Основного звездного спектрографа 6-метрового телескопа с дисперсией 9 Å/мм, а для других звезд мы воспользовались данными Вальборна [6]. Звезду HD 142990 мы исследовали по спектрограммам, любезно предоставленным нам И. М. Копыловым и В. Г. Клочковой. В табл. 1 приведены результаты наших измерений и другие данные. Кроме номера звезды там приведено число n использованных спектрограмм, затем эффективная температура T_e из каталога [7]. В том случае, если мы не располагали данными о $\lg g$, использовались средние для CP-звезд значения $\lg g = 4.0$. В табл. 1 приведены также измеренные эквивалентные ширины W_λ линий гелия, по которым сделаны оценки содержания гелия He/H, и средние квадратические ошибки этих оценок $\pm \sigma$. В последних столбцах таблицы указаны средние квадратические значения магнитного поля звезд $\langle B_e \rangle$ и их ошибки, взятые из [2, 5].

Содержание гелия He/H (по числу атомов) определялось с помощью расчетов Оделла и Воелса [8], выполненных при отсутствии локального термодинамического равновесия. В этой работе вычислены значения W_λ ряда линий HeI в диапазоне эффективных температур от 18000 К до 24000 К для нормального и повышенного содержания гелия, а именно: He/(He+H) = 0.10, 0.35, 0.60 и 0.85. Подчеркнем, что предварительно Оделл и Воелс провели не-ЛТР расчеты моделей атмосфер, соответствующих указанным значениям He/(He+H). Данные этих авторов включают пять линий гелия, измеренных нами: λ 4026, 4121, 4388, 4471 и 4713 Å, однако последняя из них измеряется у многих звезд с недостаточной точностью и ее использование приводит к большим ошибкам. Поэтому средние оценки He/H, приведенные в табл. 1, получены только по первым четырем линиям.

Кроме наших оценок W_λ линий гелия, мы использовали данные Вальборна [6]. К сожалению, здесь представлены результаты измерений, сделанных только по одной или иногда по двум спектрограммам, тем не ме-

ЭКВИВАЛЕНТНЫЕ ШИРИНЫ ЛИНИЙ ГЕЛИЯ (λ) И СОДЕРЖАНИЕ
 ГЕЛИЯ У ЗВЕЗД ТИПА Fe-r

HD	n	T _e K	lg g	λ, A						He/H	$\pm \sigma$	$\langle B_{\text{e}} \rangle,$ Гс	$\pm \sigma$
				4026	4121	4144	4388	4471	4713				
35912	5	18850	4.0:	1.84	0.28	0.94	1.15	1.68	—	0.23	0.02	630	110
36430	4	18450	3.97	1.67	0.26	0.88	1.03	1.65	—	0.21	0.01	260	110
36982	3	20600:	4.0:	1.73	0.28	0.81	1.06	1.68	0.50	0.17	0.01	—	—
37017	2	20450	4.06	2.55	0.43	1.79	1.62	2.22	0.54	0.42	0.01	1610	115
37479	4	23650	4.0:	2.20	0.45	1.33	1.44	2.60	0.58	0.62	0.13	1980	155
37776	2	23050	4.12	2.02	0.60	1.31	1.30	2.36	0.67	0.59	0.25	820	110
47777	4	21200	4.0:	1.38	0.23	0.84	0.88	1.63	0.27	0.11	0.03	355	280
125823	2	20250	4.20	1.66	—	—	0.81	—	—	0.08:*)	—	315	30
142990	3	18450	4.05	1.80	0.35	—	0.76	1.22	0.23	0.19	0.02	1370	70
177003	5	19600	4.14	1.39	0.25	0.75	0.87	1.56	0.27	0.10	0.02	160	80
184927	6	21500	3.83	2.37	0.43	1.58	1.68	2.44	0.45	0.58	0.06	1340	1100
208266	2	24300	4.0:	1.22	0.33	0.65	0.57	1.02	0.07	0.15	0.06	—	—
186205	2	23500	3.97	3.39	0.58	2.49	2.25	2.77	0.50	0.47	0.09	430	135
209339	5	30200	3.87	0.85	0.28	0.51	0.52	1.03	—	0.10:	—	230	320

*) S. C. Wolff, J. N. Heasley, *Astrophys. J.*, 292, 589, 1985.

нее этот материал оказался полезным. В табл. 2 приведены результаты оценок He/H для 18 звезд типа He-I, сделанных по данным Вальборна. Температуры T_e по-прежнему взяты из каталога [7], а в тех случаях, когда их там нет, мы оценивали T_e по параметру X многоцветной женевской фотометрии [9] с помощью методики, описанной в [7]. Такие температуры отмечены в табл. 2 значком (X). В этой таблице только у двух

Таблица 2

ОЦЕНКИ СОДЕРЖАНИЯ ГЕЛИЯ ПО ДАННЫМ ВАЛЬБОРНА

HD	n	T_e , K	$\lg g$	He/H	$\pm \sigma$	$\langle B_e \rangle$, Gc	$\pm \sigma$
37479	1	23650	4.0:	0.32	0.03	1980	155
37817	1	20450	4.0:	0.37	0.02	1620	115
37776	1	23050	4.12:	0.33	0.05	820	110
58260	1	19090(X)	4.0:	0.40	0.07	2150	135
60344	1	22600	4.0:	0.21	0.06	0	275
64740	1	24100	4.0:	0.20	0.04	510	30
66522	2	18700(X)	4.0:	0.34	0.04	534	370
96446	1	23550	4.0:	0.45	0.09	1460	115
133518	1	20200	3.86	0.33	0.06	250	230
144941	1	23300	4.0:	0.88:	—	—	—
149257	2	24880	4.0:	0.35	0.07	—	—
164769	2	35000(X)	4.0:	0.53:	—	—	—
168785	2	24750	4.0:	0.51	0.09	—	—
186205	2	23500	4.0:	0.52	0.08	430	135
260858	1	18800	4.0:	0.36	0.05	—	—
264111	1	23300	4.0:	0.20	0.04	—	—
-46°3093	2	23000	4.0:	0.21	0.05	—	—
-69°2698	2	27500	4.0:	0.51	—	—	—

звезд известны значения $\lg g$, для остальных мы приняли $\lg g = 4.0$. В табл. 1 и 2 имеется четыре одинаковых звезды, поэтому для них мы смогли оценить различие эквивалентных ширин. Оказалось, что у Вальборна эквивалентные ширины линий гелия увеличены по сравнению с нашими на 40%. Ввиду того, что наших данных больше, мы редуцировали значения W_λ Вальборна к нашим. Оказалось, что такая редукция способствовала уменьшению разброса точек на графике зависимости $\langle B_e \rangle$ от He/H . Этот график приведен на рис. 1, причем черными кружками обозначены данные, полученные по нашим данным, а светлыми—по данным Вальборна (исправленным). Для четырех общих звезд величины W_λ усреднены с весом, равным количеству использованных спектров.

В трех случаях (данные Вальборна) температуры или эквивалентные ширины линий оказались вне рассчитанной сетки данных, тогда мы ис-

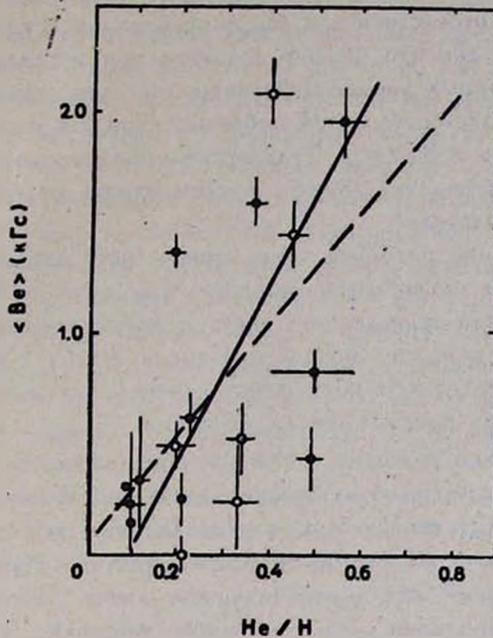


Рис. 1. Соотношение между среднеквадратическими значениями магнитного поля $\langle B_e \rangle$ и содержанием гелия у звезд He-г.

пользовали метод графической экстраполяции и обозначили результат как неуверенный.

Рассмотрение рис. 1 показывает, что между магнитным полем и содержанием гелия, по-видимому, существует связь. Способ наименьших квадратов приводит к следующему соотношению между этими величинами:

$$\langle B_e \rangle = 2530 \cdot (He/H) + 36,$$

при коэффициенте корреляции $r=0.70$. Коэффициент $a=2530$ Гс определен с ошибкой $\sigma=\pm 600$ Гс. Эти данные свидетельствуют о том, что корреляция значимая. Прямая, соответствующая указанной формуле, на рис. 1 проведена штриховой линией, а сплошная прямая проведена через точку с координатами $\langle B_e \rangle=0$ и $(He/H)=0.1$, соответствующую нормальным звездам, и точку, равную среднему значению $\langle B_e \rangle$ и (He/H) для He-г звезд ($(He/H)>0.1$).

Следует подчеркнуть, что использование средних квадратических значений $\langle B_e \rangle$ магнитного поля вместо поверхностного поля B_e значитель-

но увеличивает рассеяние точек на графике и уменьшает значение коэффициента корреляции, так как величина $\langle V_e \rangle$ (в отличие от V_s) зависит от угла наклона звезды. К сожалению, значения V_s для звезд He-г в настоящее время отсутствуют, и мы использовали средние квадратические значения $\langle V_e \rangle$, как это обычно делается при исследованиях магнитных химически пекулярных звезд. Действительно, существует несколько звезд, у которых наблюдается большой избыток гелия, но поле у них небольшое, а у одной из них $\langle V_e \rangle = 0$. Вследствие произвольной ориентации звезд всегда можно наблюдать объекты с невыгодным положением диполя относительно наблюдателя.

Другая причина разброса точек может быть связана с зависимостью содержания гелия от возраста, подобно той, которая была найдена Любимковым [10] для нормальных звезд главной последовательности. Для He-г звезд мы пока не можем проверить наличие такой зависимости вследствие недостаточного количества данных, однако по мере их накопления это свойство предполагается изучить.

Третья причина разброса точек—это переменность линий гелия. Как известно, все химически пекулярные звезды являются спектрально переменными, и при статистических исследованиях это надо помнить. Для уменьшения эффекта переменности линий обычно усредняют данные нескольких наблюдений, сделанных в разные даты. В результате дефицита наблюдательного времени это требование часто не удается выполнить достаточно хорошо. Сильные изменения линий гелия наблюдаются лишь у небольшой части звезд He-г, таких, как HD 37017, HD 125823. Основная же часть испытывает умеренные изменения, и средние значения эквивалентных ширин достаточно хорошо характеризуют гелиевые аномалии этих звезд. Амплитуда изменений меньше характерных особенностей этих звезд.

Мы понимаем, что для окончательного ответа на вопрос о существовании зависимости содержания гелия от магнитного поля еще мало данных, однако приведенные результаты свидетельствуют о большой вероятности такого предположения.

Посмотрим, как можно объяснить зависимость содержания гелия от магнитного поля. В работах Воукле [11] и Мишо [12] предложен механизм обогащения гелием верхних слоев атмосфер звезд типа He-г путем совместного действия диффузии и потери массы, вызванной радиационным давлением. Расчеты этих авторов показывают, что для образования звезд типа He-г с помощью такого механизма темп потери массы должен быть порядка $10^{-12} M_{\odot}/\text{год}$. Скорость диффузии зависит от коэффициента диффузии и температуры, поэтому для звезд с одинаковой температурой коэффициент диффузии будет зависеть от скорости нетепловых

движений газа. Вероятно, магнитное поле препятствует таким движениям, оно стремится «заморозить» их тем сильнее, чем больше напряженность. Поэтому нет ничего удивительного в том, что между напряженностью магнитного поля и избытком содержания гелия наблюдается связь. Местель [13] показал, что в случае дипольного поля звездный ветер должен проявляться сильнее на полосах, в то же время масса, вытекающая в других частях поверхности, должна скапливаться на магнитном экваторе. Этот процесс должен приводить к обогащению гелием приполярных областей, что и наблюдается на многих звездах типа He-g. В работе Мишо [12] рассматриваются различные трудности интерпретации He-g и He-w звезд с помощью гипотезы о совместном действии диффузии и звездного ветра. В частности, в отличие от Местеля, авторы отмечают большую вероятность избытка гелия вблизи экватора. Отметим еще одну трудность теории диффузии: скорость потери массы у ранних В-звезд, вообще, и у звезд He-g, в частности, может существенно превышать указанное выше значение $10^{-12} M_{\odot}/\text{год}$, но столь активное истечение будет препятствовать накоплению гелия в верхних слоях атмосферы (т. е. образованию He-g звезд).

Следует отметить, что проблема содержания гелия не решена не только для CP-звезд, но и для нормальных звезд главной последовательности. Нельзя исключить, что и у нормальных В-звезд [10] и у CP-звезд обогащение происходит одним и тем же механизмом, причем во втором случае оно усилено за счет влияния магнитного поля. Меридиональная циркуляция, связанная с вращением, не может привести к наблюдаемым эффектам, так как в случае CP-звезд существуют свидетельства ее отсутствия [14]. Как нормальные В-звезды, так и звезды He-g не показывают какой-либо корреляции содержания He с $v \sin i$, которую следует ожидать при наличии меридиональной циркуляции.

Интересно, что граница перехода от He-g к He-w звездам на температурной шкале лежит вблизи $T_e \sim 18000 \text{ K}$, и в районе этого значения наблюдаются объекты обоих указанных типов. Более того, в этой области встречаются также звезды, имеющие значительное поле и одновременно нормальное содержание гелия. Если во всех случаях работает один механизм (например, диффузия), то приходится предполагать, что его эффективность сильно зависит не только от T_e , но и от других неизвестных параметров.

Специальная астрофизическая
обсерватория АН СССР

Крымская астрофизическая обсерватория
АН СССР

THE RELATION BETWEEN MAGNETIC FIELD STRENGTH AND HELIUM ABUNDANCE IN HELIUM RICH STARS

Yu. V. GLAZOLEVSKIY, F. G. KOPYLOVA, L. S. LYUBIMKOV

On the basis of our own measurements and literature data helium abundance He/H for 29 helium rich stars is determined. It is found that with a sufficiently high level of significance there is a correlation between the mean square magnetic field values and the helium abundance in these stars, here the stronger field the larger helium excess. It is noted that this can be accounted for within the framework of the diffusion theory under the assumption that the magnetic field stabilizes motions in the atmosphere.

ЛИТЕРАТУРА

1. В. В. Лушин, Астрофиз. исслед. Изв. Спец. астрофиз. обсерв., 3, 36, 1971.
2. Ю. В. ГлазOLEВСКИЙ, И. И. Романюк, Н. М. Чунакова, В. Г. Штоль, Астрофиз. исслед. Изв. Спец. астрофиз. обсерв., 23, 37, 1986.
3. N. Cramer, A. Maeder, *Astron. and Astrophys. Suppl. Ser.*, 41, 111, 1980.
4. Ю. В. ГлазOLEВСКИЙ, Г. П. Топильская, Астрофиз. исслед. Изв. Спец. астрофиз. обсерв., 25, 13, 1987.
5. В. Д. Бычков, Ю. В. ГлазOLEВСКИЙ, В. Г. Елькин, Ф. Г. Копылова и др. Астрофиз. исслед. Изв. Спец. астрофиз. обсерв., 30, (в печати).
6. N. R. Walborn, *Astrophys. J.*, 268, 195, 1983.
7. Ю. В. ГлазOLEВСКИЙ, Н. М. Чунакова, Астрофиз. исслед. Изв. Спец. астрофиз. обсерв., 25, 13, 1987.
8. A. P. Odell, S. A. Voels, *Hydrogen Deficient Stars and Related Objects.*, Ed K. Hunger et al., Reidel, 1986, p. 297.
9. F. Rufener, *Astron. and Astrophys. Suppl. Ser.*, 41, 207, 1981.
10. Л. С. Любимков, Астрофизика, 29, 479, 1988.
11. S. Vauclair, *Astron. and Astrophys.*, 45, 233, 1975.
12. D. Michoud et al., *Astrophys. J.*, 322, 302, 1987.
13. L. Mestel, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, 138, 359, 1968.
14. Ю. В. ГлазOLEВСКИЙ, Магнитные звезды, Сб. докл. Наука, Ленинград, 206, 1988.

УДК: 524.354—62

ОБ ЭФФЕКТЕ ГОЛУБОГО СМЕЩЕНИЯ ЭМИССИОННЫХ ЛИНИЙ СВЕРХНОВЫХ, ОБУСЛОВЛЕННОМ КОНЕЧНОСТЬЮ СКОРОСТИ СВЕТА

А. Э. ГРИГОРЯН, Т. Г. АРШАКЯН

Поступила 8 октября 1989

Принята к печати 30 августа 1990

Рассмотрены возможные причины смещения пика эмиссионной линии у объекта с расширяющейся оболочкой. Выявлен новый эффект голубого смещения пика эмиссионной линии, обусловленный тем, что одновременно наблюдаемые фотоны, достигшие наблюдателя от разноудаленных точек оболочки, излучены соответственно в разные моменты ее расширения. Эффект тем более значителен, чем ближе скорости выброшенных слоев оболочки к скорости света. Рассмотрен случай изотропно расширяющейся сплошной оболочки с кинематикой $v \sim r$. Предложен метод определения смещения эмиссионного пика и оценки нижнего предела на основе наблюдательных данных при условии однородности распределения атомов оболочки, участвующих в образовании линии. Применяя этот метод для SN 1987A (25 февраля 1987 г.), оценена радиальная скорость (-170 км/с), соответствующая нижнему пределу смещения эмиссионного пика H_{α} .

1. *Введение.* У объектов, имеющих истечение вещества или сброшенную оболочку, профили спектральных линий типа $P\text{Cyg}$ в первом приближении хорошо объясняются моделью сферической фотосферы, окруженной изотропно расширяющейся оболочкой. Эмиссионные пики таких линий, образованные в оболочке, обычно не смещены, но в некоторых случаях наблюдаются отрицательные смещения.

Возможной причиной такого смещения может быть отражение квантов (рассеянных в оболочке) от фотосферы [1]. Этот механизм смещения пика действует довольно эффективно.

Существует также принципиальная возможность смещения пика эмиссионного компонента профиля типа $P\text{Cyg}$, связанного с анизотропией выброса. Но для этого должна осуществляться довольно искусственная картина выброса из центра взрыва преимущественно в одну сторо-

ну. Обычно, при наличии анизотропности, имеет место не односторонняя, а биполярная форма выброса, которая должна приводить к появлению двух эмиссионных пиков с голубым и красным смещениями.

В данной работе показано существование нового эффекта, смещающего эмиссионные пики в сторону коротких волн.

2. *Постановка задачи.* Исследуем этот эффект в чистом виде, т. е. без учета других возможных эффектов, указанных выше.

Рассмотрим изотропно расширяющуюся оболочку с кинематикой $v-r$, представляя это как результат мгновенного взрыва, зарегистрированного наблюдателем в момент времени t_0 . Для простоты выберем в оболочке тонкий сферический слой, расширяющийся со скоростью v . Очевидно, что излучающие источники, образующие эту поверхность, находятся на разных расстояниях от наблюдателя. Это значит, что источники, наблюдаемые в данный момент времени t , не образуют сферу. Время задержки $t-t_0$ складывается из времени расширения оболочки r/v и времени $r \cdot \cos \theta / c$, которое затрачивает свет на преодоление разности путей до наблюдателя от рассматриваемой точки оболочки и от центра взрыва.

Из этого следует, что одновременно наблюдаемые источники образуют эллипсоидальную поверхность, вытянутую вдоль луча зрения и с фокусом в центре сферы. В полярных координатах сечение этой поверхности с плоскостью рисунка описывается формулой эллипса с эксцентриситетом

$$e = \frac{v}{c} \quad (c \text{ — скорость света):}$$

$$r(t, \theta) = \frac{r_{\max}(t) \cdot \left(1 - \frac{v}{c}\right)}{1 - \frac{v}{c} \cdot \cos \theta}, \quad (1)$$

где θ — угол между лучом зрения и полярным радиусом $r(t, \theta)$ (рис. 1). Так как

$$r_{\max}(t) = \frac{r(t, 90^\circ)}{1 - \frac{v}{c}} = \frac{v \cdot (t - t_0)}{1 - \frac{v}{c}}, \quad (2)$$

то для кажущихся скоростей, определенных как $\frac{r(t, \theta)}{t - t_0}$, имеем

$$v(\theta) = \frac{v}{1 - \frac{v}{c} \cdot \cos \theta}, \quad (3)$$

Таким образом, сплошную оболочку в момент времени t можно представить как совокупность вложенных друг в друга эллипсов с общим фокусом в точке выброса O и эксцентриситетами

$$e(v) = \frac{v}{c} \sim r.$$

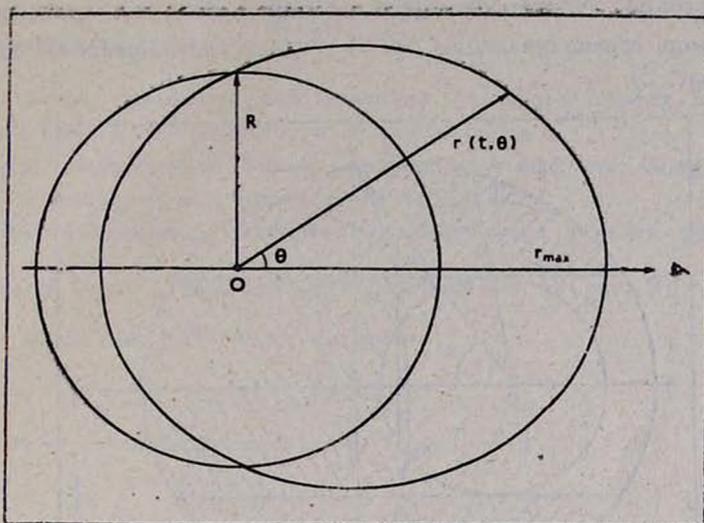


Рис. 1. Кривая $r(t, \theta)$ описывает эллипсоидальную поверхность одновременно наблюдаемых источников сферически симметричного слоя, расширяющегося со скоростью v с учетом конечности скорости света. $R = (t - t_0)$ — радиус окружности, с которой совпала бы кривая $r(t, \theta)$, если скорость света была бы бесконечно большой.

3. *Определение смещения эмиссионного пика.* Пересечение плоскости, перпендикулярной лучу зрения, с оболочкой представляет собой круговое сечение, на котором располагаются атомы с равными лучевыми скоростями. В пренебрежении релятивистскими эффектами можно сказать, что кванты, испускаемые атомами этого сечения, имеют равные доплеровские смещения. В общем случае, с учетом релятивистского эффекта Доплера, поверхность равных смещений (рис. 2) получится вращением вокруг луча зрения кривой, описываемой формулой

$$r_z(\eta) = \frac{v_z(\eta) \cdot (t - t_0)}{1 - \frac{v_z(\eta)}{c} \cdot \eta}, \quad (4)$$

$$\text{где } v_z(\eta) = c \cdot \frac{\eta \pm (z+1) \cdot \sqrt{(z+1)^2 + \eta^2 - 1}}{\eta^2 + (z+1)^2}, \quad (5)$$

$$\eta = \cos \theta.$$

Формула (5) описывает поверхность равных смещений в поле скоростей.

В рассматриваемой нами модели различные сечения испускают кванты определенной частоты (тепловым уширением пренебрегается). Переизлучение квантов фотосферы всеми сечениями приводит к образованию линии с профилем типа $P\text{Cyg}$. Интенсивность на частоте ν зависит от количества атомов соответствующего сечения оболочки, поглощающих (E^-), и атомов, переизлучающих (E^+) кванты непрерывного спектра в частоте ν (рис. 2).

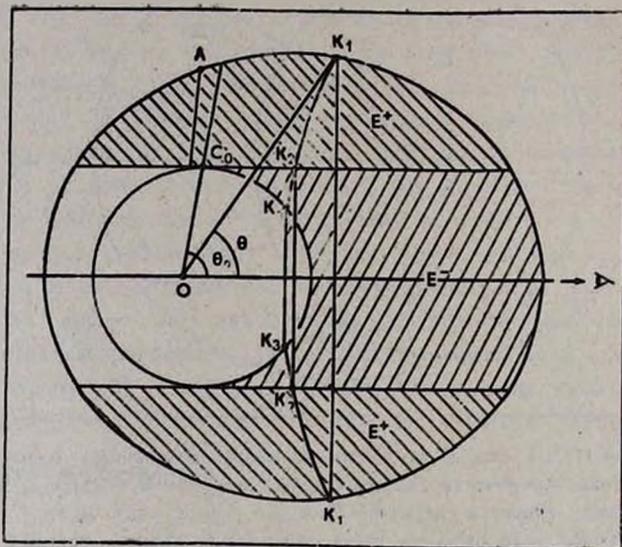


Рис. 2. Эллипсоид фотосферы, окруженный сплошной оболочкой с эллипсовидальной границей. Заштрихованы области эмиссии (E^+) и поглощения (E^-). По дуге K_1K_3 (критерия $r_z(\eta)$) проходит сечение равных смещений, получаемое вращением этой дуги вокруг луча зрения. Точка C_0 является вершиной малой полуоси эллипсоида фотосферы. Сечение, проходящее через эту точку, имеет смещение z_0 .

В предположении однородной оболочки расчет профиля линии сводится к задаче вычисления разности

$$p_1 \cdot S_{1,2}(\theta) - p_2 \cdot S_{2,3}(\theta) = I(\theta),$$

где p_1, p_2 — соответствующие веса к $S_{1,2}(\theta)$ и $S_{2,3}(\theta)$ сочетаний K_1K_2 и K_2K_3 ; θ — полярный угол точки (K_1) пересечения эллипса верхней наблюдаемой границы оболочки с кривой равных смещений $r_z(\eta)$; $I(\theta)$ — интенсивность излучения в линии на данной частоте. Частота эмиссионного пика соответствует сечению с максимальным значением $I(\theta)$. Тогда смещение эмиссионного пика

$$z_{эм} = \frac{1 - \frac{v_1}{c} \cdot \cos \theta_{эм}}{\sqrt{1 - \left(\frac{v_1}{c}\right)^2}} - 1,$$

где v_1 скорость расширения верхней наблюдаемой границы оболочки; а $\theta_{эм}$ определяется из условия $\frac{dI(\theta)}{d\theta} = 0$.

Определенное таким образом значение $z_{эм}$ соответствует смещению эмиссионного пика из-за конечности скорости света.

Проведем качественный анализ описанного эффекта смещения для наглядного представления и определения его знака.

Точка C_0 , являющаяся вершиной малой полуоси эллипса фотосферы, имеет полярный угол θ_0 , для которого $\cos \theta_0 = e_0 = \frac{v_0}{c}$ (рис. 2). Сечение, проходящее через точку C_0 , имеет смещение

$$z_0 = \frac{1 - \frac{v_0}{c} \cdot \cos \theta_0}{\sqrt{1 - \left(\frac{v_0}{c}\right)^2}} - 1 = \sqrt{1 - \left(\frac{v_0}{c}\right)^2} - 1 < 0. \quad (6)$$

При переходе от сечения C_0 к любому сечению A , для которого $z_0(\theta_0) > |z_A|$, уменьшается кривизна сечения и сужается область эмиссии, т. е. $S_{1,2}(\theta_0) > S_{1,2}(\theta_A)$. Так как $I(\theta_0) = p_1 S_{1,2}(\theta_0)$, а $I(\theta_A) = p_1 S_{1,2}(\theta_A)$, то $I(\theta_0) > I(\theta_A)$. Таким образом, сечение C_0 соответствует нижнему пределу смещения эмиссионного пика, т. е. $|z_{эм}| \geq |z_0$.

Значит $z_{эм} \leq z_0 < 0$.

4. Оценка порядка смещения для СН 1987А. Для того, чтобы представить порядок величины $z_{эм}$ при реальных скоростях расширения оболочек сверхновых, надо оценить нижний предел отрицательного смещения (z_0), хотя бы в предположении однородности оболочки (т. е. при независимой от координат функции источников в рассматриваемой линии).

Самым подходящим объектом для этой оценки является СН 1987А, для которого имеются детальные наблюдательные данные.

Определим скорость вещества v_0 на уровне фотосферы (до сих пор нет надежных методов определения v_0 по доплеровским смещениям). В случае фотосферы нужно сначала найти из непрерывного спектра ее излучающую поверхность S . Для этого используем известную связь между видимой звездной величиной m_v , расстоянием R до сверхновой, межзвездным поглощением A_v в V -лучах в направлении сверхновой и тем-

пературой фотосферы T , определенной по планковскому распределению излучения в непрерывном спектре:

$$m_V - 5 \cdot \lg R + 5 - A_V = C_V - 2.5 \cdot \lg \frac{S}{4\pi} + 2.5 \cdot \frac{C}{T} + 2.5 \cdot \lg \left(1 - 10^{-\frac{C}{T}} \right),$$

где C_V и C постоянные.

С другой стороны, для площади эллипсоида фотосферы имеем

$$S_{\text{эл}} = 2\pi a_0^2 \cdot \left(1 - e_0^2 + \frac{1}{e_0} \cdot \sqrt{1 - e_0^2} \cdot \arcsin e_0 \right).$$

Подставляя значение большой полуоси фотосферы

$$a_0 = \frac{v_0 \cdot (t - t_0)}{1 - \left(\frac{v_0}{c} \right)^2}$$

и эксцентриситета $e_0 = \frac{v_0}{c}$ в уравнение

$$S_{\text{эл}} = S,$$

и поделив обе части на $(t - t_0)^2$, получим

$$\frac{v_0^2}{\left(1 - \frac{v_0}{c} \right)^2 \cdot \left(1 + \frac{v_0}{c} \right)} \cdot \left(1 - \frac{v_0}{c} + \frac{c}{v_0} \cdot \sqrt{\frac{c - v_0}{c + v_0}} \cdot \arcsin \frac{v_0}{c} \right) = \frac{S}{2\pi \cdot (t - t_0)^2}.$$

Из этого уравнения найдем значение v_0 . Отметим, что на значении v_0 сказываются ошибки определения модуля расстояния, температуры T и момента взрыва t_0 .

Если, например, момент взрыва ошибочно принимается позже истинного момента, то z_0 переоценивается, т. е. увеличение t_0 приводит к увеличению z_0 , и наоборот. Что касается модуля расстояния, то увеличение R или A_V также увеличивает z_0 . Увеличение температуры T , наоборот, уменьшает z_0 .

Используя данные работ [2—4] ($T = 13965$ К, $m_V = 4.626$, $A_V = 0.66$) и принимая дату 23.2 февраля как момент t_0 , получена скорость на уровне фотосферы $v_0 = 10033$ км/с. Исходя из формулы (6) для скорости v_0 оценено минимально возможное ультрафиолетовое смещение эмиссионного пика, соответствующее по формуле

$$v_z = c \cdot \frac{1 - (z + 1)^2}{1 + (z + 1)^2}$$

скорости $v(z_0) = -170$ км/с.

5. *Заключение.* Представляет интерес точное определение величины $z_{эм}$, которое требует постановки задачи переноса излучения в оболочке с заданным распределением плотности и функцией источников. Решение этой задачи на основе наблюдательных данных требует отдельного исследования.

Описанный эффект смещения эмиссионного пика имеет место также при сжатии оболочки. Поэтому можно рассматривать такую же задачу оценки смещения, заменяя скорость v на $-v$. Так как описанный эффект связан с конечностью скорости света, то он имеет влияние на смещение эмиссионных пиков во всех реальных случаях выброса или сжатия оболочки, с любыми физическими условиями.

Авторы выражают благодарность доктору физ.-мат. наук М. А. Мнацаканяну за полезные обсуждения и рецензенту за ценные замечания.

Бюраканская астрофизическая обсерватория

ON THE EFFECT OF BLUE SHIFT OF SUPERNOVAE EMISSION LINES DUE TO THE FINITENESS OF LIGHT VELOCITY

A. E. GRIGORIAN, T. G. ARSHAKIAN

Possible causes of the emission line peak shift in an object with erupted envelope are considered. A new effect of blue shift of the emission line peak is revealed. It is shown that the latter is due to the fact that the simultaneously observed photons, arrived from the various points of the envelope, are emitted correspondingly in various moments of the envelope expansion. The considered effect is as large as the velocities of erupted envelope layers which are closer to the light velocity. The case of isotropical expanding continuous envelope with $v \sim r$ kinematics is considered. A method of the lower limit of the blue shift in the case of homogeneous distribution of the envelope atoms participating in the line formation process is worked out. To make use of this method the radial velocity (-170 км/с) corresponding to the lower limit of H_α emission peak shift for SN 1987A for February 25 1987 is estimated.

ЛИТЕРАТУРА

1. Н. Н. Чукай, Письма в Астрон. ж., 14, 787, 1988.
2. I. J. Danziger, R. A. E. Fosbury, D. Alloin, S. Cristiani, J. Dachs, C. Gouiffes, B. Jarvis, K. C. Sahu, *Astron. and Astrophys.*, 177, L13, 1987.
3. J. W. Menzies, R. M. Catchpole, G. van Vansen, H. Winkler, C. D. Laney, P. A. Whitelock, A. W. J. Cousins, B. S. Carter, F. Marang, T. H. Lloyd Evans, G. Roberts, D. Kilkenny, J. Spencer Jones, K. Segtucht, A. P. Fairall, R. D. Wolstencroft, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, 227, 39, 1987.
4. E. J. Wampler, J. W. Truran, L. B. Lucy, P. Höflich, W. Hillebrandt, *Astron. and Astrophys.*, 182, L51, 1987.

УДК: 524.3:521.18

КИНЕМАТИКА ЗВЕЗД В ФИГУРАХ
КОВАЛЬСКОГО-КАПТЕЙНА. II

Р. Б. ШАЦОВА, Г. Б. АНИСИМОВА

Поступила 12 марта 1990

Принята к печати 25 сентября 1990

Проверяются по каталогу SAO возможности нового метода изучения фигур Ковальского-Каптейна (ФК-К), описанного в I части работы. Получены близкие к стандартным долгота и широта апекса Солнца, угловая скорость вращения Галактики, долгота вертекса, вытянутость эллипсоида скоростей. Завышенное значение постоянной Оорта A объясняется принятым схемой чистого вращения Галактики. Положительные результаты проверки означают, что предложенный метод может быть хорошей основой для дальнейшего совершенствования и применения.

1. В I части работы [1] дан новый метод описания фигур Ковальского-Каптейна (ФК-К) или полярных диаграмм позиционных углов собственных движений звезд $\rho(\varphi)$ на некоторой площадке неба. Принципиальное отличие его от классических методов состоит в том, что для всех звезд небольшой площадки ($\Delta\lambda\Delta\delta$) синтетические движения принимались одинаковыми, такими, как в центре тяжести диаграммы S . Распределение относительно центра тяжести S или распределение позиционных углов θ для пекулярных движений описывается эллипсом. В этом случае задача определения элементов ФК-К упрощается тем, что она распадается на две части: определения двух координат точки $S(R_s, \varphi_s)$ и трех элементов эллипса (δ_0 — малой полуоси, e — эксцентриситета и φ_a — позиционного угла большой полуоси). Без введенного приближения, как известно [2], определяли некоторые элементы деформированного эллипса, что значительно сложнее.

Элементы, описывающие ФК-К, используются для нахождения глобальных кинематических параметров: движения Солнца, вращения Галактики и эллипсоида скоростей. Нужные формулы получены в [1].

Применение метода на практике предполагает, что для большого числа площадок неба построены достаточно надежные ФК-К, охватывающие сотни звезд каждая. В старых работах ФК-К строились для больших площадок, например, $\Delta\alpha = 4^h$, $\Delta\delta = 32^\circ$ [3], по звездам с крупными собственными движениями, например, $\mu > 0.2$ в год. Для нашей моди-

фикации метода это не подходит. Чтобы систематические движения звезд на краях площадки и в ее центре мало различались между собой, площадка должна быть небольшой. Но на малой площадке мало звезд с относительно точными большими μ . Снижение порога μ уменьшает их точность. Соответственно надо увеличить сектор $\Phi_{l+l} - \Phi_l$, внутри которого подсчитываются звезды, $n(\Phi)$.

Ошибка позиционного угла $\Delta\Phi$ определяется дифференцированием соотношения, связывающего Φ с компонентами собственного движения по α и δ :

$$\operatorname{tg} \varphi = \mu_x \cos \delta / \mu_y = \mu_x / \mu_y,$$

откуда

$$\Delta\Phi = \cos^2 \varphi \left[\left(\frac{\Delta\mu_x}{\mu_y} \right)^2 + \left(\frac{\mu_x \Delta\mu_y}{\mu_y^2} \right)^2 \right]^{1/2}.$$

Полагая $\Delta\mu_x \approx \Delta\mu_y$ и учитывая $(1 + \mu_x^2/\mu_y^2)^{1/2} = 1/\cos \varphi$, имеем

$$\Delta\Phi \approx \cos \varphi \Delta\mu_y / \mu_y = \Delta\mu_\delta / \mu.$$

В работе будут использованы звезды ярче $V=9$ из каталога SAO [4], т. к. более слабые звезды представлены в каталоге не полно. Не исключено, что в отдельных площадках более слабые звезды отобраны с учетом их μ , например, по принадлежности какому-то потоку. Чтобы оценить $\Delta\Phi$, мы обратились к каталогу [5], в котором для каждой звезды приведены μ_α , $\Delta\mu_\alpha$; μ_δ , $\Delta\mu_\delta$, в отличие от каталога [4], где даны лишь классы точности μ_α и μ_δ . Отобраны все звезды с $V \leq 9^m$ в зоне $\delta = 7^\circ$ с координатами $l = 14 + 33^\circ$ и $b = 16 + 41^\circ$. Их число равно 100. Для каждой вычислено отношение $\varepsilon = \Delta\mu_\delta / \mu$ и построено их распределение. Гистограмма представлена на рис. 1. 95% звезд в ней

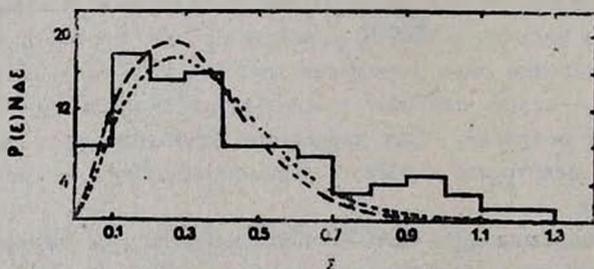


Рис. 1. Гистограмма ε и ее аппроксимация при $\sigma_1=0.28$ и $\sigma_2=0.25$ (точечная и прерывистая линии, соответственно).

имеют $\varepsilon \leq 1.1$, для 98% — $\varepsilon \leq 1.8$. Соответствующие им средние и среднеквадратичные отклонения: 0.40 и 0.28 рад. = 15.9° и 0.44 и 0.33

рад. = $18^{\circ}7$. Опуская горбик на больших ϵ , основной массив наблюдений аппроксимируем кривой

$$p(\epsilon)(N\Delta\epsilon) = \frac{1}{\sigma^2} \epsilon \exp\left(-\frac{\epsilon^2}{2\sigma^2}\right)(N\Delta\epsilon)$$

при $\sigma_1 = 0.28$ или при $\sigma_2 = 0.25$ рад. = $14^{\circ}3$ и $(N\Delta\epsilon) = 8$.

Это означает, что подавляющее большинство звезд (с $\Delta\varphi < 3\sigma$) по своим наблюдаемым φ попадает в сектор истинных φ или в соседний, если ширину сектора принять в 30° . Попадание в соседние сектора частично компенсируется обратными переходами.

Такая ситуация позволяет включить в анализ все звезды каталога, независимо от величины μ . Это обеспечивает большое число звезд на малых площадках и освобождает результаты от селекции материала. Если к тому же учесть, что позиционные углы, в отличие от величины μ , не зависят от расстояний, то приходим к качественно новому положению в звездной кинематике. В отличие от методов, применимых лишь для выборок звезд, например, по известным лучевым скоростям или для еще меньших выборок по пространственным движениям, новый метод применим к генеральной совокупности ярких звезд, ибо для всех этих звезд измерены μ_x и μ_y , а значит и φ . Заметим, что последнее время угол φ практически не используется в звездной статистике.

Цель данной работы получить первую проверку возможностей метода. Она сведется к нахождению параметров ФК-К, с их помощью глобальных кинематических параметров и к сравнению последних со стандартными значениями. В ходе проверки попытаемся осветить вопрос о постоянстве или переменности кинематики звезд в разных областях неба.

2. Статья ограничивается обработкой части каталога SAO [4], охватывающей около $1/4$ неба. Рассмотрены четыре широтных зоны между $b = 15^{\circ}$ и 90° . Каждая подразделена на площадки с интервалами по долготе $\Delta l = 15^{\circ}$ (для 35 площадок) и 30° (для 9 околополярных площадок). Общее число звезд в 44 площадках равно 18569, среднее число в площадке—422. В табл. 1 даны номера, координаты центров площадок (l, b) и (α, δ), позиционные углы оси ξ (φ_l), и общее число звезд до $V = 9^m$ в площадке. В каждой площадке произведены подсчеты $n(\varphi)$ —чисел звезд, направления наблюдаемых собственных движений которых заключены в секторах ширины 30° . φ_l отсчитываются от направления на северный полюс мира в сторону увеличения прямых восхождений. $n(\varphi)$ приведены в табл. 2. На основании данных табл. 2 построены ФК-К и вычислены элементы фигур по формулам (1)—(3) и (10)—(14) из [1]. Они приведены в табл. 3. Это (R_C, φ_C)—полярные координаты центра масс C и (δ_b, e, φ_a)—элементы эллипса с центром в C , определяющие его размеры, форму и ориентацию. На рис. 2 приведено несколько примеров ФК-К и соответствующих им эллипсов.

КООРДИНАТЫ ЦЕНТРОВ ПЛОЩАДОК И ЧИСЛА ЗВЕЗД В НИХ

№ площ.	\bar{l}	\bar{b}	\bar{a}	$\bar{\delta}$	φ_l	N
1	2	3	4	5	6	7
1	67.0 ⁰	37.0 ⁰	255°	43°	4°	508
2	67.5	52.5	235	42	349	332
3	52.5	24.0	268	27	20	393
4	52.5	37.5	253	31	12	521
5	52.5	52.5	235	33	3	264
6	37.5	22.5	264	14	24	723
7	37.5	37.5	249	20	20	488
8	37.5	52.5	234	24	14	284
9	22.5	22.5	257	1	29	579
10	22.5	37.5	244	9	28	491
11	22.5	52.5	231	15	25	315
12	7.5	22.5	250	-10	35	480
13	7.5	37.5	238	-1	36	425
14	7.5	52.5	226	8	35	299
15	352.5	22.5	241	-21	44	562
16	352.5	37.5	230	-10	46	451
17	352.5	52.5	220	1	38	322
18	337.5	22.5	229	-30	55	598
19	337.5	37.5	220	-17	58	434
20	337.5	52.5	212	-4	60	305
21	322.5	24.0	215	-37	68	386
22	322.5	37.5	208	-23	72	420
23	322.5	52.5	204	-8	72	318
24	307.5	27.0	197	-35	85	210
25	307.5	37.5	196	-23	85	468
26	307.5	52.5	195	-10	86	347
27	292.5	25.5	181	-36	101	236
28	292.5	37.5	183	-24	100	466
29	292.5	52.5	186	-10	99	314
30	277.5	22.5	164	-34	117	553
31	277.5	37.5	171	-21	114	463
32	277.5	52.5	177	-7	112	324
33	262.5	22.5	150	-26	130	401
34	262.5	37.5	160	-15	126	554
35	262.5	52.5	169	-3	125	338

Таблица 1 (окончание)

1	2	3	4	5	6	7
36	195 ⁰	75°	175°	31	189	384
37	225	75	171	23	160	452
38	255	75	181	17	132	502
39	285	75	188	14	105	480
40	315	75	196	12	77	396
41	345	75	203	16	50	437
42	75	75	207	37	329	440
43	15	75	208	22	23	431
44	45	75	210	30	5	375

Таблица 2

ЧИСЛА ЗВЕЗД С НАБЛЮДАЕМЫМИ СОБСТВЕННЫМИ ДВИЖЕНИЯМИ
В 30° СЕКТОРАХ

№ площ. \ φ	15°	45	75	105	135	165	195	225	255	285	315	345
	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13
1	39	21	12	13	27	45	51	57	37	61	70	75
2	21	12	14	7	19	40	37	26	30	53	41	32
3	42	12	20	24	48	52	66	38	20	14	28	29
4	45	19	20	32	60	82	59	41	44	35	49	35
5	9	5	5	7	31	30	26	31	44	35	31	10
6	53	43	51	42	70	116	96	77	49	40	41	45
7	33	11	19	27	44	72	81	59	42	34	44	22
8	15	15	5	19	29	34	36	34	32	29	20	14
9	29	23	17	22	42	72	95	94	71	46	36	32
10	23	12	9	22	51	76	69	67	75	48	25	14
11	11	3	7	13	30	38	36	40	55	42	28	12
12	21	17	16	26	44	50	64	83	70	36	34	19
13	16	8	16	13	30	48	83	72	77	39	17	6
14	15	6	5	16	26	36	34	39	51	45	20	6
15	30	8	21	38	35	72	123	98	73	38	15	11
16	27	11	8	28	37	39	54	83	80	43	27	14
17	9	9	5	12	28	45	55	47	58	30	12	12
18	21	13	19	25	44	63	76	133	113	41	29	21
19	22	7	14	24	35	41	44	69	91	49	27	11
20	16	4	4	10	27	21	28	56	80	34	15	10
21	15	6	7	16	23	43	50	87	74	KO	12	13

Таблица 2 (окончание)

1	1	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13
22	18	8	9	18	23	39	41	70	108	57	24	11
23	16	7	10	20	15	34	24	43	79	40	21	9
24	8	4	2	7	11	23	35	55	42	17	3	3
25	18	5	10	18	26	39	38	66	110	75	40	23
26	12	6	5	12	30	35	33	58	78	51	20	7
27	7	2	3	8	11	30	27	40	74	28	5	3
28	22	7	19	19	41	35	36	62	105	72	33	16
29	13	5	7	18	21	26	24	43	71	59	19	8
30	30	12	11	18	19	49	55	83	112	96	42	29
31	23	12	9	19	30	35	38	54	101	96	33	13
32	15	8	7	9	15	39	33	54	64	53	17	10
33	27	9	13	15	20	26	28	44	65	87	39	28
34	19	8	7	20	38	49	54	76	121	107	37	18
35	10	2	1	9	13	38	43	70	93	51	8	0
36	12	4	6	16	43	37	47	61	78	42	29	9
37	10	5	7	25	29	55	47	89	112	53	16	4
38	13	3	7	14	38	70	51	87	128	68	17	6
39	12	5	11	13	35	49	49	76	128	72	21	9
40	16	6	6	4	32	49	44	75	88	52	19	5
41	9	2	8	14	40	50	54	64	97	58	28	13
42	16	10	13	21	45	41	37	57	64	67	37	32
43	14	5	4	19	41	55	48	66	84	64	25	6
44	14	12	17	21	32	49	25	43	48	71	32	11

Таблица 4

ПАРАМЕТРЫ ФИГУР КОВАЛЬСКОГО-КАПТЕРНА В ПЛОЩАДКАХ

№ площ.	R_c	φ_c	δ_b	e	φ_a	l_0
1	2	3	4	5	6	7
1	19.5	296 ⁰ 1	28.8	0.862	342 ⁰ 3	10 ⁰ 7
2	12.4	270.0	19.8	.802	326.5	5.0
3	17.3	178.3	23.5	.765	0.5	3.6
4	17.4	179.7	30.7	.870	331.9	16.6
5	13.6	242.5	18.0	.787	32.4	28.4
6	30.7	178.5	48.2	.788	0.0	— 3.2
7	26.4	195.6	35.3	.722	350.9	—10.1
8	12.0	209.0	20.5	.634	321.0	6.9
9	36.5	212.4	48.0	.592	10.9	—27.0

1	2	3	4	5	6	7
10	29.7	208 ⁰ 8	39.7	0.684	307 ⁰ 3	16 ⁰ 8
11	17.9	236.5	23.0	.768	299.9	18.6
12	29.0	219.5	39.0	.608	64.3	41.7
13	35.6	219.2	41.5	.253	50.3	— 1.3
14	17.8	236.8	21.8	.779	292.4	17.6
15	48.8	206.6	48.7	.624	22.9	72.2
16	31.7	230.9	34.6	.720	69.5	47.0
17	23.4	215.3	28.6	.543	309.0	— 7.9
18	52.4	226.8	44.3	.836	65.4	46.5
19	31.3	238.9	31.7	.785	82.1	31.1
20	30.0	243.7	22.1	.844	72.1	52.4
21	35.5	229.8	31.7	.745	68.2	74.7
22	40.1	246.2	32.5	.814	83.2	34.4
23	26.0	249.0	21.2	.845	82.3	39.5
24	23.8	225.3	19.2	.741	61.9	61.9
25	40.5	255.1	36.6	.759	85.9	35.5
26	29.3	244.1	26.3	.784	87.3	35.9
27	26.6	242.4	17.3	.900	88.8	68.4
28	36.7	252.8	32.3	.829	87.3	42.8
29	27.7	255.5	22.3	.841	92.9	30.2
30	44.6	253.4	46.5	.675	92.6	57.4
31	41.2	260.6	31.6	.876	95.7	36.0
32	26.0	244.3	26.0	.720	91.6	32.6
33	29.9	271.4	29.4	.777	97.8	51.3
34	48.1	254.3	41.7	.825	99.2	32.1
35	39.4	241.7	31.2	.755	86.9	37.2
36	27.1	233.5	30.4	.693	97.2	16.7
37	43.8	238.0	34.5	.805	79.5	35.9
38	47.2	239.6	37.3	.825	88.5	29.5
39	47.2	246.4	35.7	.861	91.1	29.4
40	35.3	237.0	31.5	.756	84.4	37.4
41	33.3	238.2	33.8	.784	103.7	20.4
42	21.4	248.8	32.5	.654	112.0	23.0
43	30.5	236.0	32.0	.790	103.1	24.5
44	18.0	251.8	22.4	.808	105.1	35.2

Координаты центров масс использованы для получения параметров систематических движений. Такая задача решается впервые. Поэтому естественно для начала ограничиться упрощенной схемой, включив в

эти движения отраженное движение Солнца с составляющими X, Y, Z и чистое вращение Галактики с угловой скоростью ω и постоянной Оорта A . Соответствующая формула записана в [1], это (49). Коротко запишем ее в виде

$$\gamma = \frac{\mu_b(X, Y, Z, A)}{\mu_l(X, Y, A, \omega) \cos b}$$

Это линейное однородное уравнение с 5 неизвестными параметрами. В силу однородности четыре из них следует выразить через пятый. В принципе, им может быть выбран любой из параметров. В [1] принимал-

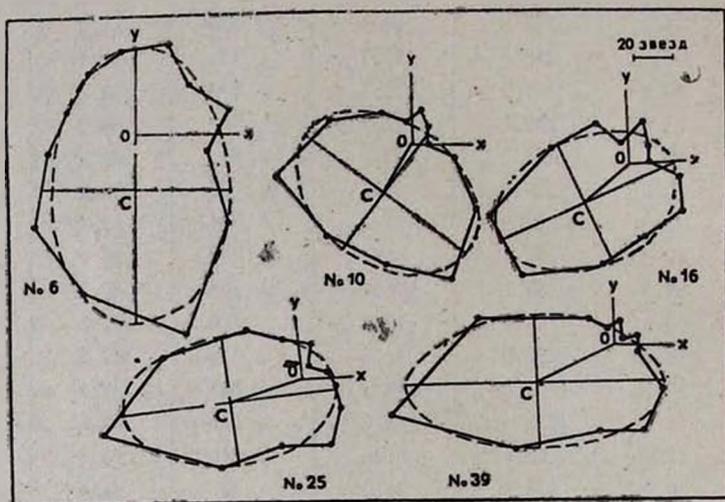


Рис. 2. Примеры фигур Ковальского-Кэптейна и аппроксимирующих их эллипсов.

ся параметр Z , мало отличающийся в разных исследованиях ($Z \approx 7$ км/с). Однако при этом может возникнуть неопределенность в знаке широты солнечного апекса B , т. к. $\operatorname{tg} B$ выражается через квадраты u_1 и u_2 :

$$\operatorname{tg} B = (u_1^2 + u_2^2)^{-1/2}, \text{ где } u_1 = \frac{X}{Z}, u_2 = \frac{Y}{Z}.$$

Поэтому здесь вычисления проведены в единицах Ar с дальнейшим переходом к единицам полной скорости Солнца V . Способом наименьших квадратов решалась система уравнений с 4 неизвестными:

$$\sum_{i=1}^4 a_i x_i = a_0,$$

ПАРАМЕТРЫ СИСТЕМАТИЧЕСКИХ ДВИЖЕНИЙ

№ решев.	Участок, число площ.	x_1	x_2	x_3	x_4	L	B	$\frac{\omega r}{V}$	$(\omega r)_1$	$(\omega r)_2$	$\frac{V}{Ar}$	$(Ar)_1$	$(Ar)_2$
1	Вся область $n = 44$	0.502 $\pm .067$	0.891 $\pm .109$	0.431 $\pm .076$	0.503 $\pm .056$	60°6 ± 4.4	22°9 ± 4.1	0.453	8.8	7.0	1.110 $\pm .097$	17.6	14.0
2	Зона $b < 30^\circ$ $n = 11$	-0.660 $\pm .232$	0.443 $\pm .208$	-0.322 $\pm .119$	0.530 $\pm .171$	-33.8 ± 15.6	-22.0 ± 9.7	0.618	12.1	9.6	0.858 $\pm .238$	22.7	18.1
3	$b(30-45^\circ)$ $n = 12$	0.880 $\pm .078$	1.316 ± 0.80	0.616 $\pm .063$	0.626 $\pm .055$	56.2 ± 2.8	21.2 ± 3.1	0.368	7.2	5.7	1.699 ± 0.77	11.5	9.1
4	$b(45-60^\circ)$ $n = 12$	0.571 $\pm .041$	1.012 $\pm .050$	0.665 $\pm .065$	0.475 $\pm .040$	60.6 ± 2.1	29.8 ± 7.8	0.355	6.9	5.5	1.339 ± 0.53	14.6	11.6
5	$b < 60^\circ$ $n = 35$	0.413 $\pm .078$	0.937 $\pm .099$	0.266 $\pm .084$	0.298 $\pm .068$	66.2 ± 4.6	14.6 ± 4.6	0.282	5.5	4.4	1.058 $\pm .095$	18.4	14.6
6	$b(60-90^\circ)$ $n = 7$	0.138 $\pm .100$	0.188 $\pm .186$	0.830 $\pm .065$	0.535 $\pm .068$	53.8 ± 33.5	74.4 ± 10.5	0.621	12.1	9.6	0.862 $\pm .076$	22.6	18.0
7	$b < 45^\circ$ $n = 23$	0.278 $\pm .150$	0.876 $\pm .176$	0.112 $\pm .124$	0.206 $\pm .106$	72.4 ± 9.5	7.0 ± 7.8	0.222	4.3	3.4	0.926 $\pm .173$	21.0	16.7
8	$b > 45^\circ$ $n = 21$	0.532 $\pm .055$	0.896 $\pm .092$	0.735 $\pm .090$	0.532 $\pm .044$	59.3 ± 3.7	35.2 ± 4.0	0.464	9.0	7.2	1.276 $\pm .086$	15.3	12.1
9	$l < 30^\circ$ $n = 34$	0.243 $\pm .095$	0.926 $\pm .089$	0.190 $\pm .079$	0.266 $\pm .039$	75.3 ± 5.7	11.2 ± 4.6	0.273	5.3	4.2	0.976 $\pm .089$	20.0	15.9
10	$l > 30^\circ$ $n = 10$	0.470 $\pm .144$	0.780 $\pm .246$	0.258 $\pm .197$	0.521 $\pm .085$	58.9 ± 11.4	15.8 ± 12.0	0.550	10.7	8.5	0.947 $\pm .221$	20.6	16.4

где коэффициенты:

$$a_0 = -\gamma \cos b (1 + \cos 2l) - \frac{1}{2} \sin 2b \sin 2l,$$

$$a_1 = \gamma \sin l - \sin b \cos l, \quad a_3 = \cos b,$$

$$a_2 = -\gamma \cos l - \sin b \sin l, \quad a_4 = -\gamma \cos b,$$

а неизвестные:

$$x_1 = X/(Ar), \quad x_3 = Z/(Ar),$$

$$x_2 = Y/(Ar), \quad x_4 = (\omega r)/(Ar),$$

причем $\gamma = \text{tg}(\varphi_1 - \varphi_2)$ и r — среднее расстояние группы звезд. От x можно перейти к привычным кинематическим параметрам:

$$\text{tg } L = x_2/x_1; \quad \text{tg } B = x_3(x_1^2 + x_2^2)^{-1/2}; \quad \frac{\omega}{A} = x_4;$$

$$\frac{\omega r}{V} = x_4(x_1^2 + x_2^2 + x_3^2)^{-1/2}; \quad \frac{Ar}{V} = (x_1^2 + x_2^2 + x_3^2)^{-1/2}.$$

От выбора единиц не зависят координаты апекса Солнца (L, B). Остальные характеристики находим в комбинациях $\omega r/V$, Ar/V и ω/A .

Табл. 4 содержит совокупность решений для разных сочетаний площадок из табл. 1. Это все 44 площадки, зоны и области по широте, области по долготе. Точность параметров в том или ином решении зависит от координат использованных звезд. Так, уравнением $\bar{\mu}_b = \mu_b(X, Y, Z, A)$ обычно пользуются для определения лишь Z , если звезды имеют большую галактическую концентрацию, т. к. члены X, Y и A пропорциональны малым $\sin b$. Аналогично уравнение $\bar{\mu}_l \cos b = \mu_l(X, Y, A, \omega)$ не может дать надежных A и ω на больших b , т. к. соответствующие члены пропорциональны малым $\cos b$. Комбинация $\gamma = \bar{\mu}_b / \bar{\mu}_l \cos b$ объединяет недостатки как числителя, так и знаменателя. Поэтому к надежности решений стоит подходить дифференцировано.

Решение по L и B

Наиболее надежны решения по средним широтам (№ 3 и № 4), а также для всей совокупности площадок (№ 1), поскольку в последнем происходит осреднение параметров, варьирующихся с координатами. В этих решениях L и B очень близки к координатам стандартного апекса Солнца: $L_\odot = 57^\circ$, $B_\odot = 22^\circ$.

Рассмотрение остальных решений показывает, из чего складывается «средний адекс». Так, надежное на малых широтах Z в решении № 2

приводит к $B = -22^\circ$. Менее надежное на больших широтах решение № 6 дает $B = 74^\circ$. Т. е. с увеличением широты зоны b растет широта апекса B .

Наибольшая долгота апекса ($72^\circ - 75^\circ$) получена в областях $l < 30^\circ$, а также $b < 45^\circ$, (решение № 9 и № 7), а в мало надежном для L решении № 2 $L = -34^\circ \pm 16^\circ$.

Решения для ω

В табл. 4 приведены ωl при двух предположениях относительно $V = V_\odot$: $V_1 = 19.5$ км/с (стандартная скорость Солнца) и $V_2 = 15.5$ км/с (основная скорость Солнца). Для перехода к ω надо знать r , которые могут различаться для разных направлений. Определение r можно произвести независимо от ФК-К, но эту задачу мы не решали.

Чтобы убедиться в отсутствии противоречия между ω по ФК-К и получаемыми другими методами, например, в [6], где $\omega = 15 - 25$ км/с/кпк, решим обратную задачу: найдем r из ωl по табл. 4 и заданному ω . Эти значения приведены в табл. 5. В них отражены как реальные значения r и

Таблица 5

СРЕДНЕЕ РАССТОЯНИЕ ПРИ V_1 И V_2 И $\omega^{(1)} = 15$

И $\omega^{(2)} = 25$ км/с/кпк

№ решен.	$r_1^{(1)}$	$r_1^{(2)}$	$r_2^{(1)}$	$r_2^{(2)}$
1	0.59	0.35 кпк	0.47	0.28 кпк
2	0.81	0.48	0.64	0.38
3	0.48	0.29	0.38	0.23
4	0.46	0.28	0.37	0.22
5	0.37	0.22	0.29	0.18
6	0.81	0.48	0.64	0.38
7	0.29	0.17	0.23	0.14
8	0.60	0.36	0.48	0.29
9	0.35	0.21	0.28	0.17
10	0.71	0.43	0.57	0.34
Среднее	0.53	0.32	0.43	0.26

их вариации от решения к решению, так и различия в V и в ω . Несмотря на разноречивость в табл. 5, большинство значений представляется как весьма правдоподобные для звезд ярче 9^m . В зависимости от средней абсолютной величины M_v между 0^m и 3^m , при близком к нулю поглощении света, максимальное расстояние равно 630 пк и 160 пк, соответственно.

Следовательно, несомненно, что когда для соответствующих групп звезд будут определены их средние расстояния, с их помощью можно будет найти конкретные ω в пределах, допустимых другими исследованиями.

Не имея еще этих ω , ограничимся комбинацией $\frac{\omega r}{V}$ для выделения особо контрастных решений. Наименьшие $\frac{\omega r}{V}$ имеют решения № 5, 7 и 9, наибольшие—№ 2, 6 и 10. Из них лишь № 6 относится к мало надежным. Часть этих областей уже отмечалась в решениях для L .

Решения для A

В отношении параметра A встречаемся с трудностями. Как правило, в большинстве исследований получают $\omega/A > 1$ и вторую постоянную Орота $B = A - \omega < 0$. Из табл. 4 следуют противоположные соотношения: $x_4 = \omega/A < 0.63$ и соответственно $B = A(1 - x_4) > 0$.

По-видимому, эти трудности связаны с тем, как было раскрыто отношение $\gamma = \bar{\mu}_b/\bar{\mu}_l \cos b$. Во-первых, в него не были введены астрометрические поправки (за неточность постоянной прецессии и др.). Во-вторых, не учитывались поправки к ФК-К за случайные погрешности в μ_a и μ_c . В-третьих, была принята схема чистого вращения Галактики, в то время как кинематика близких звезд сложнее. В ней обнаружены радиальные движения [6]. Если в μ_l и μ_b ввести дополнительные члены, как это сделано в [6], то они приведут к поправкам в A и в ω :

$$\Delta A = A_1 - A = \frac{-\gamma \sin 2l + \sin b \cos 2l}{-\gamma(1 + \cos 2l) - \sin b \sin 2l} C = pC;$$

$$\Delta \omega = \omega_1 - \omega = \frac{\sin b}{\gamma} K = qK,$$

где C и K —постоянные радиальных движений. Из них найдем:

$$\frac{\omega_1}{A_1} = \frac{\omega + qK}{A + pC}.$$

K —эффект чаще всего оказывается положительным, а C бывает и положительным (для молодых звезд) и отрицательным (для старых звезд). Коэффициенты p и q тоже бывают двух знаков, в зависимости от координат (l, b) и γ .

Рассмотрим пример для $l_{1,2} = \pm 37.5$, $b_{1,2} = 37.5$. В соответствующих площадках (№ 7 и № 22) $\gamma_1 = 0.105$ и $\gamma_2 = 0.070$. Коэффициенты $p_1 = -0.13$, $p_2 = 0.57$; $q_1 = 8.7$, $q_2 = 5.8$. Пусть $K = 0.2A$ и C между $\pm 0.5A$, тогда, в зависимости от знака C , получаем $(\omega_1/A_1)_1 = 2.0 +$

+ 2.3 и $(\omega_1/A_1)_2 = 1.3 + 2.2$. Для сравнения напомним общепринятое $\omega_0/A_0 \approx 25/15 = 1.7$.

Как видим, есть реальная возможность привести в согласие определение параметров вращений Галактики новым методом с классическими. Однако мы не исключаем и иные объяснения, которые могут появиться.

Нужно отработать методику работ, связанных с ФК-К, оказавшихся очень чувствительными к разным эффектам. До этого нет смысла анализировать значения A , которые может дать табл. 4. Отметим лишь, что экстремально большие A дают решения № 5, 7 и 9, т. е. те самые, где выше были отмечены минимальные $\omega r/V$ и другие особенности.

Обратимся к элементам распределения пекулярных движений или к элементам эллипсоида скоростей.

Долгота вертекса l_v

Из табл. 3 видно, что у площадок № 1—4, 6—11, 13, 14 и 17 l_v имеют значения, значительно меньшие, чем у остальных площадок. Их средние: у первых $\bar{l}_v = 3.5 \pm 3.7$, у вторых $\bar{l}_v = 40.0 \pm 2.6$. В основном эти группы разделены по долготе на $l=0$. Имеются различия и по широте. Наибольшие l_v имеют площадки с $l < 0$ и $b < 30^\circ$.

Среднее арифметическое для всех 44 площадок $\bar{l}_v = 29.3 \pm 3.4$, а среднее из двух групп $l_v = 21.8 \pm 2.3$. Эти средние не сильно отличаются от известного отклонения вертекса от направления на галактический центр ($l=0$), определенного по ярким звездам всего неба, равного $\approx 20^\circ$ [7].

Так локализуется одна область неба, несущая ответственность за среднее отклонение вертекса. Она в значительной своей части совпадает с выделенной выше особой областью по другим кинематическим параметрам.

Отношения полуосей $\frac{\sigma_\theta}{\sigma_R}$ и $\frac{\sigma_x}{\sigma_R}$

Отношения дисперсий вдоль главных осей эллипсоида скоростей $\left(\frac{\sigma_\theta}{\sigma_R}\right)^2$ и $\left(\frac{\sigma_x}{\sigma_R}\right)^2$ находим из решений методом наименьших квадратов систем условных уравнений вида

$$\begin{aligned} & \left(\frac{\sigma_\theta}{\sigma_R}\right)^2 \left(\sin^2 \lambda \sin^2 b - \cos^2 \lambda \sqrt{\frac{1-e^2 \cos^2 \theta}{1-e^2 \sin^2 \theta}} \right) + \\ & + \left(\frac{\sigma_x}{\sigma_R}\right)^2 \cos^2 b = \sin^2 \lambda \sqrt{\frac{1-e^2 \cos^2 \theta}{1-e^2 \sin^2 \theta}} - \cos^2 \lambda \sin^2 b, \end{aligned}$$

где $\lambda = l - l_v$ и $\theta = \varphi - \varphi_v$, по [1].

Заметим, что только при $l_{\nu}=0$ большая ось эллипсоида совпадает с направлением галактического радиуса Солнца.

Получены решения по двум выборкам площадок. В первую вошло 12 площадок с l_{ν} , близкими к нулю. Во вторую—18 площадок с l_{ν} около 40° . Эти средние значения \bar{l}_{ν} подставлены в λ .

Для первой выборки найдено:

$$\left(\frac{\sigma_{\theta}}{\sigma_R}\right)^2 = 0.558 \pm .205, \left(\frac{\sigma_x}{\sigma_R}\right)^2 = 0.555 \pm .205.$$

Для второй выборки найдено:

$$\left(\frac{\sigma_{\theta}}{\sigma_R}\right)^2 = 0.596 \pm .074, \left(\frac{\sigma_x}{\sigma_R}\right)^2 = 0.567 \pm .074.$$

Отношения не исправлены за ошибки наблюдений в μ_x и μ_y . Если дисперсии распределений ошибок всех компонентов скоростей одинаковы, то после их вычитания из числителя и знаменателя отношения уменьшатся. Это облизит их со стандартными $\left(\frac{\sigma_{\theta}}{\sigma_R}\right)_0^2 = 0.40$ и $\left(\frac{\sigma_x}{\sigma_R}\right)_0^2 = 0.25$.

Для учета поправок их следует определить по более обширному материалу, чем сделано на рис. 1.

Но и неисправленные отношения подтверждают вытянутость эллипсоидов в направлении вертексов, в согласии с результатами, полученными другими методами. Пока не ясно, сохранится ли равенство отношений для сравниваемых групп и $\sigma_x \approx \sigma_y$.

3. *Подведем итоги.* Обосновано построение фигур Ковальского-Кэптейна в малых площадках неба по каталогам, исчерпывающим все звезды до заданной видимой величины, без ограничения на величину собственного движения. Такие генеральные совокупности для $V \leq 9^m$ содержатся, в частности, в каталоге SAO [4], данными которого мы воспользовались.

В статье не ставилась задача получить исчерпывающее решение для совокупности глобальных кинематических параметров. Скорее надо было ответить на вопрос, есть ли смысл совершенствовать новый метод для получения конкурентоспособных решений.

Показано, что большинство числовых результатов для кинематических параметров в окрестностях Солнца совпадают, в среднем, с их стандартными значениями. Это координаты солнечного апекса L и B . При стандартной скорости Солнца V_{\odot} получена близкая к ожидаемой угловая скорость вращения Галактики ω . Для эллипсоида скоростей найдены близкие к ожидаемым долгота вертекса l_{ν} , вытянутость в направлении

l_7 и отношение полуосей. Наряду с этим, постоянная Оорта A и дисперсия σ_2 оказались больше привычных.

Для первой работы предложенного направления перечисленные совпадения расцениваем как важные свидетельства в пользу нового метода применения ФК-К для звездной кинематики. Расхождениям даны возможные объяснения: недостаточностью принятой схемы чистого вращения Галактики, несовершенством обработки наблюдений. Таким образом, разработанный в I части работы метод может служить основой для дальнейшего совершенствования и практического применения.

В рассмотренной области (четверти неба) выделен большой особый район, отличающийся своей кинематикой. Кинематика этого района будет рассмотрена в отдельной статье.

Ростовский государственный педагогический институт, ВНИИ «Градиент»

THE STELLAR KINEMATICS IN KOVALSKY—KAPTYN FIGURES. II.

R. B. SHATSOVA, G. B. ANISIMOVA

The possibilities of new method for Kovalsky—Kaptyn figures study, described in the first part of the work, are checked with SAO catalogue. The obtained Solar apex latitude and longitude, the angular velocity of the Galaxy rotation, the vertex longitude, the velocity ellipsoid *stretchening* are not far from standart. The larger value of Oort constant A is accounted to the adoption of pure Galaxy rotation scheme. The positive results of examination mean, that the suggested method can be a fine basis for the further perfection and application.

ЛИТЕРАТУРА

1. Р. Б. Шацова, Г. Б. Анисимова, *Астрофизика*, 33, 291, 1990.
2. W. M. Smart, *Stellar Dynamics*, Cambridge Univ. Press, 1938.
3. И. Ф. Полак, Введение в звездную астрономию, ОНТИ, 1935.
4. Smithsonian Astrophysical Observatory Catalogue of 258997 stars, Washington' 1980.
5. F. Ochsenbein, M. Bischoff, *Astron. and Astrophys. Suppl. Ser.*, 43, 259, 1981.
6. T. N. G. Westin, *Astron. and Astrophys. Suppl. Ser.*, 60, 99, 1985.
7. К. Ф. Огородников, *Динамика звездных систем*, Физматгиз, М., 1958.

УДК: 524.577

РАДИАЛЬНЫЕ СИСТЕМЫ ТЕМНЫХ ГЛОБУЛ. I

А. Л. ГЮЛЬБУДАГЯН, В. А. АКОПЯН

Поступила 9 октября 1990

Принята к печати 10 ноября 1990

В результате поиска на картах Паломарского атласа найдено 17 радиальных систем темных глобул, связанных с областями H II, и 6 радиальных систем, не связанных с областями H II. Приводятся данные об этих системах, а также данные о 42 темных глобулах, которые входят в эти системы.

1. *Введение.* Наблюдения свидетельствуют о том, что яркие звезды ранних спектральных классов образуются в гигантских молекулярных облаках, преимущественно на их периферии. После возникновения эти звезды вытесняют газ и пыль из своего непосредственного окружения. Находящаяся вокруг звезды масса газа ионизируется, образуя обширную область H II вокруг ранних звезд. В последнее время было показано, что в молекулярных облаках есть области повышенной плотности размерами $0.1 \div 0.3$ пк, в которых сосредоточена основная масса облаков [1, 2]. Когда ионизационный фронт доходит до этих областей, они полностью испаряются, если находятся близко от ионизирующих звезд, и испаряются частично, если располагаются дальше. При еще большем расстоянии они сохраняются и обтекаются ионизационным фронтом, а позади них образуются хвосты из неионизованного вещества молекулярного облака.

Согласно вышеизложенной картине, вокруг ранних ОВ-звезд должна иметься область, в которой отсутствуют темные облака, далее расположена область, где могут наблюдаться маленькие темные облака и еще дальше—область, где возможны большие плотные облака с хвостами. Классическим примером такой системы является туманность «Розетка». Это область H II, окружающая скопление ранних звезд NGC 2244. Вокруг скопления радиусом примерно до 7 пк не видно темных облаков, затем появляются темные глобулы, а начиная с 10 пк—так называемые «слоновые хоботы». Темные глобулы имеют вид удлинненных образований, их граница, обращенная к скоплению, более резкая, а противоположная—диффузная. Это, так называемые, «слезинки». Эти глобулы рас-

положены радиально относительно скопления—большие их оси как бы исходят из скопления. Некоторые из глобул имеют отростки, доходящие до расположенных дальше слоновых хоботов. Слоновые хоботы, которые имеют вид длинных отростков с округлыми или прямоугольными вершинами, имеющими резкие границы (вершины направлены в сторону скопления), большими осями также направлены в сторону центральных звезд. Многие слоновые хоботы соединяются, образуя широкие темные комплексы. Ионизованная область входит в эти комплексы, в промежутках между слоновыми хоботами. Если следовать изложенной выше схеме, то в отношении радиальной системы глобул туманности «Розетка» можно констатировать, что плотные образования на расстояниях до 7 пк полностью испарились, дальше следуют частично сохранившиеся плотные образования (слезинки), за ними—темные образования с отростками из оставшегося менее плотного вещества молекулярного облака (слоновые хоботы), а уже на периферии системы—остатки молекулярного облака, до которых не дошла ионизационная волна.

Центральные звезды ионизуют ближайшую к ним границу глобул, образуя «римы» (или ободки), если же давление излучения сильно (или силен звездный ветер, исходящий из центра), то вещество ободков будет стекать вдоль границы глобул и образовывать за глобулой светящиеся хвосты. Это, так называемые, «кометарные глобулы». Они хорошо видны в туманности Гама, которая расположена в три раза ближе туманности «Розетка».

Все эти образования, имеющие радиальное относительно центральных звезд расположение, назовем глобулами радиальных систем (ГРС). В литературе рассматривается несколько радиальных систем: в туманности Гама, вокруг звезды λ Ориона, в ассоциации Сер OB2. Мы просмотрели карты Паломарского атласа с целью поиска новых радиальных систем. В приведенный в данной статье список включены данные о 17 радиальных системах, связанных с областями Н II. В центре подобных систем в основном расположены звезды спектрального класса O. Найдены также радиальные системы, не связанные с областями Н II. Таких систем 6. Системы без областей Н II представляют особый интерес, так как они фактически являются следующей за областью Н II стадией: центральные звезды слабеют, область Н II превращается со временем в область Н I (или же выметается, если центральные звезды имеют мощную радиацию и звездный ветер). Подобные радиальные системы интересны и с точки зрения звездной эволюции, так как они дают нам возможность узнать об эволюции звезд ранних классов (центральных звезд радиальных систем).

2. Радиальные системы, содержащие области Н II. В табл. 1 приводятся данные об этих системах. В первом столбце дан номер системы, во втором и третьем—координаты центра системы, в четвертом—обозначение области Н II (или центрального скопления), в пятом—названия центральных звезд, в шестом—визуальная величина этих звезд, в седьмом—их спектральный класс.

Таблица 1

РАДИАЛЬНЫЕ СИСТЕМЫ С ОБЛАСТЯМИ Н II

N	α_{1950}	δ_{1950}	NGC	HD	V	Sp
1	0 ^h 00 ^m	67° 00'	7822			
2	0 47	56 05	281	5005	7.76	O6
3*	2 47	60 12	1848	17505	7.06	O7
	2 55	60 22		18326	7.84	O8
4	5 32	9 54		36861	3.66	O8 III
5	5 36	-2 38	434	37468	3.73	O 9.5
				37742	1.77	O 9.5 Ib
				37776	6.98	B2
				37756	4.95	B2
6	6 29	4 59	2244	46223	7.28	O5
				46150	6.76	O6
				46056	8.19	O8
7	6 38	9 57	2264	47839	4.66	O7
8	7 04	-11 13		54662	6.21	O6
				53974	5.39	B 0.5
9	17 59	-23 02	6514	-23° 13804	6.9	O5
10	18 01	-24 22	M8	164794	5.98	O5
11	18 16	-12 10		165052	6.87	O7
				167971	7.52	O8 Ib
				161311	8.52	O 5.5
12	18 16	-13 50	6611	168076	8.2	O4
				169075		O7
13	19 41	23 10	6820	+22° 3782	9.34	O7
14	20 55	43 30	7000			
15	20 59	43 31				
16	21 16	43 44	119	203064	5.0	O
17	21 37	57 16	IC 1396	206267	5.62	O 6.5

* Это фактически двойная система, с центром на указанных звездах.

В центре трех из этих систем ярких звезд не обнаружено. Это системы 1, 14 и 15. Предполагается, что между этими звездами и нами располагаются темные туманности, которые скрывают эти звезды. Их можно обнаружить в инфракрасном цвете. Нами сделана попытка обнаружения этих звезд с помощью каталога IRAS.

Система № 1. Система расположена в комплексе темных туманностей и областей Н II, который удален от плоскости Галактики ($b=6^\circ$). На центральную область системы проецируется темное облако, которое, видимо, скрывает центральную звезду. Чтобы определить, какие цвета будут у этой звезды в ИК, мы отождествили 40 ярчайших звезд нашей Галактики классов $O \div B1$ с объектами из каталога точечных источников IRAS [3]. Из этих 40 звезд почти у всех отсутствуют потоки на 60 и 100 μm , у 7 звезд поток на 25 μm $F_{25} > F_{12}$, для остальных $F_{12}/F_{25} = 2 \div 4$. В центральную область системы № 1 попадают два источника, удовлетворяющие первому критерию ($F_{25} > F_{12}$), это источники 00020+6708 и 23595+6708, и один источник удовлетворяет второму критерию ($F_{12}/F_{25} = 2 \div 4$), это 00010+6656. Эти три источника можно считать вероятными кандидатами в центральные звезды системы.

Система № 14. В центральной области этой системы находится ИК-источник 20497+4358, который удовлетворяет второму критерию. Там же находится источник IRS 8 [4], который принят в литературе как наиболее вероятный кандидат в центральную звезду системы.

Система № 15. В центр системы попадает звезда HD 200311, но она слишком позднего класса, чтобы быть центральной звездой этой системы (она класса B9p). Видимо центральная звезда скрыта за облаком. Поиски ее возможного кандидата в каталоге [3] не увенчались успехом.

3. Радиальные системы, не содержащие областей Н II. Как уже было сказано выше, подобные системы представляют особый интерес. Время жизни этих систем, по-видимому, меньше времени жизни обычных систем, так как их в несколько раз меньше, чем обычных систем. Можно предположить, что системы типа 2 распадаются на отдельные независимые глобулы под действием дифференциального вращения Галактики. В табл. 2 представлены найденные системы без областей Н II. Их 6, причем три из них принадлежат ассоциации Сер OB2 (это системы 3, 4 и 5). Данные о таких системах глобул без областей Н II приведены в табл. 2, где в первом столбце приводится номер системы, во втором—название звезды (HD), в третьем—визуальная величина звезды, в четвертом—спектр звезды, в пятом и шестом—соответственно α и δ центра системы.

Для ряда объектов ГРС были определены координаты по картам Паломарского атласа (координаты центра вершины). В табл. 3 приводятся эти данные. В первом столбце—номер объекта, во втором и третьем—координаты, в четвертом и пятом—размеры (соответственно толщина

Таблица 2

РАДИАЛЬНЫЕ СИСТЕМЫ БЕЗ ОБЛАСТЕЙ НИИ

N	HD(BD)	V	Sp	α_{1950}	δ_{1950}
1	3959	6.91	B1 III	0 ^h 42 ^m	52° 00'
2	28446	5.4	B0 III	4 27	54 10
3	+542612	7.6	K2 II	21 40	56 00
4				21 42	56 55
5	+582381	7.6	A0 II	21 57	58 46
6	219634	6.53	B8	23 14	61 41

вершины и длина глобулы), в шестом указано о наличии рима у объектов ГРС, в седьмом—номер радиальной системы (из табл. 1 или 2, причем первая цифра соответствует номеру таблицы), к которой принадлежит объект ГРС. В табл. 3 нет данных о глобулах ассоциации Сер OB2 и о глобулах из системы вокруг звезды λ Ориона, так как данные об этих глобулах приводятся соответственно в [5] и [6]. В табл. 3 включены также несколько глобул, не входящих в радиальные системы.

Таблица 3

ОБЪЕКТЫ ГРС

N	α_{1950}	δ_{1950}	l_b	l_{rb}	Рим	РС
1	0 ^h 04 ^m 05 ^s	67°24' 23"	1.7	3.5		1—1
2	0 36 13	52 33 47	1	1.5		2—1
3	0 41 38	52 08 33	1.5	17		2—1
4	0 43 38	52 10 00	1.5	10		2—1
5	0 43 56	52 14 17	3	3		2—1
6	0 44 11	52 22 13	2	15		2—1
7	0 49 55	56 20 25	0.2	0.6		1—2
8	0 50 08	56 22 54	0.7	1.1		1—2
9	0 50 40	56 20 50	0.6	2.8		1—2
10	0 50 51	56 23 53	0.6	0.9		1—2
11	0 51 12	56 23 00	0.3	0.7		1—2
12	0 51 20	56 22 35	0.2	1.1		1—2
13	2 44 58	60 03 50	1	2.8	да	1—3
14	2 47 40	59 50 30	1.7	4.5	да	1—3
15	2 48 01	59 54 30	1	2	да	1—3
16	2 48 24	59 50 00	1.8	4	да	1—3

1	2	3	4	5	6	7
17	2 ^h 52 ^m 12 ^s	59°51' 00"	2	4		1-3
18	2 57 02	60 28 30	2.7	6	да	1-3
19	2 57 21	60 17 20	10	4	да	1-3
20	5 35 33	-1 46 30	2.5	2.7		1-5
21	5 38 19	-2 28 53	4.2	5		1-5
22	5 39 11	-1 52 13	2.5	7.7		1-5
23	5 39 19	-3 03 00	1.3	5		1-5
24	7 01 22	-11 41 20	2.3	1.7		1-8
25	7 02 32	-12 04 50	1.7	2.8		1-8
26	17 59 23	-24 24 00	2	5	да	1-10
27	18 01 13	-24 07 10	4	5	да	1-10
28	18 01 19	-24 07 30	1	1.5		1-10
29	18 14 09	-12 14 30	5	6	да	1-11
30	18 14 12	-11 56 07	1.3	2.3		1-11
31	19 41 25	22 56 00	1	6	да	1-13
32	19 41 43	23 19 00				1-13
33	21 53 10	58 19 00	5	5		
34	21 54 40	58 46 00	4	4		
35	21 57 00	58 43 00	2	5		
36	21 58 58	58 35 00	10	10		
37	22 03 37	59 19 00	2	2		
38	23 12 21	61 56 30	4	2		2-6
39	23 15 39	62 10 00	5.5	1.7		2-6
40	23 22 55	63 19 00	1	10		
41	23 52 06	66 39 11	0.3	0.8		1-1
42	23 56 50	67 07 00	2	5	да	1 -

Описанные в данной работе системы в основном относятся к северному полушарию. Для более полного списка мы намереваемся просмотреть также карты южного полушария ESO.

Авторы выражают благодарность академику В. А. Амбарцумяну за внимание к работе.

Бюраканская астрофизическая
обсерватория

RADIAL SYSTEMS OF DARK GLOBULES. I

A. L. GYULBUDAGHIAN, V. A. HAKOPIAN

As a result of searching for new radial systems on the PSS prints 17 such systems, connected with HII regions, and 6 radial systems without HII regions, were found. The data concerning these systems as well as the data about 42 dark globules, belonging to these systems as well as isolated globules, are given.

ЛИТЕРАТУРА

1. R. L. Snell, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, 45, 121, 1981.
2. H. Underechts, C. M. Walmsley, G. Winnewisser, *Astron. and Astrophys.*, 111, 339, 1982.
3. IRAS Point Source Catalog, 1985, Joint Iras sciences working group, Washington, D. C.
4. Y. Bally, N. Z. Scoville, *Astrophys. J.*, 239, 121, 1980.
5. А. Л. Гюльбудагян, *Астрофизика*, 23, 295, 1985.
6. А. Л. Гюльбудагян, Л. Балаш (в печати).

УДК: 524.7

СЛАБЫЕ ГАЛАКТИКИ В ГРУППАХ ЯРКИХ ГАЛАКТИК

А. Т. КАЛЛОГЛЯН, С. Р. УНАНЯН

Поступила 15 сентября 1990

На основе подсчетов галактик на картах Паломарского атласа показано, что с яркими группами Геллер и Хукра связано большое число слабых галактик. Хотя бы часть групп входит в состав более крупных образований. Во многих группах имеются подструктурные детали, обусловленные, в основном, группировками слабых галактик.

1. *Введение.* Исследование групп галактик представляет большой интерес как для оценки средней плотности вещества во Вселенной, так и для выявления эффектов воздействия окружающей среды на индивидуальные особенности отдельных галактик. После публикации списка групп галактик Хукра и Геллер [1], а также компактных групп Хиксоном [2], интерес к группам галактик заметно возрос. Были определены отношения массы к светимости групп [3], влияние окружающей среды на морфологические особенности и на другие параметры членов групп [4, 5]. Изучение показало, например, что при возрастании плотности галактик в группах меняется морфология галактик. В работе [3] Медетти и др. оценили число «невидимых» членов групп, используя функцию светимости галактик до $M = -14.4$.

Другим важным вопросом, связанным с группами галактик, является определение числа слабых галактик в них. Это очень важно как для исследования динамики групп, так и для выяснения степени их изолированности. Из-за отсутствия радиальных скоростей слабых галактик такую работу можно проводить лишь статистически, путем подсчетов галактик в области групп ярких галактик.

Сулентик произвел подсчеты галактик в компактных группах Хиксона [6]. Он нашел, что средняя поверхностная плотность галактик в пределах 0.5° вокруг многих плотных групп только слегка увеличивается. Этим подтверждается, что группы Хиксона, в основном, являются изолированными системами, а не частями более крупных образований или же случайными группировками. В работе Сулентика подсчеты проведены до галактик, которые слабее от слабейшего члена группы на одну величину.

В настоящей статье на основе подсчетов галактик, проведенных на красных картах Паломарского атласа, исследовано распределение слабых галактик в областях некоторых групп Хукра и Геллер. Мы приводим результаты подсчетов для 9 групп с различной степенью компактности.

2. Подсчеты галактик. Некоторые интегральные параметры исследованных групп приведены в табл. 1, где последовательно даны: номер группы по Геллер и Хукра [1], экваториальные координаты центра групп, число ярких членов по [1], средние радиальные скорости, их дисперсия и степень компактности групп, определенные Джиуричиным и др. [4]. Согласно этим авторам, группы с $C > 1.3$ считаются группами высокой компактности. Таким образом, по этим критериям все исследованные нами группы являются объектами высокой компактности.

Таблица 1

НЕКОТОРЫЕ ИНТЕГРАЛЬНЫЕ ПАРАМЕТРЫ
ИССЛЕДОВАННЫХ ГРУПП

№	α_{1950}	δ_{1950}	n	V_r (км/с)	σ (км/с)	C
3	0 ^h 18 ^m 7	+21° 52'	4	5649	468	2.72
13	1 21	+ 9 14	8	2331	206	2.62
20	1 47.6	+21 40	7	2803	153	2.25
59	10 17.8	+43 14	3	7144	186	4.69
98	12 2.5	+20 41	7	7188	483	3.14
121	13 32.8	+14 00	3	7225	108	3.71
148	14 51	+ 3 50	5	1778	89	3.15
163	22 58.6	+15 55	7	2086	185	1.95
174	23 51	+ 7 39	3	5158	108	3.84

Подсчеты галактик проводились на красных картах Паломарского атласа. Не имея звездных величин галактик, мы подсчитывали галактики, большие размеры которых равны или больше 0.2 мм или 0.22 мин. дуги. Полагаем, что предельная R-величина в этих подсчетах находится в интервале 18.0—18.5 звездных величин.

В случае групп GN 3, 13, 20 и 163, которые сравнительно менее компактны, подсчеты производились в круге с радиусом 2°, в более компактных группах GN 98 и 148—в радиусе 1°, а в случае групп GN 59, 121 и 174—в радиусе примерно 0°.5. С целью исследования распределения галактик по радиусу подсчеты галактик производились в концентрических кольцах с шириной 5.5 мин. дуги, проведенных вокруг геометрического

центра группы. При этом области подсчетов были разделены также на 12 секторов с углом раствора одного сектора в 30° , для выявления структурных особенностей групп.

На тех же картах, поблизости от каждой группы, в двух или трех участках были подсчитаны галактики поля. В статистике каждой группы были использованы значения средней плотности галактик поля, определенные вокруг этой же группы. Значения средних плотностей галактик поля от одной области к другой колеблются от 60 до 100 галактик на кв. градус. Такой разброс может быть обусловлен как реальными флуктуациями, так и возможными различиями между предельными величинами разных карт Паломарского атласа. Использование для каждой группы «собственной» плотности поля сводит к минимуму влияние на конечные результаты возможных систематических ошибок в подсчетах галактик.

3. *Результаты.* На рис. 1 приведены гистограммы распределения поверхностной плотности галактик в областях исследованных групп. По оси абсцисс отложено расстояние от геометрического центра группы в градусах, а по оси ординат величина

$$\frac{n_g^i - n_F}{n_F}, \text{ где } n_g^i \text{ — число галактик, на}$$

блюденных в данном кольце, n_F — число галактик поля, приходящееся на это же кольцо. Таким образом, использованное отношение играет роль показателя относительной плотности галактик в группах; оно показывает во сколько раз собственная плотность галактик в области группы превышает плотность галактик поля. Отметим, что в случае четырех групп — GN 3, 13, 20 и 163 — подсчеты в двух соседних кольцах объединены и ширина интервала на гистограммах составляет 11 мин. дуги, а в случае остальных групп — 5.5 мин. дуги. Стрелками на гистограммах показан наименьший радиус R_{\min} того кольца, в которое попадают геометрические центры всех ярких членов данной группы. Исключение составляет группа № 20, для которой, в отличие от других, в качестве центра области подсчетов бралась точка внутри области с повышенной плотностью ярких членов.

Из рассмотрения гистограмм, приведенных на рис. 1, можно сделать два вывода:

Во-первых, во всех группах плотность галактик определено выше, чем плотность галактик поля.

Во-вторых, плотность галактик возрастает к центру групп. В центральных частях некоторых групп собственная плотность галактик в 2—3 раза превышает плотность галактик поля.

Проверка по критерию χ^2 показывает, что во многих случаях распределения галактик сильно отличаются от равномерного.

Все это свидетельствует о том что в рассмотренных группах имеются физически связанные с ними слабые галактики. При этом число слабых галактик во много раз превышает число ярких членов групп.

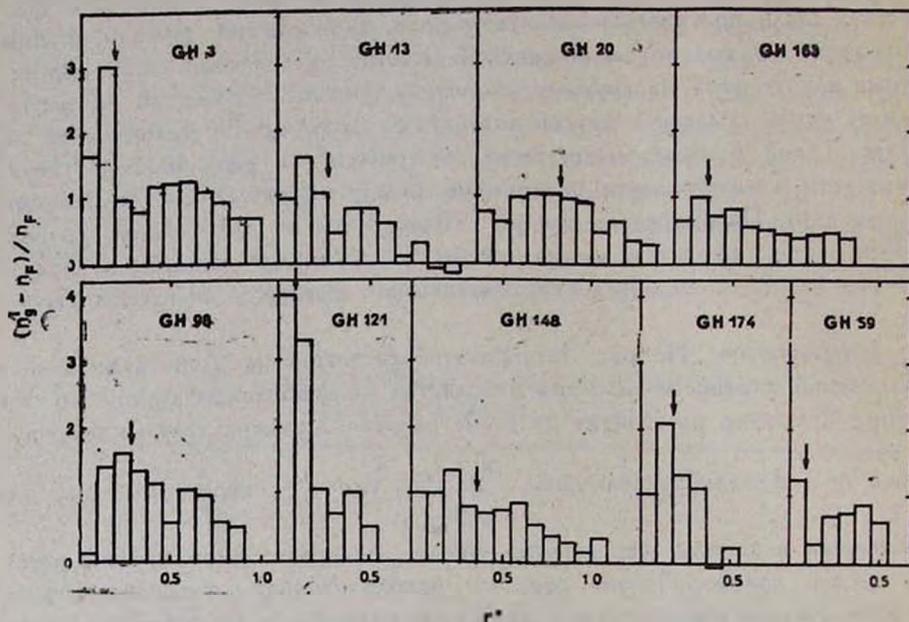


Рис. 1. Гистограммы распределения числа галактик по концентрическим кольцам вокруг центров групп. Ширина интервала для групп GH 3, 13, 20 и 163 равна $11'$, для остальных групп— $5'5$.

В табл. 2 мы приводим некоторые общие результаты подсчетов. В столбцах таблицы последовательно приводятся номера групп согласно Геллер и Хукра, радиус области подсчетов, средняя плотность галактик, включая ярких членов в этом радиусе на кв. градус, после вычета плотности галактик поля, минимальный радиус R_{min} в минутах дуги и мегапарсеках при $H=100$ км/с/Мпк, средняя плотность в радиусе R_{min} .

Как видно из данных таблицы, поверхностная плотность галактик значительно возрастает при уменьшении радиуса подсчетов. Это в свою очередь показывает, что во всех группах имеются физически связанные с ними слабые галактики.

На рис. 2 приводятся распределения галактик в группах по позиционным углам. Вся область группы, где проводились подсчеты, была разделена на 12 секторов с углом раствора в 30° у каждого из них. Цифры около кривых показывают номера групп по [1], а в скобках даются вели-

Таблица 2

НЕКОТОРЫЕ ОБЩИЕ РЕЗУЛЬТАТЫ ПОДСЧЕТОВ

№	R (в мин. дуги)	P ₀	R _{min}		P _{Rmin}
			в мин. дуги	в Мпк	
3	120	50	22	0.73	144
13	120	22	33	1.1	68
20	120	32	55	1.83	50
59	33	83	5.5	0.18	146
98	55	88	16.5	0.55	140
121	33	71	5.5	0.18	274
148	66	45	22	0.73	104
163	120	32	22	0.73	43
174	33	50	11	0.37	135

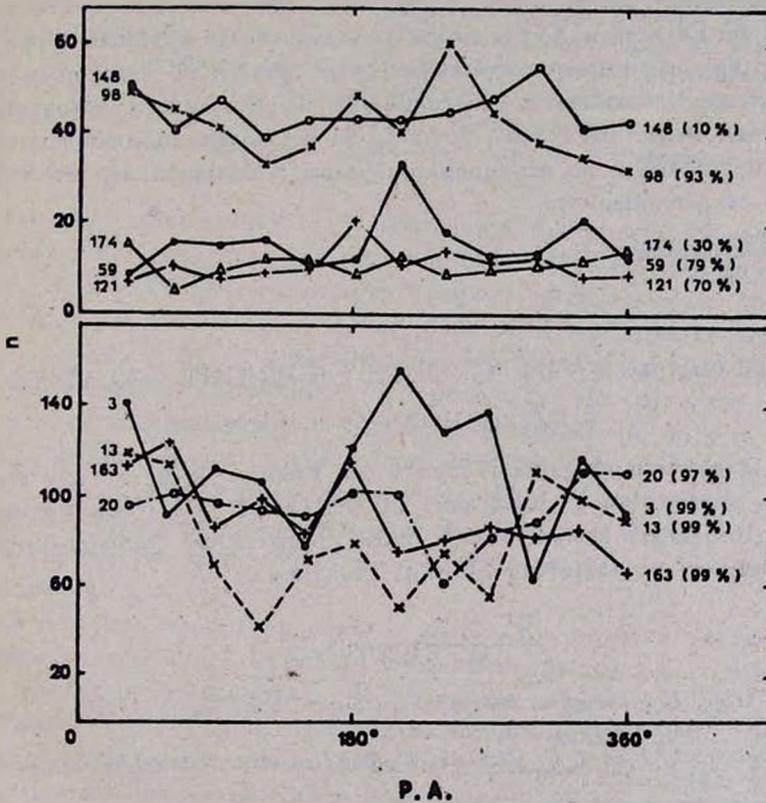


Рис. 2. Распределение галактик по позиционным углам. Цифры около кривых означают номера групп, в скобках приведены величины вероятностей того, что распределение отличается от равномерного.

чины вероятностей того, что распределения отличаются от равномерного. Только в двух случаях, а именно, в случае групп № 148 и 174, распределения не отличаются от равномерного. Распределения же в четырех группах, приводимых на нижней части рис. 2, сильно отличаются от равномерного. Это означает, что в этих группах имеются подструктурные детали, которые, по-видимому, обусловлены слабыми галактиками. Учет плотности галактик поля, очевидно, не меняет сути дела.

4. *Заключение.* Резюмируем основные результаты настоящего исследования.

а) Проведены подсчеты галактик в областях девяти групп Геллер и Хукра. Плотность галактик поля определена для каждой группы отдельно.

б) Во многих исследованных группах имеется большое количество слабых галактик, физически связанных с ними. Часто плотность галактик существенно растет к центру группы. Это показывает, что хотя бы часть групп Геллера и Хукра входит в состав более крупных образований.

в) В группах имеются субструктурные детали: по некоторым позиционным углам наблюдаются подгруппировки галактик, в основном более слабых, чем известные члены групп. За исключением двух групп, распределение галактик по позиционным углам с большой вероятностью отличается от равномерного.

Бюраканская астрофизическая
обсерватория

FAINT GALAXIES IN GROUPS OF BRIGHT GALAXIES

A. T. KALLOGHLIAN, S. R. HOUNANIAN

On the basis of galaxy counts on Palomar Sky Survey charts it has been shown that at least part of the Geller and Huchra groups are parts of the larger formations. In most groups some substructures exist mainly due to subclustering of faint galaxies.

ЛИТЕРАТУРА

1. *M. J. Geller, J. P. Huchra, Astrophys. J., Suppl. Ser., 52, 61, 1983.*
2. *P. Hickson, Astrophys. J., 255, 382, 1982.*
3. *M. Mezzetti, A. Pisani, G. Giuricin, F. Mardirosian, Astron. and Astrophys., 142, 188, 1985.*
4. *G. Giuricin, F. Mardirosian, M. Mezzetti, Astron. and Astrophys., 62, 157, 1985.*
5. *M. Postman, M. J. Geller, Astrophys. J., 281, 95, 1984.*
6. *J. W. Sulentic, Astrophys. J., 322, 605, 1987.*

УДК: 52:53

МАКСИМАЛЬНО ПРАВДОПОДОБНОЕ ВОССТАНОВЛЕНИЕ
ИЗОБРАЖЕНИЙ. IV. ПРЕДЕЛЬНОЕ РАЗРЕШЕНИЕ
ПРИ ЗАДАННОЙ АЛЬТЕРНАТИВЕ

В. Ю. ТЕРЕБИЖ

Поступила 13 сентября 1990

Получен формальный критерий для выделения размытого и зашумленного изображения произвольного объекта в случае, когда альтернативный объект заранее задан. Критерий обобщает аналогичный результат Дж. Харриса [9] на ситуации, в которых неизвестны априорные вероятности присутствия разных объектов и допустимы произвольные вероятности ошибок I и II рода (соответственно α и β). Найдено явное выражение для предельно достижимого разрешения при фиксированных α , β и отношении сигнала к шуму Ψ . Показано, что предельное разрешение зависит только от комбинации $l \equiv (z_\alpha + z_\beta)/\Psi$, где z_α — квантиль нормального распределения. Для ярких объектов предельное разрешение пропорционально $\Psi^{-1/2}$. Рассмотрены примеры, представляющие самостоятельный практический интерес.

1. *Введение.* Изложенная в [1] постановка задачи максимально правдоподобного восстановления изображений (MLIR) дает основания надеяться, что при адекватной реализации процесса восстановления будет достигнуто пространственное разрешение, близкое к его естественному пределу (см. также [2, 3]). Действительно, MLIR не вводит дополнительных субъективных предположений, и в этом смысле выгодно отличается не только от линейных методов восстановления изображений, но и от информационного подхода и метода максимума энтропии (подробный анализ относящихся сюда вопросов будет дан в частях V и VI этой серии публикаций). Однако прежде всего нужно пояснить смысл, в котором используются оба упомянутых выше понятия—«разрешение» и «естественный предел разрешения».

Опыт показывает, что принятое в какой-либо области исследований определение разрешающей силы не всегда оказывается удовлетворительным при других обстоятельствах. Классическое определение разрешения, предложенное Рэлеем [4], исходит из рассмотрения ситуации, когда разделяются два близких точечных источника, изображение каждого из которых предварительно размыто системой формирования изображения и представляется аппаратной функцией $h(x)$ или, как ее чаще называют, функцией рассеяния точки (ФРТ, Point Spread Function). Рэлеевский

(дифракционный) предел разрешения ρ_R фактически считается равным выбранной подходящим образом ширине ФРТ. Очевидно, при этом не учитываются ни внутренние флуктуации сигнала, обусловленные квантовой природой света, т. е. *радиационный шум*, ни внешние помехи—*аддитивный шум*. Если бы оба вида шума совершенно отсутствовали, то мы могли бы различить присутствие сколь угодно близких источников, т. к. изображение двойного объекта в принципе всегда отлично от $h(x)$. Это означает, что при отсутствии шума действительное разрешение бесконечно высоко и не ограничено шириной ФРТ. Но уже сколь угодно малый шум делает различие близких источников практически невозможным, так что разрешение является конечным, но может и превосходить рэлеевский предел (в том смысле, что предельно обнаружимое разделение источников $\rho_{\min} < \rho_R$). При очень низком отношении сигнала к шуму трудно обнаружить источники и с разделением компонентов $\rho > \rho_R$. Таким образом, рэлеевский предел характеризует разрешение лишь в некоторой ограниченной области условий (скажем, когда решение о виде объекта принимается чисто визуально). Это обстоятельство было ясно прежде всего самому Рэлею, который указывал, что «данное правило удобно благодаря его простоте и достаточно точно, если иметь в виду неизбежную неопределенность понятия разрешения» ([4], стр. 420).

Важно подчеркнуть, что предельное разрешение ρ_{\min} в указанном выше смысле можно ввести лишь при наличии априорной информации о существовании двух заданных типов объектов, что фактически сводит проблему разрешения к задаче *распознавания образов*. Более широкое обсуждение роли априорной информации было дано в превосходной работе Торальдо ди Франчия [5]. Формальное доказательство существования и обсуждение физического смысла решений в области $\rho < \rho_R$ (т. н. *явления сверхразрешения*) содержится в пионерских исследованиях Целкунова [6], Торальдо ди Франчия [5, 7], Волтера [8], Дж. Харриса [9, 10], Фридена [11], Рашфорта и Р. Харриса [12], а также в ряде новых работ (см., например, [13—15]).

Вместе с тем ясно, что в более общей ситуации, когда альтернативное изображение не задано заранее, единственный параметр ρ_{\min} , как бы его ни определять, недостаточно полно характеризует возможность выделения тонких деталей изображения. В современной оптике считается, что информацию о таких свойствах дает *частотно-контрастная характеристика* объекта, опирающаяся на спектральное представление Фурье его пространственного описания. Если говорить о методах восстановления изображения, каждый из которых сопоставляет исходному изображению—объекту $s(x)$ —некоторую его оценку $\hat{s}(x)$, то спектральную характеристику качества процедуры восстановления можно ввести следующим об-

разом. Пусть $S(f)$ и $\hat{S}(f)$ —спектры Фурье соответственно объекта и его средней оценки в зависимости от пространственной частоты f . Тогда отношение

$$R(f) \equiv \frac{|\hat{S}(f)|^2}{|S(f)|^2}, \quad (1)$$

которое назовем *частотной функцией восстановления* (Frequency Restoration Function), показывает степень восстановления деталей характерного размера f^{-1} при помощи данного метода.

Функция $R(f)$, как и более простая величина ρ_{\min} , зависят от следующих факторов: 1) априорной информации относительного объекта; 2) его яркости, задающей радиационный шум; 3) свойств внешнего, в частности, аддитивного шума; 4) функции рассеяния точки и 5) конкретного вида объекта. Есть основания предполагать, что два последних фактора сказываются в меньшей степени, чем первые. Указанная зависимость и подразумевалась, когда мы говорили выше о естественном пределе разрешения.

Ограничимся еще одним замечанием. Ясно, что при наличии шума вопрос обнаружения данного объекта не может быть решен в детерминированной постановке: при одном и том же значении отношения сигнала к шуму Ψ и любом критерии выбора объекта, мы будем отдавать предпочтение то одной, то другой альтернативе в зависимости от конкретной реализации шума. Поэтому задача обнаружения объекта по необходимости является статистической, и мы будем ее рассматривать в рамках аппарата, изложенного в стандартных руководствах (см., например, [16, 17]).

Цель настоящей работы заключается в том, чтобы изучить процедуру выделения объекта при заданной альтернативе в зависимости от вида объекта, ФРТ, отношения сигнала к шуму Ψ и надежности обнаружения. В ряде отношений полученные результаты развивают и обобщают результаты Дж. Харриса [9]. В частности, найден формальный критерий, позволяющий наиболее эффективно проводить разделение альтернатив. Показано, что предельно достижимое разрешение зависит только от определенной комбинации надежности обнаружения и Ψ (см. (34)), а при фиксированной надежности в широкой области условий пропорционально $\Psi^{-1/2}$. Наконец, рассмотрены примеры, представляющие самостоятельный интерес для вопроса о предельном разрешении. Более общий подход будет изложен в последующих публикациях.

2. Постановка задачи. С целью упрощения записи мы рассматриваем ниже одномерные изображения. Введение второго измерения не вносит принципиальных трудностей и проводится очевидным образом; основные результаты вообще не зависят от размерности изображения.

Априорная информация относительно объекта $g(x)$, выделяемого из шума, предполагает возможное присутствие только двух детерминиро-

ванных типов оригинала— $g_0(x)$ и $g_1(x)$. Это могут быть, скажем, одиночные и двойные звезды или квазары и звезды. Априорные вероятности присутствия g_0 и g_1 считаются неизвестными, как это чаще всего и бывает в действительности. Объект $g(x)$ может, вообще говоря, представлять собой изображение, размытое системой формирования с произвольной ФРТ.

Наблюдаемое изображение $y(x)$ включает в себя объект $g(x)$ и не зависящий от него шум $\xi(x)$, так что $y(x)$ есть реализация некоторой случайной функции $\eta(x)$, относительно структуры которой делается простейшее предположение:

$$\eta(x) = g(x) + \xi(x). \quad (2)$$

Стационарная случайная функция $\xi(x)$ считается гауссовским частотно-ограниченным белым шумом с нулевым средним и дисперсией σ^2 . Это означает, что спектр мощности шума постоянен вплоть до некоторой максимальной пространственной частоты f_N , а при более высоких частотах пренебрежимо мал.

Задача состоит в том, чтобы на основании априорной информации и наблюдаемого изображения $y(x)$ наиболее целесообразным образом решить, с каким из двух объектов— $g_0(x)$ или $g_1(x)$ —мы в данном случае имеем дело. В статистике обычно говорят об испытании нулевой гипотезы H_0 (присутствует g_0) против альтернативы H_1 (присутствует g_1), но ниже, чтобы не усложнять запись, употребляются непосредственно обозначения g_0 и g_1 для двух гипотез. Выбор одного из объектов в качестве «нулевого», разумеется, произволен.

Итак, мы должны построить решающее правило (критерий) для выбора одной из двух гипотез и затем оценить его качество, т. е. связанные с его применением ошибки. Наиболее общий способ сформулировать критерий выбора сводится к следующему правилу: если наблюдаемое изображение $y(x)$ принадлежит некоторой заданной критической области возможных значений w , то гипотеза g_0 отвергается. Следует только конкретно указать критическую область w , иначе говоря, определить, какие отклонения y от g_0 уже несовместимы с предпочтением этого объекта. Задание w должно включать, вообще говоря, сведения о самих объектах g_0 и g_1 , изображении y и свойствах шума ξ .

Очевидно, какой бы критерий выбора ни применялся, возможны ошибки следующих двух видов: I) объект g_0 будет отвергнут, когда присутствует именно g_0 ; II) объект g_0 будет выбран, когда в действительности присутствует g_1 . Обозначим вероятность совершить ошибку I рода через α , или условно, $\alpha = Pr(g_1 | g_0)$. Аналогично вероятность совершить ошибку II рода обозначим посредством $\beta = Pr(g_0 | g_1)$. Величину α обыч-

но называют *уровнем значимости критерия*, а величину $1-\beta = Pr(g_1 | g_1)$ — его *мощностью*.

Мы пришли к основному вопросу теории статистических решений: как определить критерий выбора между альтернативами g_0 и g_1 с учетом относительной важности ошибок I и II рода?

Прежде чем проводить дальнейшее рассмотрение, остановимся кратко на подходе, принятом Дж. Харрисом [9]. Во-первых, в указанной работе считаются заданными (и равными $1/2$) *априорные* вероятности появления g_0 и g_1 . Во-вторых, Харрис ограничивается случаем, когда вероятности совершения ошибок I и II рода равны друг другу ($\alpha = \beta$). Такая постановка задачи вполне корректна, однако она далеко не исчерпывает все важные практические проблемы. Так, априорная информация о частоте типов объектов (например, звезд и квазаров в изучаемой выборке слабых компактных источников) обычно отсутствует. Далее, в решаемой задаче может совершенно по-разному оцениваться опасность ошибок I и II рода. Например, при поиске квазаров (g_1) в выборке, состоящей преимущественно из звезд (g_0), значительно опаснее «потерять» квазар (т. е. совершить ошибку II рода), чем включить в подлежащий дальнейшему изучению список кандидатов в квазары звезду (т. е. совершить ошибку I рода). Аналогично обстоит дело и при поисках других объектов, представляющих особый интерес.

Общепринятый сейчас подход Дж. Неймана и Э. Пирсона к проблеме проверки гипотез исходит из того, что следует наперед задать уровень значимости α , а затем искать такую критическую область ω_α , чтобы вероятность ошибки II рода β была минимальна (т. е. мощность критерия $1-\beta$ была максимальной). Выбор значения α принимает во внимание относительную важность двух типов ошибок.

В соответствии со сказанным будем считать значение α фиксированным ($0 \leq \alpha \leq 1$) и найдем сначала *наилучшую критическую область* (НКО) ω_α , а затем получим явное выражение для β при фиксированных α и НКО. В статистической терминологии соответствующий критерий является *наиболее мощным*. Конечная цель заключается в том, чтобы по заданным вероятностям α , β и отношению сигнала к шуму Ψ определить в явном виде минимально обнаружимую разницу между объектами.

3. Решение задачи о бинарном выборе. Введем необходимую на практике дискретизацию изображения. Пусть Δx — постоянный для простоты шаг дискретизации по x и

$$g_{0k} = g_0(x_k) \cdot \Delta x, \quad g_{1k} = g_1(x_k) \cdot \Delta x, \quad y_k = y(x_k) \cdot \Delta x, \quad (3)$$

$$\xi_k = \int_{x_k}^{\xi(x)} \xi(x) dx, \quad k = 1, 2, \dots, n$$

— потоки соответственно от объектов, наблюдаемого изображения и шума в отдельных пикселах. Нетрудно показать, что дисперсия σ^2 величины ξ_k равна

$$\sigma^2 = B \cdot \Delta x, \quad (4)$$

где $B = \sigma_0^2 / (2\pi/N)$ — пространственный аналог коэффициента диффузии. Модель (2) формирования изображения сводится теперь к следующей:

$$\eta_k = g_k + \xi_k, \quad (5)$$

причем изображение $y \equiv \{y_k\}$ представляет собой реализацию $\{\eta_k\}$. Отсчеты шума ξ_k взаимно независимы и нормальны с нулевым средним и постоянной дисперсией σ^2 .

Выкладки, отнесенные в Приложение, показывают, что наилучшая критическая область ω_0 задается неравенством

$$\Omega \geq z_\alpha, \quad (6)$$

где

$$\Omega = \frac{\sum_{k=1}^n (y_k - g_{0k}) \cdot (g_{1k} - g_{0k})}{\sigma \left[\sum_{k=1}^n (g_{1k} - g_{0k})^2 \right]^{1/2}}, \quad (7)$$

величина z_α — корень уравнения

$$\Phi(z) = 1 - \alpha \quad (8)$$

$$\Phi(z) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^z e^{-t^2/2} dt \quad (9)$$

— интеграл вероятностей (рис. 1). В соответствии с изложенным выше это означает, что при выполнении неравенства (6) принимается объект g_1 , а при выполнении противоположного неравенства — принимается g_0 .

Минимальное значение вероятности совершить ошибку II рода при заданном уровне значимости α равно

$$\beta = 1 - \Phi(q - z_\alpha), \quad (10)$$

где

$$q = \frac{1}{\sigma} \left[\sum_{k=1}^n (g_{1k} - g_{0k})^2 \right]^{1/2}. \quad (11)$$

Естественно, что мощность критерия $1 - \beta$ растет с увеличением количества измерений n , уровня значимости α и расстояния между тестируемыми объектами, а также при уменьшении дисперсии шума,

Заметим, что с учетом (11) выражение (7) можно записать в виде:

$$\Omega = \frac{1}{q\sigma^2} \sum_1^n (y_k - g_{0k}) \cdot (g_{1k} - g_{0k}). \quad (12)$$

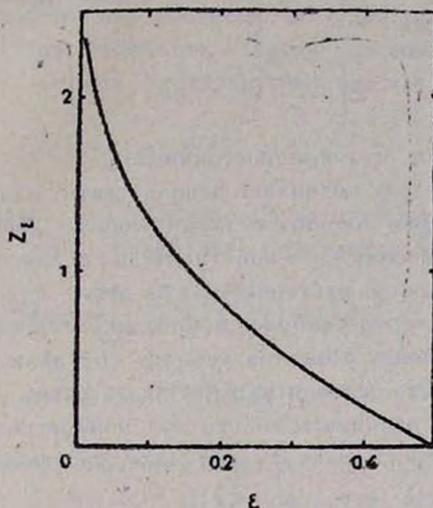


Рис. 1. Решение уравнения $\Phi(x) = 1 - \epsilon$, где Φ — интеграл вероятностей.

Смысл условия (6) достаточно прозрачен. Определение (7) напоминает по структуре формулу для коэффициента корреляции. Если отклонения $(y_k - g_{0k})$ чаще имеют тот же знак, что и отклонения $(g_{1k} - g_{0k})$, то сумма в числителе (7) будет велика и ввиду (6) мы должны отвергнуть g_0 и выбрать g_1 . Но корреляция знаков указанных отклонений как раз и означает, что объект g_1 предпочтительнее g_0 . Таким образом, интуитивный и формальный подходы в данном случае вполне согласуются между собой.

Следует обратить также внимание на тот факт, что задание критической области согласно (6) в неявном виде включает в себя отношение сигнала к шуму. Действительно, если нормировать потоки на суммарную величину $F = \sum g_k$, то статистика Ω будет пропорциональна F/σ .

В случае, когда сравниваемые объекты имеют постоянную поверхностную яркость, т. е. $g_{0k} \equiv g_0 = \text{const}$, $g_{1k} \equiv g_1 = \text{const}$ и для определенности $g_1 > g_0$, мы имеем:

$$\Omega = \frac{1}{\sigma \sqrt{n}} \sum_1^n (y_k - g_0) = \frac{\sqrt{n}}{\sigma} (\bar{y} - g_0), \quad (13)$$

где \bar{y} — выборочное среднее значение отсчетов изображения. При этом определение (6) НКО принимает вид:

$$\bar{y} \geq g_0 + \frac{\sigma}{\sqrt{n}} z_\alpha. \quad (14)$$

Мы пришли к широко известному критерию выбора одного из двух значений среднего в нормальной выборке. В рассматриваемом случае из (10) и (11) следует также:

$$\beta = 1 - \Phi \left[\frac{\sqrt{n}}{\sigma} (g_1 - g_0) - z_\alpha \right]. \quad (15)$$

Весьма существенно, что при постоянных g_0 и g_1 определение (14) НКО не содержит g_1 . Это позволяет использовать один и тот же критерий (14) для проверки любого конкурирующего значения из класса $g_1 > g_0$. Критерий сравнения нулевой гипотезы с классом альтернатив, имеющий для произвольной альтернативы из этого класса одну и ту же НКО, называется *равномерно наиболее мощным критерием* (РНМК). К сожалению, для произвольных объектов условие (6) включает и $g_1(x)$, так что РНМК не может быть основан на этом неравенстве. Другими словами, с помощью (6) можно сравнивать только два конкретных объекта, но не, скажем, одиночный источник сразу со всей совокупностью возможных двойных объектов.

Как уже отмечалось, для принятой Харрисом [9] постановки задачи следует положить $\alpha = \beta$. При этом из общих формул (8) и (10) следует $z_\alpha = q/2$, а (6), (7) и (11) дают для рассматриваемого частного случая определение НКО:

$$2 \sum_1^n (y_k - g_{0k}) \cdot (g_{1k} - g_{0k}) \geq \sum_1^n (g_{1k} - g_{0k})^2 \quad (16)$$

и мощность критерия

$$1 - \beta = \Phi(q/2). \quad (17)$$

В указанной выше работе получены соотношения, эквивалентные (16) и (17).

Нетрудно выполнить и переход к непрерывным распределениям, что удобно при теоретических расчетах. Для этого введем сокращенные обозначения:

$$\Delta y_0(x) = y(x) - g_0(x), \quad \Delta g(x) = g_1(x) - g_0(x), \quad (18)$$

подставим (3) и (4) в (11) и (12), а затем устремим Δx к нулю. Тогда получим;

$$\Omega = \frac{1}{qB} \int \Delta y_0(x) \cdot \Delta g(x) dx, \quad (19)$$

$$q = \left\{ B^{-1} \int [\Delta g(x)]^2 dx \right\}^{1/2}. \quad (20)$$

Здесь и ниже бесконечные пределы интегрирования не указываются.

Нередко $g_0(x)$ и $g_1(x)$ заданы не сами по себе, а как размытые изображения некоторых исходных объектов, которые мы обозначим посредством $s_0(x)$ и $s_1(x)$ соответственно. Тогда целесообразно сразу проводить рассмотрение в области пространственных частот. Пусть

$$G(f) = \int e^{-i \cdot 2\pi f x} g(x) dx \quad (21)$$

—общий вид преобразования Фурье. Тогда известное равенство Парсеваля (см., например, [18]) позволяет представить (19) и (20) в виде:

$$\Omega = \frac{1}{qB} \int \Delta Y_0^*(f) \cdot \Delta G(f) df. \quad (22)$$

$$q = \left\{ B^{-1} \int |\Delta G(f)|^2 df \right\}^{1/2}, \quad (23)$$

где звездочкой отмечена операция комплексного сопряжения.

Наконец, пусть $\Delta s = s_1(x) - s_0(x)$ — разность исходных объектов, а $T(f)$ — оптическая передаточная функция (ОПФ, Modulation Transfer Function) системы формирования изображения. Как известно, в частотной области размывание линейной системой описывается просто умножением на ОПФ:

$$\Delta G(f) = T(f) \cdot \Delta S(f), \quad (24)$$

и мы получаем окончательно:

$$\Omega = \frac{1}{qB} \int \Delta Y_0^*(f) \cdot T(f) \cdot \Delta S(f) df, \quad (25)$$

$$q = \left[\frac{1}{B} \int |T(f)|^2 \cdot |\Delta S(f)|^2 df \right]^{1/2}. \quad (26)$$

Как и ранее, объект $s_0(x)$ следует отвергнуть, если $\Omega \geq z_\alpha$, и принять если $\Omega < z_\alpha$. Мощность критерия $1 - \beta = Pr(s_1 | s_1) = \Phi(q - z_\alpha)$.

4. Минимальное расстояние между объектами. Приведенные формулы дают полное решение задачи о двойном выборе объекта в том смысле, что при заданных α , $S/N \equiv \Psi$ и метрическом расстоянии между объектами Θ можно выполнить наиболее эффективным образом выбор одной из альтернатив, а затем и оценить допускаемую при этом вероятность ошибки Π рода β . Однако при выяснении предельного разрешения в данных условиях нас скорее интересует минимальное расстояние Θ , еще

обнаружимое при фиксированных Ψ и надежности. Соответствующее выражение можно получить из (10), если переписать его в виде:

$$q = z_\alpha + z_\beta, \quad (27)$$

где z_β — корень уравнения $\Phi(z) = 1 - \beta$ (см. (8)). Подставляя сюда (11), находим для случая дискретного представления данных:

$$\left[\sum_1^n (g_{1k} - g_{0k})^2 \right]^{1/2} = \sigma(z_\alpha + z_\beta). \quad (28)$$

Левая часть (28) есть расстояние между функциями g_0 и g_1 в среднеквадратическом смысле, а правая часть определяется условиями обнаружения.

Из формул (20) и (27) следует непрерывный аналог последнего соотношения:

$$\left\{ \int [\Delta g(x)]^2 dx \right\}^{1/2} = \sqrt{B} (z_\alpha + z_\beta). \quad (29)$$

Наконец, предположим, что изображения объектов $s_0(x)$ и $s_1(x)$ формируются системой с передаточной функцией $T(f)$. Тогда из (26) и (27) получаем:

$$\left\{ \int |T(f)|^2 \cdot |\Delta S(f)|^2 df \right\}^{1/2} = \sqrt{B} (z_\alpha + z_\beta). \quad (30)$$

Это общее соотношение особенно полезно при анализе оптических систем, когда дифракция света строго ограничивает ОПФ некоторым верхним пределом пространственных частот f_R , за которым система полностью непрозрачна [19]. Полагая $T(f) \equiv 0$ при $|f| > f_R$ и нормируя S на полную яркость источника F , перепишем (30) в виде:

$$\Theta = \frac{z_\alpha + z_\beta}{\Psi}, \quad (31)$$

где

$$\Theta \equiv \left\{ \int_{-f_R}^{f_R} |T(f)|^2 \cdot |\Delta S(f)/F|^2 df / f_R \right\}^{1/2} \quad (32)$$

есть мера предельно обнаружимой близости изображений двух объектов, формируемых данной оптической системой, а

$$\Psi \equiv F \sqrt{f_R B} \quad (33)$$

—отношение сигнала к шуму на элементе порядка ширины функции рассеяния точки $\rho_R \equiv f_R^{-1}$ (см. уравнение (4)).

Весьма показательно, что все внешние условия, определяющие разрешение, группируются в виде комбинации

$$t \equiv \frac{z_\alpha + z_\beta}{\Psi}, \quad (34)$$

так что параметр Θ или любая функция от него, более удобная для описания предельного разрешения, зависят лишь от t .

Этот важный вывод иллюстрируется в последующих пунктах примерами, представляющими и самостоятельный интерес для практики.

5. Смещение произвольного объекта. Предположим, что различие сравниваемых объектов может заключаться лишь в смещении одного из них относительно другого на расстояние ρ , так что $S_1(x) = S_0(x - \rho)$ и соответственно $S_1(f) = \exp(-i \cdot 2\pi f \rho) \cdot S_0(f)$. Отсюда следует:

$$|\Delta S(f)| = 4 \sin^2(\pi f \rho) |S_0(f)|, \quad (35)$$

а подстановка этого выражения в (32) дает:

$$\Theta = 4 \left[\int_{-f_R}^{f_R} |T(f)|^2 \cdot |S_0(f)/F|^2 \cdot \sin^4(\pi f \rho) df / f_R \right]^{1/2}. \quad (36)$$

Согласно (31), минимальное смещение ρ_{\min} , обнаружимое при данных α , β и Ψ , определяется соотношением $\Theta(\rho_{\min}) = (z_\alpha + z_\beta)/\Psi$. Мы не будем его исследовать в общем виде и укажем лишь асимптотическое выражение для ρ_{\min} в пределе $\Psi \gg 1$. Полагая $\rho_R \equiv f_R^{-1}$, обобщим определение Харриса [9] и введем *рэлеевский фактор*

$$r \equiv \rho_{\min} / \rho_R, \quad (37)$$

равный минимальному обнаружимому смещению объектов в долях ширины функции рассеяния точки. В пределе $r \ll 1$, отвечающем условию $\Psi \gg 1$, имеем:

$$r \cong K \sqrt{\frac{z_\alpha + z_\beta}{\Psi}}, \quad \Psi \gg 1, \quad (38)$$

где постоянная

$$K = \frac{1}{2\pi} \left[\int_{-f_R}^{f_R} |T(f)|^2 \cdot |S_0(f)/F|^2 (f/f_R)^4 d(f/f_R) \right]^{-1/4}. \quad (39)$$

Таким образом, для относительно ярких объектов предельно малое смещение обратно пропорционально квадратному корню из отношения сигнала к шуму (в частности, выражением (38) дается точность определения положения спектральной линии при заданном уровне надежности). Мы увидим далее, что этот «закон $\Psi^{-1/2}$ » является общим для вопросов, связанных с однопараметрическим описанием предельного разрешения.

6. *Разделение двух близких точечных источников.* Простой и вместе с тем важный для практики пример доставляет нам рассмотрение ситуации, когда объект может представлять собой либо два некогерентных точечных источника интенсивности $F/2$ каждый, расположенных на угловом расстоянии ρ друг от друга (гипотеза H_0), либо одиночный точечный источник интенсивности F (гипотеза H_1). Тогда ошибка I рода заключается в том, что двойной источник будет принят за одиночный; ошибка II рода будет совершена, если одиночный в действительности источник будет принят за двойной с разделением компонентов ρ . Подход Неймана—Пирсона предполагает, что при заданной вероятности α «потерять» двойной источник разыскивается такое решающее правило, которое максимизирует вероятность $1-\beta$ правильного отождествления одиночного источника. В несколько ином контексте этот пример рассматривается в [9].

Подчеркнем, что в данном случае имеется весьма значительная априорная информация о возможных видах объектов, и именно этот факт в значительной мере определяет достижимое разрешение.

Считая x угловой координатой, примем

$$\begin{cases} s_0(x) = \frac{F}{2} \left[\delta(x - \rho/2) + \delta(x + \rho/2) \right], \\ s_1(x) = F \delta(x), \end{cases} \quad (40)$$

где $\delta(x)$ —функция Дирака. Ввиду известного «подстановочного» свойства δ -функции получаем для трансформанты Фурье разности объектов $\Delta s(x) \equiv s_1(x) - s_0(x)$ простое выражение:

$$|\Delta S(f)| = F \cdot 2 \sin^2(\pi \rho f/2). \quad (41)$$

Возьмем для определенности в качестве формирующей изображение системы щель шириной b . Соответствующая функция рассеяния линии (ФРЛ, Line Spread Function) имеет вид $[\sin(\pi z)/(\pi z)]^2$, где $z = x/\rho_R$ и $\rho_R = \lambda/b$ — рэлеевская ширина изображения щели. Известно (см., например, [20]), что ОПФ щели представляет собой «треугольный» фильтр:

$$T(f) = \begin{cases} 1 - |f|/f_R, & |f| \leq f_R, \\ 0, & |f| > f_R, \end{cases} \quad (42)$$

где по-прежнему $f_R \equiv \rho_R^{-1}$. Вновь вводя рэлеевский фактор r согласно (37), находим из (32):

$$\theta = \left[8 \int_0^1 (1-u)^2 \sin^4(\pi r u/2) du \right]^{1/2} =$$

$$= \left[1 + 8 \frac{\sin(\pi r) - \pi r}{(\pi r)^3} - 2 \frac{\sin(2\pi r) - 2\pi r}{(2\pi r)^3} \right]^{1/2} \quad (43)$$

С учетом обозначения (34) основное соотношение (31) принимает вид:

$$\theta(r) = t, \quad t \equiv (z_\alpha + z_\beta)/\Psi, \quad (44)$$

а его обращение

$$r = \theta^{-1}(t) \quad (45)$$

и определяет минимально допустимое разделение компонентов, совместимое с заданными вероятностями ошибок и отношением сигнала к шуму.

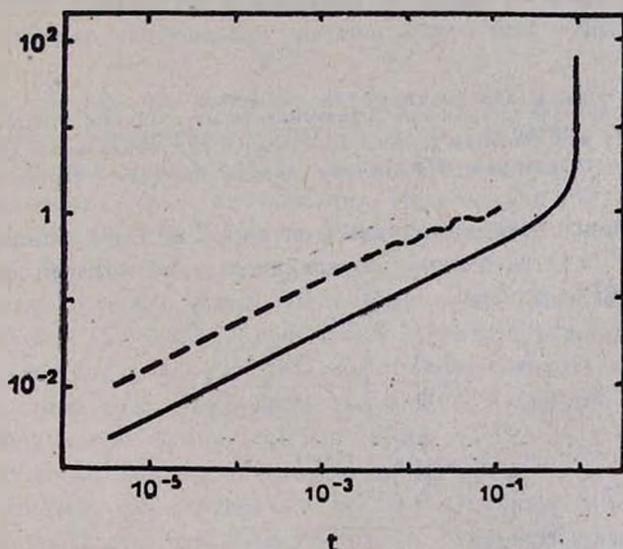


Рис. 2. Рэлеевский фактор r как функция параметра $t = (z_\alpha + z_\beta)/\Psi$ для двойного (сплошная линия) и синусоидального (пунктир) источников.

Значения $s(\alpha, \beta) \equiv z_\alpha + z_\beta$ можно найти при помощи таблицы нормального распределения, имеющейся во многих руководствах, или непосредственно из таблицы обратного нормального распределения [21]. Для приближенных оценок достаточно рис. 1.

Универсальная функция $\Theta^{-1}(t)$, заданная соотношениями (43)—(45), представлена на рис. 2; для удобства мы выделили из нее на рис. 3 зависимость $r(\Psi)$ для ряда значений $c(\alpha, \beta)$.

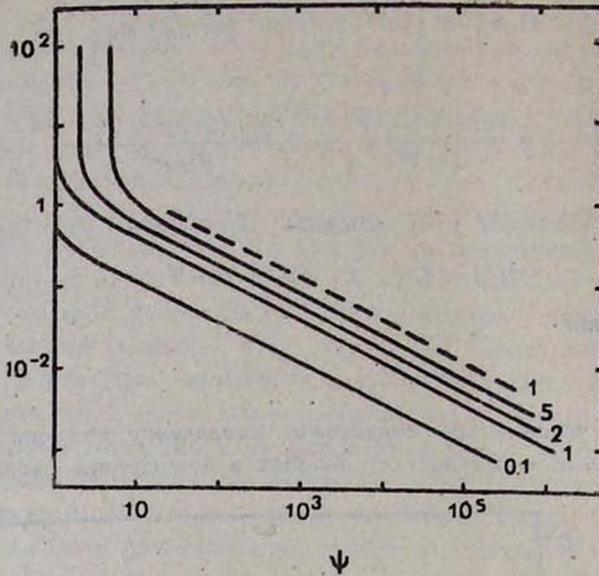


Рис. 3. Предельное разрешение в зависимости от величины отношения сигнала к шуму для двойного (сплошные линии) и синусоидального (пунктир) источников. На рисунке указаны значения c (α, β).

Характерное поведение кривых на рис. 2 и 3 для «ярких» ($\Psi \gg 1$) и «слабых» ($\Psi \simeq 1$) источников определяется асимптотикой функций $\Theta(r)$ и $\Theta^{-1}(t)$. Из (43) следует:

$$\Theta(r) \simeq \begin{cases} \frac{\pi^2 r^2}{\sqrt{210}} \left[1 - \frac{5\pi^2 r^2}{144} \right], & r \ll 1, \\ 1 - \frac{15}{4\pi^2 r^2}, & r \gg 1. \end{cases} \quad (46)$$

так что обратная функция

$$\Theta^{-1}(t) \simeq \begin{cases} 1.212\sqrt{t}, & t \ll 1, \\ 0.616/\sqrt{1-t}, & 1-t \ll 1. \end{cases} \quad (47)$$

Обсуждение соответствующих зависимостей для слабых объектов целесообразно отложить до тех пор, когда в рассмотрение будут включены и

собственные флуктуации изображения, обусловленные квантовой природой света (радиационный шум). В области же высокого отношения сигнала к шуму мы имеем:

$$r \simeq 1.212 \sqrt{(z_1 + z_2)/\Psi}, \quad \Psi \gg 1. \quad (48)$$

При значениях α и β в диапазоне 0.02—0.10 коэффициент пропорциональности в (48) между r и $\Psi^{-1/2}$ приблизительно равен 1.9—2.3, так что для ориентировочных расчетов можно принять просто

$$r \simeq 2/\sqrt{\Psi}, \quad \Psi \gg 1. \quad (49)$$

Как и следовало ожидать, в принципе достижимо сколь угодно высокое разрешение, однако продвижение в область малых значений рэлеевского фактора требует очень быстрого увеличения отношения сигнала к шуму $\Psi \sim r^{-2}$. Характер этой зависимости сохраняется и в случае произвольной системы формирования изображения; при этом справедливы соотношения (38) и (39), где следует принять $|S_0(f)/F| = 1/8$. Поскольку численное значение K слабо зависит от вида ОПФ, мы приходим к важному выводу: в проблеме разделения источников главную роль играет не формирующая изображение система, а величина отношения сигнала к шуму.

Заметим, наконец, что точечные источники (40) можно расположить на произвольном «пьедестале»—фиксированном объекте,—и тогда рассмотренная в данном пункте задача сводится к нахождению условия обнаружения точечных деталей изображения. Поскольку в (30) входит только разность распределений яркости в сравниваемых объектах, основные соотношения сохраняют свою силу.

7. *Выделение цепочки источников.* Рассмотрим альтернативные объекты, один из которых представляет собой «ступеньку» шириной L и высотой F/L , а другой—ряд из N равномерно расположенных на интервале длиной L точечных источников интенсивности F/N каждый. Полное количество источников N предполагается четным. Пусть $\rho = L/(N-1)$ —расстояние между соседними источниками, а $r = \rho/\rho_R$, $\rho_R = \lambda/b$ —рэлеевский фактор для системы формирования изображения в виде щели.

Нетрудно показать, что в данном случае (32) принимает вид:

$$\Theta^2(r) = 2 \int_0^1 (1-u)^2 \cdot \left| \frac{\sin [(N-1) \pi r u]}{(N-1) \pi r u} - \frac{\sin (N \pi r u)}{N \sin(\pi r u)} \right|^2 du, \quad (50)$$

и уравнение, определяющее предельное разрешение, по-прежнему записывается в форме (44). Мы не будем решать его для всех возможных зна-

чений r , а остановимся только на области высокого отношения сигнала к шуму, представляющей сейчас наибольший интерес.

Из последнего соотношения следует:

$$\Theta(r) \approx \frac{2\pi^2}{3\sqrt{210}}(N-1) \cdot r^2, \quad r \ll 1, \quad (51)$$

так что вместо (48) мы имеем в случае N источников:

$$r \approx 1.484 \sqrt{\frac{z_s + z_p}{(N-1)\Psi}}, \quad \Psi \gg 1. \quad (52)$$

Уменьшение предельного рэлеевского фактора приблизительно в \sqrt{N} раз вполне соответствует интуитивно ожидаемому результату: ряд точечных источников проще обнаружить на равномерном фоне, чем только два таких объекта.

Обратим внимание, что характер зависимости $r(\Psi) \sim \Psi^{-1/2}$ в данном примере сохранился.

8. Выделение синусоидального объекта. Последний из рассматриваемых здесь примеров—выделение объекта с чисто гармоническим распределением яркости—представляет особый интерес ввиду того, что в области пространственных частот добавка к спектру мощности локализована. Это позволит в дальнейшем перейти к обсуждению вопроса о предельно достижимой частоте в случайном шуме.

Итак, пусть

$$\Delta s(x) = \begin{cases} a \cos(2\pi f_0 x), & |x| \leq L/2, \\ 0, & |x| > L/2, \end{cases} \quad (53)$$

где a , L , и $P_0 \equiv f_0^{-1}$ —соответственно амплитуда, протяженность и период «возмущения» профиля яркости объекта; полное количество периодов Lf_0 предполагается для простоты целым числом. Соответствующая трансформанта Фурье равна

$$\Delta S(f) = \frac{aL}{2} \left\{ \text{sinc}[L(f-f_0)] + \text{sinc}[L(f+f_0)] \right\}, \quad (54)$$

где $\text{sinc}(x) \equiv \sin(\pi x)/(\pi x)$. Поскольку $\text{sinc}(0) = 1$, $\text{sinc}(1) = 0$, мы имеем в спектре разности два пика шириной $\Delta f \approx L^{-1}$ и высотой $aL/2$ каждый. Подстановка (54) в (30) дает:

$$\frac{1}{\pi} \left\{ \int_{-1}^1 |T_u|^2 \frac{u^2 \sin^2(\pi L f_R u)}{(u_0^2 - u^2)^2} du \right\}^{1/2} = (z_s + z_p) \cdot \frac{\sqrt{B f_R}}{a}, \quad (55)$$

где $u_0 = f_0/f_R P_0/P_0$. Для интересующей нас области $u_0 > 1$ интеграл в (55) слабо зависит от $L f_R$ и для T_u вида (42), $L f_R > 1$ левая часть этого

соотношения равна приблизительно $(\pi \sqrt{30} \cdot u_0^2)^{-1}$. Полагая $\Psi = \sqrt{B f_R} / a$ получаем условие обнаружения для больших значений Ψ вида:

$$\left(\frac{f_0}{f_R}\right)^2 \approx \frac{1}{\pi \sqrt{30}} \cdot \frac{\Psi}{z_2 + z_3}. \quad (56)$$

Поскольку $(f_0/f_R)^{-1} = (\rho_R/\rho_0^{nin})^{-1}$ в данном случае можно считать величиной, совпадающей по смыслу с рэлеевским фактором r , перепишем (56) следующим образом:

$$r \approx 4.15 \sqrt{(z_2 + z_3)/\Psi}, \quad \Psi \gg 1. \quad (57)$$

Таким образом, в области «сверхразрешения» ($\rho_0 < \rho_R$) зависимость $r(t)$ имеет приблизительно тот же вид, что и в предыдущих примерах (рис. 2, 3).

Более полное обсуждение этих результатов будет дано в последующих публикациях.

Крымская лаборатория Государственного астрономического института им. П. К. Штернберга

ПРИЛОЖЕНИЕ

Здесь дан вывод соотношений (6)—(11); поскольку выкладки типичны для задач рассматриваемого типа, они приводятся в максимально сжатом виде.

Функции правдоподобия при гипотезах g_0 и g_1 имеют вид:

$$L(y|g_v) = (\sigma \sqrt{2\pi})^{-n} \exp \left[-\frac{1}{2\sigma^2} \sum_1^n (y_k - g_{vk})^2 \right], \quad v=0,1, \quad (П1)$$

где через y обозначен вектор (y_1, \dots, y_n) . Прежде всего следует найти область w_v такую, что при заданном

$$x = \int_{w_v} L(y|g_0) dy \quad (П2)$$

величина

$$1 - \beta = \int_{w_0} L(y|g_1) dy = \int_{w_0} \frac{L(y|g_1)}{L(y|g_0)} \cdot L(y|g_0) dy \quad (П3)$$

максимальна. Очевидно, для этого необходимо и достаточно, чтобы w_0 включала в себя все точки, для которых отношение $L(y|g_1)/L(y|g_0)$ принимает наибольшие значения. Требуя, чтобы указанное отношение было

не менее некоторой (зависящей от α) постоянной, получаем условие для w_* вида:

$$\sum_1^n (y_k - g_{1k})^2 - \sum_1^n (y_k - g_{0k})^2 \leq C_\alpha = \text{const.} \quad (\text{П4})$$

Таким образом, НКО представляет собой часть пространства $\{y_k\}$, ограниченную плоскостью (П4).

Вычисление интеграла в правой части (П2) по области (П4) дает:

$$\alpha = \Phi\left(\frac{C_\alpha - x}{2\sigma\sqrt{x}}\right), \quad (\text{П5})$$

где $\Phi(z)$ —интеграл вероятности (9) и

$$x = \sum_1^n (g_{1k} - g_{0k})^2. \quad (\text{П6})$$

Полагая $\Phi(z_\alpha) \equiv 1 - \alpha$, находим из (П5):

$$C_\alpha = x - 2\sigma\sqrt{x} \cdot z_\alpha. \quad (\text{П7})$$

Наконец, подстановка двух последних выражений в условие (П4) преобразует его к виду (6) и (7), принятому в основном тексте.

Вычисление интеграла в (П3) дает для мощности критерия следующее выражение:

$$1 - \beta = \Phi\left(\frac{C_\alpha + x}{2\sigma\sqrt{x}}\right), \quad (\text{П8})$$

что с учетом (П6) и (П7) сводится к (10) и (11).

MAXIMUM LIKELIHOOD IMAGE RESTORATION. IV. LIMITING RESOLVING POWER UNDER GIVEN ALTERNATIVE

V. Yu. TEREBIZH

The formal criterion is found for the choice of the blurred and noised object in the case when the alternative object is known. The criterion generalizes the analogous result by J. Harris [9] to situations when a priori probabilities of the objects presence are not given and for arbitrary probabilities of a I and II type mistakes (α and β correspondingly). The exact expression for the limiting resolving power under given α , β and signal to noise ratio Ψ is found. The limiting resolving power depends only from $t = (z_\alpha + z_\beta)/\Psi$, where z_i is quantile of the normal distribution. For bright objects limiting resolution is proportional to $\Psi^{-1/2}$. A number of examples is considered that have self-dependent significance for practice.

ЛИТЕРАТУРА

1. В. Ю. Терещих, *Астрофизика*, 32, 327, 1990.
2. В. Ю. Терещих, *Астрофизика*, 33, 113, 1990.
3. В. Ю. Терещих, В. В. Бирюков, *Астрофизика*, 33, 305, 1990.
4. Lord Rayleigh (Strutt J. W.), *Scientific Papers*, v. 1, Dover, New-York, 1964.
5. G. Toraldo di Francia, *J. Opt. Soc. Amer.*, 45, 497, 1955.
6. S. A. Schelkunoff, *Bell System Tech.*, 22, 80, 1943.
7. G. Toraldo di Francia, *Nuovo Cimento*, Suppl. 9, 426, 1952.
8. H. Wolter, In „*Progress in Optics*“, ed. E. Wolf, North-Holland, Amsterdam, v. 1, ch. 5, 1961.
9. J. L. Harris, *J. Opt. Soc. Amer.*, 54, 606, 1964.
10. J. L. Harris, *J. Opt. Soc. Amer.*, 54, 931, 1964.
11. B. R. Frieden, *J. Opt. Soc. Amer.*, 57, 1013, 1967.
12. C. K. Rushforth, R. W. Harris, *J. Opt. Soc. Amer.*, 58, 539, 1968.
13. B. R. Frieden, In „*Picture Processing and Digital Filtering*“, ed T. S. Huang, Springer, 1979, pp. 179—249.
14. А. М. Сороко, *Физ. элем. частиц и атомного ядра*, 12, 754, 1981.
15. Г. И. Василенко, А. М. Тараторин, *Восстановление изображений*, Радио и связь, М., 1986.
16. M. G. Kendall, A. Stuart, *The Advanced Theory of Statistics*, Griffin, London 1969.
17. D. R. Cox, D. V. Hinkley, *Theoretical, Statistics*, Chapman and Hall, London, 1974.
18. I. Sneddon, *Fourier Transforms*, McGraw-Hill, New York, 1951.
19. M. Born, E. Wolf, *Principles of Optics*, Pergamon Press, London, 1964.
20. E. L. O'Neill, *Introduction to Statistical Optics*, Addison-Wesley, 1963.
21. А. Н. Большев, Н. В. Смирнов, *Таблицы математической статистики*, Наука, М. 1965.

УДК: 52:531.51

НОВОЕ ВЫРАЖЕНИЕ ДЛЯ МАССЫ В ТЕОРИИ ГРАВИТАЦИИ

Р. М. АВАКЯН

Поступила 9 октября 1990

Принята к печати 25 октября 1990

Рассматривается гравитационное поле, создаваемое статистическим сферически-симметричным распределением материи. В рамках теорий Ньютона, Эйнштейна и биметрической теории Розена для полной массы сферической конфигурации получена новая формула, связывающая массу с распределением давления.

Рассмотрим гравитационное поле, создаваемое статическим сферически-симметричным распределением вырожденного вещества. Его равновесие обеспечивается равенством сил давления и гравитационного притяжения. В рамках ньютоновской теории уравнения, определяющие структуру и равновесие такой конфигурации, имеют вид:

$$m' = 4\pi r^2 \rho, \quad (1)$$

$$P' = -\frac{G\rho m}{r^2}. \quad (2)$$

Здесь штрих означает производную по r , ρ —плотность вещества, P —его давление, G —гравитационная постоянная, $m(r)$ —масса, заключенная внутри сферы радиуса r . Второе уравнение является условием гидростатического равновесия конфигурации. Разумеется, система (1)—(2) должна быть дополнена уравнением состояния вещества

$$P = P(\rho). \quad (3)$$

Граница $r=r_s$ конфигурации определяется из условия $P(r_s)=0$. Интегрируя (1) от $r=0$ до $r=r_s$, получим

$$M = 4\pi \int_0^{r_s} \rho r^2 dr. \quad (4)$$

Эта формула определяет массу конфигурации в зависимости от распределения вещества и отражает свойство массы как меры количества веще-

ства. Оказывается, что имеется любопытная формула, определяющая массу конфигурации в зависимости от распределения давления. Для вывода этой формулы умножим (2) на r^4 и проинтегрируем от центра $r=0$ до границы r_b . Левую часть проинтегрируем по частям и учтем, что $P(r_b)=0$. Для интегрирования правой части необходимо учесть (1). В результате получим:

$$M^2 = \frac{32\pi}{G} \int_0^{r_b} P r^3 dr = \frac{8}{G} \int_V P r dV. \quad (5)$$

При решении статической задачи в рамках ОТО для полной массы в шварцшильдовских координатах также получается выражение (4). При использовании же других координат для массы имеется формула Толмана [1], которая сводится к (4) при условии пренебрежения искривлением и давлением ($P \ll \rho$). С этой точки зрения интересно выяснить, имеет ли формула (5) аналог в ОТО и в других теориях гравитации, например, в биметрической теории Розена.

Рассмотрим вначале статическую задачу в рамках ОТО. Запишем интервал в изотропных координатах (система единиц $c=G=1$):

$$ds^2 = e^{\lambda(r)} dt^2 - e^{\nu(r)} [dr^2 + r^2 (d\theta^2 + \sin^2\theta d\varphi^2)]. \quad (6)$$

Поскольку компоненты четырехскорости $U^1 = U^2 = U^3 = 0$ и $U_i U^i = U_0 U^0 = 1$, то отличными от нуля компонентами тензора энергии—импульса будут

$$T_0^0 = \rho, \quad T_1^1 = T_2^2 = T_3^3 = -P. \quad (7)$$

С учетом этого уравнения Эйнштейна имеют вид:

$$-e^{-\lambda} \left[\lambda'' + \frac{(\lambda')^2}{4} + \frac{2\lambda'}{r} \right] = 8\pi\rho, \quad (8)$$

$$-e^{-\lambda} \left[\frac{(\lambda')^2}{4} + \frac{\lambda' \nu'}{2} + \frac{\lambda' + \nu'}{r} \right] = -8\pi P, \quad (9)$$

$$-e^{-\lambda} \left[\frac{\nu''}{2} + \frac{(\nu')^2}{4} + \frac{\lambda''}{2} + \frac{\lambda' + \nu'}{2r} \right] = -8\pi P. \quad (10)$$

Вместе с уравнением состояния (3) система (8)—(10) полностью определяет гравитационное поле и распределение вещества и давления. В принципе, вместо одного из уравнений поля можно воспользоваться единственным нетривиальным уравнением гидродинамики $T_{i,k}^k = 0$, которое соответствует $i=1$ и имеет вид:

$$P' = -\frac{\nu'}{2} (P + \rho). \quad (11)$$

Уравнение (11) является релятивистским обобщением (2). Удобно вместо (8) и (10) взять две комбинации уравнений. Одна из комбинаций получается сложением (8) и (9), вторая—вычитанием из (8) уравнения (9) и удвоенного уравнения (10). Кроме того, введем две новые переменные $m(r)$ и $m_1(r)$, имеющие размерность массы:

$$\nu' = \frac{2m}{r^2} e^{-\frac{\nu+\lambda}{2}}, \quad (12)$$

$$m' = 4\pi r^2 (\rho + 3P) e^{-\frac{\nu+3\lambda}{2}}, \quad (13)$$

$$\lambda' = -\frac{2m_1}{r^2} e^{-\frac{\nu+\lambda}{2}}, \quad (14)$$

$$m_1' = 4\pi r^2 (\rho - P) e^{-\frac{\nu+3\lambda}{2}}, \quad (15)$$

$$2r(m - m_1) + (m_1^2 - 2mm_1) e^{-\frac{\nu+\lambda}{2}} = 8\pi r^4 e^{-\frac{\nu+3\lambda}{2}}. \quad (16)$$

Как видим, величина $m(r)$ имеет смысл «накопленной» толмановской массы. Функция $m_1(r)$ не имеет непосредственного физического смысла.

Вначале рассмотрим решение уравнений (12)—(16) в пустоте ($\rho = P = 0$). Уравнения при этом имеют вид:

$$\nu' = \frac{2m}{r^2} e^{-\frac{\nu+\lambda}{2}}, \quad (17)$$

$$m' = 0, \quad (18)$$

$$\lambda' = -\frac{2m_1}{r^2} e^{-\frac{\nu+\lambda}{2}}. \quad (19)$$

$$m_1' = \frac{m - m_1}{r}, \quad (20)$$

$$2r(m - m_1) + (m_1^2 - 2mm_1) e^{-\frac{\nu+\lambda}{2}} = 0. \quad (21)$$

Из (18) следует

$$m(r) = M, \quad (22)$$

где M —полная масса конфигурации. С учетом (22) легко интегрируется уравнение (20):

$$m_1(r) = M - \frac{2C}{r}, \quad (23)$$

где C —постоянная интегрирования, которая определится путем сшивки внутреннего и внешнего решений (так же, как и масса M). Сложив теперь (17) и (19) и учтя (22) и (23), после интегрирования получим

$$e^{\frac{\nu+\lambda}{2}} = 1 - \frac{C}{r^2}. \quad (24)$$

При интегрировании принято во внимание, что на бесконечности $\nu = \lambda = 0$. С помощью (24) и (17) можем теперь определить e^ν и e^λ :

$$e^\nu = \left(\frac{r - \sqrt{C}}{r + \sqrt{C}} \right)^{\frac{M}{\sqrt{C}}}, \quad (25)$$

$$e^\lambda = \left(1 - \frac{C}{r^2} \right)^2 \left(\frac{r + \sqrt{C}}{r - \sqrt{C}} \right)^{\frac{M}{\sqrt{C}}}. \quad (26)$$

При нахождении этих решений мы использовали первые четыре уравнения системы (17)—(21). Подставляя (22)—(24) в неиспользованное уравнение (21), получим

$$C = \frac{M^2}{4}. \quad (27)$$

В результате, во внешней области будем иметь следующее известное решение [1]:

$$e^\nu = \left(\frac{1 - \frac{M}{2r}}{1 + \frac{M}{2r}} \right)^2, \quad (28)$$

$$e^\lambda = \left(1 - \frac{M^2}{4r^2} \right)^2 \left(\frac{1 + \frac{M}{2r}}{1 - \frac{M}{2r}} \right)^2 = \left(1 + \frac{M}{2r} \right)^4, \quad (29)$$

$$m_1(r) = M - \frac{M^2}{2r}. \quad (30)$$

Как видно из (30), в отличие от толмановской массы $m(r)$ «накопление» $m_1(r)$ происходит и во внешней области, причем любопытно, что на бесконечности она равна

$$m_1(\infty) = M.$$

Рассмотрим теперь решение внутри распределения вещества. Из (13) получим:

$$m(r) = 4\pi \int_0^r (\rho + 3P) r^2 e^{\frac{\nu + 3\lambda}{2}} dr, \quad (31)$$

откуда из непрерывности при $r=r_s$ следует

$$M = 4\pi \int_0^{r_s} (\rho + 3P) r^2 e^{\frac{\nu + 3\lambda}{2}} dr. \quad (32)$$

При $e^\nu \approx e^\lambda \approx 1$ и $P \ll \rho$ из (32) получаем ньютоновское выражение (4).

Разность уравнений (13) и (15) можно привести к виду

$$[r(m - m_1)]' = 16\pi P r^3 e^{\frac{\nu + 3\lambda}{2}}, \quad (33)$$

откуда после интегрирования от центра до r_s получим:

$$m_1(r) = m(r) - \frac{16\pi}{r} \int_0^{r_s} P r^3 e^{\frac{\nu + 3\lambda}{2}} dr. \quad (34)$$

Из непрерывности (30) и (34) на границе $r=r_s$ получим

$$M^2 = 32\pi \int_0^{r_s} P r^3 e^{\frac{\nu + 3\lambda}{2}} dr. \quad (35)$$

Эта формула является релятивистским обобщением (5) и в пределе $e^\nu \approx e^\lambda \approx 1$ совпадает с ней. Следует напомнить, что соотношение (35) имеет место в изотропных координатах.

В биметрической теории Розена [2] наряду с метрикой g_{ik} искривленного пространства вводится метрика γ_{ik} , описывающая плоское про-

странство. В рассматриваемом случае статического сферически-симметричного распределения эти метрики удобно записать в виде:

$$ds^2 = e^{2\tau(r)} dt^2 - e^{2\psi(r)} [dr^2 + r^2 (d\theta^2 + \sin^2 \theta d\varphi^2)], \quad (36)$$

$$d\sigma^2 = dt^2 - dr^2 - r^2 (d\theta^2 + \sin^2 \theta d\varphi^2). \quad (37)$$

В выбранных координатах уравнения теории Розена имеют вид:

$$\Phi'' + \frac{2}{r} \Phi' = 4\pi (\rho + 3P) e^{\Phi+3\psi}, \quad (38)$$

$$\psi'' + \frac{2}{r} \psi' = -4\pi (\rho - P) e^{\Phi+3\psi}, \quad (39)$$

$$P' = -\Phi' (P + \rho). \quad (40)$$

Последнее уравнение является уравнением гидродинамики. Необходимо отметить, что в отличие от теории Эйнштейна, в теории Розена уравнения гидродинамики $T_{i,k}^k = 0$ не следуют из уравнений поля, поэтому при решении задачи их использование является обязательным.

Опять введем удобные переменные $m(r)$ и $m_1(r)$, имеющие размерность массы:

$$\Phi' = \frac{m}{r^2}, \quad (41)$$

$$m' = 4\pi r^2 (\rho + 3P) e^{\Phi+3\psi}, \quad (42)$$

$$\psi' = -\frac{m_1}{r^2}, \quad (43)$$

$$m_1' = 4\pi r^2 (\rho - P) e^{\Phi+3\psi}, \quad (44)$$

$$P' = -\frac{m (P + \rho)}{r^2}. \quad (45)$$

Как видно из (42), величина $m(r)$ имеет смысл массы конфигурации. Величина $m_1(r)$, как и в теории Эйнштейна, не имеет физического смысла.

В пустоте уравнения поля принимают вид:

$$\Phi' = \frac{m}{r^2}, \quad (46)$$

$$m' = 0, \quad (47)$$

$$\psi' = -\frac{m_1}{r^2}, \quad (48)$$

$$m_1' = 0, \quad (49)$$

откуда с учетом условий $\Phi(\infty) = \psi(\infty) = 0$ получим

$$m(r) = M, \quad m_1(r) = M_1, \quad (50)$$

$$\Phi(r) = -\frac{M}{r}, \quad \psi(r) = \frac{M_1}{r}.$$

Постоянные M и M_1 определяются из сшивки внешнего и внутреннего решений:

$$M = 4\pi \int_0^{r_s} (\rho + 3P) r^2 e^{\Phi+3\psi} dr, \quad (51)$$

$$M_1 = 4\pi \int_0^{r_s} (\rho - P) r^2 e^{\Phi-3\psi} dr. \quad (52)$$

При малых давлениях ($P \ll \rho$) M и M_1 совпадают. Различие между ними наблюдается в случае сверхплотных конфигураций, когда $P \approx \rho$.

Рассмотрим теперь внутреннее решение. Умножим уравнение гидродинамики (45) на $r^4 \exp(\Phi+3\psi)$ и проинтегрируем от $r=0$ до границы $r=r_s$. Интеграл, стоящий слева, можно проинтегрировать по частям и учесть (41) и (43). Перенеся затем один из интегралов в правую часть, получим:

$$4 \int_0^{r_s} P r^3 e^{\Phi+3\psi} dr = \int_0^{r_s} r^3 e^{\Phi+3\psi} [m(\rho + P) + (3m_1 - m)P] dr. \quad (53)$$

Используя уравнения (42) и (44), найдем P и $P+\rho$ и подставим их в правую часть

$$\begin{aligned} 4 \int_0^{r_s} P r^3 e^{\Phi+3\psi} dr &= \frac{1}{16\pi} \int_0^{r_s} [2m(m' + m_1') + (3m_1 - m)(m' - m_1')] dr = \\ &= \frac{1}{16\pi} \int_0^{r_s} [(m + 3m_1)(m' + 3m_1') - 12m_1 m_1'] dr. \end{aligned}$$

Правая часть легко интегрируется и с учетом $m(r_s) = M$ и $m_1(r_s) = M_1$ получим:

$$M^2 + 6MM_1 - 3M_1^2 = 128\pi \int_0^{r_s} P r^3 e^{\Phi+3\psi} dr. \quad (54)$$

В случае малых давлений $P \ll \rho$, когда M и M_1 равны, для M^2 получаем выражение, совпадающее с (35). Численные же значения для массы M в разных теориях, разумеется, отличаются.

Ереванский государственный университет

A NEW EXPRESSION FOR THE MASS IN THE THEORY OF GRAVITATION

R. M. AVAKIAN

A new expression for the mass of a static spherically—symmetric configuration is found. It determinates the mass as a function of the pressure distribution in the configuration.

ЛИТЕРАТУРА

1. Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц, Теория поля, М., 1973.
2. N. Rosen, Gen. Rel. Grav., 4, 435, 1973.; 7, 839, 1976, 10, 639, 1979.

КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ

УДК: 524.7—823—866

О ВЫБРОСАХ ИЗ ГАЛАКТИКИ NGC 5128

1. *Введение.* Среди близких к нам галактик NGC 5128 выделяется наличием активного ядра и радиорукавов, указывающих на выброс из ядра. Галактика является сильным радионсточником (Сеп А). Радиоизлучающие области примерно симметричны относительно центра галактики и в совокупности имеют вид буквы S. Оптический вид галактики пекулярный. Она состоит из двух компонентов: эллиптической галактики и диска, состоящего из пыли, газа, областей H II, характерных для спиральных галактик. Эллиптический компонент, подобно большинству других эллиптических галактик, вращается очень медленно ($\Omega \sim 6 \cdot 10^{-16} \text{ с}^{-1}$), зато диск вращается довольно быстро ($\Omega \sim 4 \cdot 10^{-16} \text{ с}^{-1}$), причем картина его вращения типична для спиральных галактик [1]. Центры симметрии пылевой полосы и эллипса, совпадают, что исключает гипотезу об образовании этой галактики путем столкновения двух галактик. В настоящее время есть основание говорить о существовании целого класса галактик, подобных NGC 5128. К этому классу, в частности, могут быть отнесены галактики NGC 1316, NGC 5363 и др.

2. *Выбросы из галактики NGC 5128.* Кроме радиорукавов у NGC 5128 наблюдаются выбросы как в оптическом, так и в рентгеновском диапазонах. Остановимся на них подробнее. Можно различить три выброса.

а) *Внутренний выброс.* Он состоит из двух частей. Первая проектируется на изображение галактики и тянется примерно до 7.5 кпк от ядра (при расстоянии до NGC 5128 ~ 5 Мпк), начинаясь от ядра. В рентгене она имеет клочковатую структуру, состоящую из эмиссионных областей размерами в 250—500 пк, расположенных вдоль радиуса с позиционным углом 53° [2]. В оптике диффузные объекты, темные области и голубые объекты составляют выброс с позиционным углом 55° [3]. Вторая часть внутреннего выброса является продолжением первой части, но расположена уже вне оптического изображения галактики. Она тя-

нется до 15 кпк от ядра и тоже имеет позиционный угол 55° [4], состоит из диффузного вещества и компактных эмиссионных объектов, спектры которых идентичны спектрам галактических H II областей [5]. Лучевые скорости объектов отличаются друг от друга на ± 100 км/с, такой же разброс скоростей имеется внутри отдельных объектов [5].

б) *Промежуточный выброс.* Состоит из диффузного вещества, компактных эмиссионных объектов и цепочек голубых объектов [4]. Начинается на расстоянии 20 кпк от ядра и имеет позиционный угол 45° . Тянется до 72 кпк. Получены спектры двух голубых объектов, которые идентичны спектрам сверхгигантов типа В [5]. Лучевые скорости группы оптических фрагментов (диффузных эмиссионных областей), расположенных на расстоянии 36 кпк от ядра, имеют разброс в 800 км/с. Такой разброс скоростей при малых размерах системы фрагментов (6 кпк) не мог образоваться при выходе этих фрагментов из ядра, образование системы должно было произойти недалеко от современного местоположения этих фрагментов [6]. Для удержания фрагментов от разбегания из теоремы вириала следует, что суммарная масса их должна быть порядка $10^{11} M_\odot$, что на 5 порядков больше наблюдаемой массы.

В рентгеновском диапазоне имеется отдельный источник на расстоянии 36 кпк от ядра, размеры его 1.5×7.5 кпк, масса оценена в $3 \cdot 10^6 M_\odot$ [2]. Время жизни этого объекта оценено в $10^6 \div 10^7$ лет [2].

в) *Внешний выброс.* Состоит из симметричных относительно ядра радиорукавов, простирающихся на расстояние до 300 кпк от ядра.

Все объекты, составляющие выбросы 1 и 2, являются молодыми. В нашей Галактике подобные объекты являются членами ОВ-ассоциаций и их возраст оценивается в $10^5 \div 10^6$ лет. Тот факт, что они наблюдаются на расстояниях в 30—40 кпк от ядра галактики NGC 5128, свидетельствует о том, что эти объекты не могли в готовом виде быть выброшенными из ядра, они образовались недалеко от их современного местоположения. Из чего же образовались эти объекты, в частности объекты промежуточного выброса? Совершенно очевидно, что в случае возникновения их из единой диффузной туманности дисперсия скоростей не могла бы достигнуть нескольких сот км/с. Рассмотрим распад плотного тела, выброшенного, вероятно, из ядра (гипотеза выброса—распада). В результате этого распада образуются голубые сверхгиганты, темные облака, компактные области H II. Подобное же явление наблюдается у объектов Хербига—Аро: какое-то тело выбрасывается из звезд, а затем на значительном расстоянии от звезды это тело распадается на ряд объектов Хербига—Аро, но дисперсия скоростей уже меньше, чем в случае Сеп А—около 200 км/с. Выбросы из звезд (струи), заканчивающиеся объектами Хербига—Аро, в основном параллельны направлению локального магнитного поля [7]; было найдено, что и внутренний выброс из ядра галактики

NGC 5128 также параллелен направлению магнитного поля [8], так что природа этих двух видов выбросов может быть одинаковой, разница лишь в масштабах.

Попытаемся дать объяснение виду выброса у NGC 5128. Примем, что имеет место распад плотных тел. Если масса этих плотных тел будет достаточно большой, то это может привести к повороту оси вращения ядра галактики, и как следствие этого, новый выброс будет уже под другим позиционным углом. Как раз это и наблюдается у галактики NGC 5128—позиционные углы выбросов 1 и 2 различаются на $\sim 10^\circ$. Есть и другие факты, свидетельствующие о повороте оси вращения ядра:

1. Наличие радиорукавов в виде буквы S (выброс 3). Отрезки ab и de могли образоваться при выбросе плазмы из ядра во время поворота оси вращения ядра, а bc и cd —после поворота (см. рис. 1).

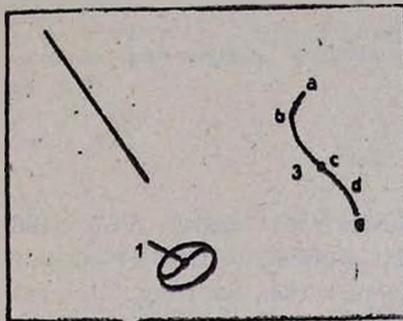


Рис. 1. Выбросы из галактики NGC 5128. 1, 2, 3—соответственно выбросы 1 (внутренний выброс, от ядра до 15 кпк), 2 (промежуточный выброс, от 20 кпк до 72 кпк), 3 (внешний выброс, до 300 кпк).

2. Загнутость концов пылевого диска. Ее можно объяснить тем, что не весь диск успел повернуться после поворота оси вращения ядра галактики.

В литературе наличие у галактик радиорукавов в виде S объясняется прецессией ядра [7]: На наш взгляд, эта точка зрения в случае Cen A встречает затруднения из-за наличия узкого прямолинейного выброса 1 длиной 15 кпк.

3. *Заключение.* Существование значительно удаленных от ядерных областей галактики NGC 5128 крайне молодых объектов, расположенных в струе, выброшенной из ядра галактики, свидетельствует в пользу образования этих объектов уже после выхода из ядра. К этим объектам, которые в обычных галактиках встречаются в спиральных ветвях, можно применить гипотезу выброса—распада плотных дозвездных тел. Альтернативная гипотеза образования этих молодых объектов путем конден-

сации газовых облаков испытывает в данном случае серьезные затруднения.

Рассмотренный в данной заметке пример выброса можно объяснить высказанной Амбарцумяном в 1958 г. идеей о том, что «...в природе могут происходить процессы выбросов из ядер галактик относительно небольших масс. Эти выброшенные массы могут в короткие сроки превращаться в конгломераты, состоящие из молодых нестационарных звезд, межзвездного газа и облаков частиц высокой энергии» [9]. К этому можно добавить, что в данном случае мы имеем дело с распадом этих масс на идентичные массы, а затем уже следует образование конгломератов.

Автор выражает благодарность академику В. А. Амбарцумяну за внимание к работе.

19 июля 1990

Бюраканская астрофизическая
обсерватория

А. Л. ГЮЛЬБУДАГЯН

About Ejections From the Galaxy NGC 5128. The existence of extremely young objects situated in the jet ejected from the nucleus of NGC 5128 and distributed rather far from this nucleus is a fact in favour of formation of these objects after ejection from the nucleus. These objects in the normal galaxies are distributed in the spiral arms. A hypothesis of ejection decay of dense protostellar bodies was considered.

ЛИТЕРАТУРА

1. J. Graham, *Astrophys. J.*, 232, 60, 1979.
2. E. Fetzelson, E. Schreier, J. Delvalle, R. Giacconi, J. Grindlay, A. Lichtman, *Astrophys. J.*, 251, 31, 1981.
3. R. Dufour, S. van den Bergh, *Astrophys. J.*, 226, L73, 1978.
4. M. Blanco, J. Graham, B. Lasker, P. Osmer, *Astrophys. J.*, 198, L63, 1975.
5. P. Osmer, *Astrophys. J.*, 226, L79, 1978.
6. J. Graham, *Astrophys. J.*, 239, 440, 1983.
7. K. Strom, S. Strom et al., *Bull. Amer. Astron. Soc.* 17, 837, 1985.
8. J. Bailey, W. B. Sparks, J. H. Hough, D. J. Axon, *Nature*, 322, 150, 1986.
9. В. А. Амбарцумян, *Изв. АН Арм. ССР, сер. физ.-мат. наук*, 11, 9, 1958.

АЛФАВИТНЫЙ УКАЗАТЕЛЬ
журнала «Астрофизика», том 33, 1990 год

<i>Абрамян Г. В., Гизоян К. С.</i> Первый Бюраканский спектральный обзор неба. Звезды поздних спектральных классов. III. Полоса $+33^{\circ} < \delta < +37^{\circ}$	317
<i>Абрамян Г. В., Липовецкий В. А., Микаелян А. М., Степанян Дж. А.</i> Первый Бюраканский спектральный обзор неба. Голубые звездные объекты. II. Полоса $\delta = +39^{\circ}$	213
<i>Абрамян Г. В., Липовецкий В. А., Микаелян А. М., Степанян Дж. А.</i> Первый Бюраканский спектральный обзор неба. Голубые звездные объекты. III. Полоса $\delta = +43^{\circ}$	345
<i>Авакян Р. М.</i> Новое выражение для массы в теории гравитации	443
<i>Авакян Р. М., Арутюнян Г. Г., Папоян В. В.</i> Звездные конфигурации из несжимаемой жидкости по обобщенной теории тяготения	79
<i>Акопян В. А.</i> (см. Гюльбудагян А. Л.)	395
<i>Амбарян В. В.</i> (см. Мирзоян Л. В.)	5
<i>Анисимова Г. Б.</i> (см. Шацова Р. Б.)	291
<i>Анисимова Г. Б.</i> (см. Шацова Р. Б.)	379
<i>Арутюнян Г. Г., Папоян В. В., Саакян Г. С., Саркисян А. В.</i> Энергия деформации и тепловое остывание вращающихся нейтронных звезд	69
<i>Арутюнян Г. Г.</i> (см. Авакян Р. М.)	79
<i>Аршакян Т. Г.</i> (см. Григорян А. Э.)	371
<i>Бирюков В. В.</i> (см. Терещиж В. Ю.)	305
<i>Гарибджанян А. Т.</i> (см. Мирзоян Л. В.)	5
<i>Гизоян К. С.</i> (см. Абрамян Г. В.)	317
<i>Глазюлевский Ю. В., Копылова Ф. Г., Любимков Л. С.</i> Связь между зельвичной магнитного поля и содержанием гелия у звезд с услащенными линиями гелия	363
<i>Госачинский И. В., Кандалян Р. А., Назаретян Ф. С., Санамян В. А.</i> Результаты наблюдений маверного излучения в главных линиях молекулы OH. II. Незвездные мазеры	21
<i>Госачинский И. В., Кандалян Р. А., Назаретян Ф. С., Санамян В. А., Юдаева Н. А.</i> Переменность излучения мазерных источников H ₂ O на волне 1.35 см. III. Незвездные мазеры	223
<i>Григорян А. Э., Аршакян Т. Г.</i> Об эффекте голубого смещения эмиссионных линий сверхновых, обусловленном конечностью скорости света	371
<i>Григорян Л. Ш.</i> (см. Саарян А. А.)	107
<i>Гюльбудагян А. Л.</i> Спектральные наблюдения новых эмиссионных объектов	31
<i>Гюльбудагян А. Л.</i> Роль нейтрального водорода в эволюция спиральных и нерегулярных галактик	187
<i>Гюльбудагян А. Л.</i> О выбросах из галактики NGC 5128	455
<i>Гюльбудагян А. Л., Акопян В. А.</i> Радиальные системы темных глобул. I.	395
<i>Епремян Р. А.</i> (см. Товмасын Г. М.)	329
<i>Ерастова Л. К.</i> (см. Степанян Дж. А.)	89
<i>Ерастова Л. К.</i> (см. Степанян Дж. А.)	199
<i>Ерастова Л. К.</i> (см. Степанян Дж. А.)	351
<i>Зенина И. А.</i> Кинематические характеристики звездного комплекса Петли III.	283
<i>Казарян М. А., Казарян Э. С.</i> Спектрофотометрическое и морфологическое исследование галактик с УФ-избытком. VIII.	169
<i>Казарян Э. С.</i> (см. Казарян М. А.)	169
<i>Калозлян А. Т., Оганнисян М. А.</i> Радионаблюдения скоплений галактик A 1187 и A 1890 на частоте 102 МГц	181

Каллозьян А. Т., Унанян С. Р. Слабые галактики в группах ярких галактик	407
Кандалян Р. А. (см. Госачинский И. В.)	21
Кандалян Р. А. (см. Госачинский И. В.)	223
Колесов А. К., Соболев В. В. Свечение сферической туманности под воздействием центральной звезды	235
Кондратьев Б. П. Грушевидные фигуры равновесия с внутренними течениями. II. Трехмерный случай	129
Копылова Ф. Г. (см. Глазoleвский Ю. В.)	363
Липовецкий В. А. (см. Абрамян Г. В.)	213
Липовецкий В. А. (см. Абрамян Г. В.)	345
Липовецкий В. А. (см. Степанян Дж. А.)	89
Липовецкий В. А. (см. Степанян Дж. А.)	199
Липовецкий В. А. (см. Степанян Дж. А.)	345
Любимков Л. С. (см. Глазoleвский Ю. В.)	363
Маланушенко В. П. (см. Саванов И. С.)	251
Мелик-Алавердян Ю. К., Ширбакян М. С. О содержании лития в холодных гигантах	271
Микаелян А. М. (см. Абрамян Г. В.)	213
Микаелян А. М. (см. Абрамян Г. В.)	345
Минасян В. Н. (см. Турян Г. В.)	39
Мирзоян Л. В., Амбарян В. В., Гарибджанян А. Т. Спектральные наблюдения красных карликов. I. Вспыхивающие звезды в скоплениях Плеяды	5
Назаретян Ф. С. (см. Госачинский И. В.)	21
Назаретян Ф. С. (см. Госачинский И. В.)	223
Оганесян Р. Х. (см. Товмасын Г. М.)	329
Оганнисян М. А. (см. Каллозьян А. Т.)	181
Оганян Г. Б. (см. Парсамян Э. С.)	243
Осканян А. В. Молодые очаги звездообразования в О-ассоциациях. I.	47
Осканян А. В. Молодые очаги звездообразования в О-ассоциациях. II.	259
Папоян В. В. (см. Авакян Р. М.)	79
Папоян В. В. (см. Арутюнян Г. Г.)	79
Парсамян Э. С., Оганян Г. Б. Медленные вспышки в звездных агрегатах	243
Петросян А. Р., Саакян К. А. Соседи галактик Маркаряна, имеющие сложную ядерную структуру	320
Решетников В. П., Сильченко О. К. Фотометрическое и кинематическое изучение VV 247 (NGC 6621/22)	159
Саакян Г. С. (см. Арутюнян Г. Г.)	69
Саакян К. А. (см. Петросян А. Р.)	320
Саарян А. А., Григорян Л. Ш. Скалярно-тензорная биметрическая теория гравитация. II. Тензор энергии—импульса правитационного поля	107
Саванов И. С., Маланушенко В. П. О содержании элементов в атмосфере химически-пекулярной звезды	251
Санамян В. А. (см. Госачинский И. В.)	21
Санамян В. А. (см. Госачинский И. В.)	223
Саркисян А. В. (см. Арутюнян Г. Г.)	69
Седракян А. Д. (см. Седракян Д. М.)	57
Седракян Д. М., Седракян А. Д., Шахабасян К. М. Механизмы торможения и внутренняя температура нейтронных звезд	57
Сильченко О. К. (см. Решетников В. П.)	157
Соболев В. В. (см. Колесов А. К.)	235

Степанян Дж. А., Липовецкий В. А., Шаповалова А. И., Ерастова Л. К. Спектральные исследования объектов Второго Бюраканского обзора. Звездные объекты. I. Поля $\alpha=08^h00^m$, $\delta=+59^\circ00'$ и $\alpha=09^h47^m$, $\delta=+51^\circ00'$	89
Степанян Дж. А., Липовецкий В. А., Шаповалова А. И., Ерастова Л. К., Чавушян В. О. Спектральные исследования объектов Второго Бюраканского обзора. Звездные объекты. II. Поля $\alpha=09^h50^m$, $\delta=+55^\circ00'$ и $\alpha=11^h30^m$, $\delta=+59^\circ00'$	19
Степанян Дж. А., Липовецкий В. А., Шаповалова А. И., Ерастова Л. К., Чавушян В. О. Спектральные исследования объектов Второго Бюраканского обзора. Звездные объекты. III. Поля $\alpha=12^h22^m$, $\delta=+55^\circ00'$ и $\alpha=15^h30^m$, $\delta=+59^\circ00'$	359
Степанян Дж. А. (см. Абрамян Г. В.)	213
Степанян Дж. А. (см. Абрамян Г. В.)	345
Теребиж В. Ю. Максимально правдоподобное восстановление изображений. II. Функции рассеяния точки и линии	113
Теребиж В. Ю. Максимально правдоподобное восстановление изображений. IV. Предельное разрешение при заданной альтернативе	416
Теребиж В. Ю., Бирюков В. В. Максимально правдоподобное восстановление изображений. III. Алгоритм, одномерные тестовые задачи	305
Тер-Казарян Г. Т. О равновесных конфигурациях протозвездства. II.	143
Товмзян Г. М., Оганесян Р. Х., Епремян Р. А., Юзнен Д. Распределение звезд ранних типов в направлениях звездных ассоциаций Per OB1, Sco OB1 и Cyg OB1	329
Турян Г. В., Минасян В. Н. К вопросу распределения энергии в непрерывном спектре	39
Унянян С. Р. (см. Каллозян А. Т.)	407
Чавушян В. О. (см. Степанян Дж. А.)	199
Чавушян В. О. (см. Степанян Дж. А.)	351
Шаповалова А. И. (см. Степанян Дж. А.)	89
Шаповалова А. И. (см. Степанян Дж. А.)	199
Шаповалова А. И. (см. Степанян Дж. А.)	351
Шахабасян К. М. (см. Седракян Д. М.)	57
Шацова Р. Б., Анисимова Г. Б. Кинематика звезд в фигурах Ковальского-Каптейна. I.	291
Шацова Р. Б., Анисимова Г. Б. Кинематика звезд в фигурах Ковальского-Каптейна. II.	379
Ширбакян М. С. (см. Мелик-Алавердян Ю. К.)	271
Юзнен Д. (см. Товмзян Г. М.)	329
Юдаева Н. А. (см. Госачинский И. В.)	223

СОДЕРЖАНИЕ

журнала «Астрофизика», том 33, 1990 год

Выпуск 1

Спектральные наблюдения красных карликов. I. Вспыхивающие звезды в скоплении Плеяды	5
<i>Л. В. Мирвоян, В. В. Амбарян, А. Т. Гарибджанян</i>	
Результаты наблюдений мазерного излучения в главных линиях молекулы OH. II. Незвездные мазеры	21
<i>И. В. Госачинский, Р. А. Кандалян, Ф. С. Назаретян, В. А. Санамян,</i>	
<i>Н. А. Юдаева</i>	
Спектральные наблюдения новых эмиссионных объектов	31
<i>А. Л. Гюльбудагян</i>	
К вопросу распределения энергии в непрерывном спектре	39
<i>В. Н. Минасян, Г. В. Турян</i>	
Молодые очаги звездообразования в O-ассоциациях. I.	47
<i>А. В. Осканян</i>	
Механизмы торможения и внутренняя температура нейтронных звезд	57
<i>Д. М. Седракян, А. Д. Седракян, К. М. Шахабасян</i>	
Энергия деформации и тепловое остывание вращающихся нейтронных звезд	69
<i>Г. Г. Арутюнян, В. В. Папоян, Г. С. Саакян, А. В. Саркисян</i>	
Звездные конфигурации из несжимаемой жидкости по обобщенной теории гравитации. I. Поля $\alpha = 08^h00^m$, $\delta = +59^{\circ}00'$ и $\alpha = 09^h47^m$, $\delta = +51^{\circ}00'$	89
<i>Дж. А. Степанян, В. А. Липовецкий, А. И. Шаповалова, Л. К. Ерастова</i>	
<i>витацин Р. М. Авакян, Г. Г. Арутюнян, В. В. Папоян</i>	
Скалярно-тензорная биметрическая теория гравитации. II. Тензор энергии—импульса гравитационного поля	107
<i>А. А. Саарян, Л. Ш. Григорян</i>	
Максимально правдоподобное восстановление изображений. II. Функции рассеяния точки и линии	113
<i>В. Ю. Терехиж</i>	
Грушевидные фигуры равновесия с внутренними течениями. II. Трехмерный случай	129
<i>Б. П. Кондратьев</i>	
О равновесных конфигурациях протовещества. II.	143
<i>Г. Т. Тер-Казарян</i>	
Выпуск 2	
Фотометрическое и кинематическое изучение VV 247 (NGC 6621/22)	157
<i>В. П. Решетников, О. К. Сильченко</i>	
Спектрофотометрическое и морфологическое исследование галактик с УФ-излучением. VIII.	169
<i>М. А. Казарян, Э. С. Казарян</i>	
Радионаблюдения скоплений галактик A 1187 и A 1890 на частоте 102 МГц	181
<i>А. Т. Каллоглян, М. А. Оганнисян</i>	
Роль нейтронного водорода в эволюции спиральных и нерегулярных галактик	187
<i>А. Л. Гюльбудагян</i>	

Спектральные исследования объектов Второго Бюраканского обзора. Звездные объекты. II. Поля $\alpha = 09^h 50^m$, $\delta = +55^\circ 00'$ и $\alpha = 11^h 30^m$, $\delta = +59^\circ 00'$ Дж. А. Степанян, В. А. Липовецкий, А. И. Шаповалова, Л. К. Ерастова, В. О. Чавушян	199
Первый Бюраканский спектральный обзор неба. Голубые звездные объекты. II. Полоса $\delta = +39^\circ$ В. А. Липовецкий, А. М. Микаелян, Дж. А. Степанян	213
Переменность излучения мазерных источников H_2O на волне 1.35 см. III. Не-звездные мазеры Р. А. Кандалян, Ф. С. Назаретян, В. А. Санамян, Н. А. Юлаева	223
Свечение сферической туманности под воздействием центральной звезды А. К. Колесов, В. В. Соболев	235
Медленные вспышки в звездных агрегатах. III. Э. С. Парсамян, Г. Б. Оганян	243
О содержании элементов в атмосфере химически-пекулярной звезды И. С. Саванов, В. П. Маланушенко	251
Молодые очаги звездообразования в О-ассоциациях. II А. В. Осканян	259
О содержании лития в холодных гигантах. Ю. К. Мелик-Алавердян, М. С. Ширбакян	271
Кинематические характеристики звездного комплекса Петля. III. И. А. Зенина	283
Кинематика звезд в фигурах Ковальского—Каптейна. I. Р. Б. Шацова, Г. Б. Анисимова	291
Максимально правдоподобное восстановление изображений. III. Алгоритм, од-номерные тестовые задачи В. Ю. Тербиж, В. В. Бирюков	305

КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ

Первый Бюраканский спектральный обзор неба. Звезды поздних спектральных классов. III. Полоса $+33^\circ \leq \delta < +37^\circ$ Г. В. Абрамян, К. С. Гизоян	317
Соседи галактик Маркаряна, имеющие сложную ядерную структуру А. Р. Петросян, К. А. Саакян	320
Письмо в редакцию А. Б. Гацна	325

Выпуск 3

Распределение звезд ранних типов в направлениях звездных ассоциаций Peg OB 1, Sco OB 1 и Sgr OB 1 Г. М. Товмасын, Р. Х. Оганесян, Р. А. Епремян, Д. Югенен	329
Первый Бюраканский спектральный обзор неба. Голубые звездные объекты. III. Полоса $\delta = +43^\circ$ В. А. Липовецкий, А. М. Микаелян, Дж. А. Степанян	345
Спектральные исследования объектов Второго Бюраканского обзора. Звездные объекты. III. Поля $\alpha = 12^h 22^m$, $\delta = +55^\circ 00'$ и $\alpha = 15^h 30^m$, $\delta = +59^\circ 00'$ Дж. А. Степанян, В. А. Липовецкий, А. И. Шаповалова, Л. К. Ерастова, В. О. Чавушян	351

Связь между величиной магнитного поля и содержанием гелия у звезд с усиленными линиями гелия	Ю. В. Глазoleвский, Ф. Г. Копылова, Л. С. Любимков	363
Об эффекте голубого смещения эмиссионных линий сверхновых, обусловленном конечностью скорости света	А. Э. Григорян, Т. Г. Аршакян	371
Кинематика звезд в фигурах Ковальского—Калтейна. II	Р. Б. Шацова, Г. Б. Анисимова	379
Радиальные системы темных глобул. I.	А. Л. Гюльбудалян, В. А. Акопян	395
Слабые галактики в группах ярких галактик	А. Т. Каллоглян, С. Р. Унанян	407
Максимально правдоподобное восстановление изображений. IV. Предельное разрешение при заданной альтернативе	В. Ю. Терезиж	416
Новое выражение для массы в теории гравитации	Р. М. Авакян	443
КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ		
О выбросах из галактики NGC 5128	А. Л. Гюльбудалян	455

CONTENTS

Number 1

Spectral observations of red dwarfs. I. Flare stars in the Pleiades cluster <i>L. V. Mirzoyan, V. V. Hambarian, A. T. Garibjanyan</i>	5
The results of observations of maser emission in the main lines of OH molecule. II. Non—stellar masers <i>I. V. Gosachinski, R. A. Kandalian, F. S. Nazarettan, V. A. Sanamian, <u>N. A. Yudasva</u></i>	21
Spectral investigations of new emission objects <i>A. L. Gyalbudaghtan</i> On the study of distribution in continuous spectrum <i>V. N. Mlnasyan, G. V. Touryan</i>	31 39
The regions of active star formation in O—associations. I. <i>A. V. Oskanyan</i>	47
The breaking mechanisms and internal temperatures of neutron stars <i>D. M. Sedrakyan, A. D. Sedrakyan, K. M. Shahabasyan</i>	57
The deformation energy and the thermal cooling of the rotating neutron stars <i>G. G. Haroutyuntan, V. V. Papoyan, G. S. Sahaktan, A. V. Sarkisyan</i>	69
Stellar configurations from incompressible fluid in generalized theory of gravitation <i>R. Avakian, G. Haroutyuntan, V. Papoyan</i>	79
Spectral investigations of the Second Byurakan sky survey objects. Stellar objects. I. Fields $\alpha = 08^h00^m$, $\delta = +59^\circ00'$ and $\alpha = 09^h47^m$, $\delta = +51^\circ00'$ <i>J. A. Stepantan, V. A. Lipovetsky, A. I. Shapovalova, L. K. Erastova</i>	89
Scalar—tensor bimetric theory of gravitation. II. Energy—momentum tensor of the gravitational field <i>A. A. Sahartan, L. Sh. Grigortan</i>	103
Maximum likelihood image restoration. II. Point—and line—spread functions <i>V. Yu. Terebizh</i>	115
The pear—shaped figures of equilibrium with internal motion. II. The three-dimensional case <i>B. P. Kondrat'ev</i>	125
On the study of equilibrium configurations of protomatter. II. <i>G. T. Ter-Kazartan</i>	147

Number 2

A photometric and kinematic study of the interacting system VV 247 (NGC 6621/22) <i>V. P. Reshetnikov, O. K. Sil'chenko</i>	157
Spectrophotometry and morphology of the galaxies with UV excess. VIII <i>M. A. Kazartan, E. S. Kazortan</i>	169
Radioobservations of clusters of galaxies A 1187 and A 1890 at 102 MHz <i>A. T. Kalloghltan, M. A. Hovhannissian</i>	181
The role of neutral hydrogen in the evolution of spiral and irregular galaxies <i>A. L. Gyalbudaghtan</i>	187
Spectral investigations of the second Byurakan sky survey objects. Stellar objects. II. Fields $\alpha = 09^h50^m$, $\delta = +55^\circ00'$ and $\alpha = 11^h30^m$, $\delta = +59^\circ00'$ <i>J. A. Stepantan, V. A. Lipovetsky, A. I. Shapovalova, L. K. Erastova, V. H. Chavushlan</i>	199
The first Byurakan spectral sky survey. Blue stellar objects. II. Zone $\delta = +39^\circ$ <i>H. V. Abrahamian, V. A. Lipovetsky, A. M. Mickaelian, J. A. Stepantan</i>	213
Time variation of H ₂ O maser emission sources at 1.35 cm. III. Non-Stellar masers <i>I. V. Gosachinski, R. A. Kandalian, F. S. Nazarettan, V. A. Sanamian, N. A. Yudasva</i>	223
The radiation from a spherical nebula due to a central star <i>A. K. Kolesov, V. V. Sobolev</i>	233

Slow flares in stellar aggregates. III.	<i>E. S. Parsamian, G. B. Oganian</i>	243
On the element abundances in the atmosphere of chemically peculiar star β CrB	<i>I. S. Savanov, V. P. Malanushenko</i>	251
The regions of active star formation in O—associations. II	<i>A. V. Oskanyan</i>	259
Lithium abundances in cool giant	<i>Yu. K. Melik-Alaverdian, M. S. Shtrbaktan</i>	271
Kinematical characteristics loop's III stellar complex	<i>I. A. Zentna</i>	283
The stellar kinematics in Kovalsky—Kaptyn figures. I	<i>R. B. Shatsova, G. B. Antsimova</i>	291
Maximum likelihood image restoration. III. Algorithm. Onedimensional test cases	<i>V. Yu. Terebizh, V. V. Biryukov</i>	305

NOTES

The first Byurakan spectral survey. Late-type stars. III. Zone $+33^\circ < \delta < +37^\circ$	<i>H. V. Abrahamian, K. S. Gitgojan</i>	317
Galaxies with complex nuclear structure neighbours of Markarian objects	<i>A. R. Petrostan, K. A. Sahakian</i>	320

Number 3

The distribution of early type stars in the direction of stellar associations Per OB1, SCO OB1 and Cyg OB1	<i>H. M. Tovmassian, R. Kh. Hovhannessian, R. A. Epremtan, D. Huguenin</i>	329
The first Byurakan spectral sky survey. Blue stellar objects. III. Zone $\delta = +43^\circ$	<i>H. V. Abrahamian, V. A. Lipovstsky, A. M. Mikaeltan, J. A. Stepanian</i>	345
Spectral investigations of the second Byurakan sky survey objects. Stellar objects. III. Fields $\alpha = 12^h 22^m$, $\delta = +55^\circ 00'$ and $\alpha = 15^h 30^m$, $\delta = +59^\circ 00'$	<i>J. A. Stepanian, V. A. Lipovstsky, A. I. Shapovalova, L. K. Erastova, V. H. Chavushian</i>	351
The relation between magnetic field strenght and Helium abundance in Helium rich stars	<i>Yu. V. Glagolevskij, F. G. Kopylova, L. S. Lgubtmkov</i>	363
On the effect of blue shift of Supernovae emission lines due to the finitnes of light velocity	<i>A. E. Grigorian, D. G. Arshakian</i>	371
The stellar kinematics in Kovalsky -Kaptyn figures. II.	<i>R. B. Shatsova, G. B. Antsimova</i>	379
Radial systems of dark globules. I	<i>A. L. Gulbudaghtan, V. A. Hakopian</i>	395
Faint galaxies in the groups of bright galaxies	<i>A. T. Kalloghlian, S. R. Hounanian</i>	407
Maximum likelihood image restoration. IV. Limiting resolving power under given alternative	<i>V. Yu. Terebizh</i>	416
A new expression for the mass in the theory of gravitation	<i>R. M. Arakian</i>	443

NOTES

About ejections from the Galaxy NGC 5128	<i>A. L. Gulbudaghtan</i>	454
--	---------------------------	-----

Технический редактор *Л. А. Азизбекян*

Сдано в набор 20.12.1990. Подписано к печати 11.07.1991.

Бумага № 1, 70×100¹/₁₆. Высокая печать. Печ. лист. 7,5+4 вкл. Усл. печ. лист. 9,75.

Учет.-изд. 7,14. Тираж 900. Заказ 506. Издат. 7905.

Адрес редакции: 375019, Ереван, пр. Маршала Баграмяна, 24, 27-34-52.
Типография Издательства АН Армении, Ереван-19, пр. Маршала Баграмяна 24.

CONTENTS

The distribution of early type stars in the direction of stellar associations Per OB1, Sco OB1 and Cyg OB1 <i>H. M. Tovmassian, R. Kh. Hovhannessian, R. A. Epremtan, D. Huguenin</i>	329
The first Byurakan spectral sky survey. Blue stellar objects. III. Zone $\delta = +43^\circ$ <i>H. V. Abrahamian, V. A. Lipovetsky, A. M. Mikaelian, J. A. Stepanian</i>	345
Spectral investigations of the second Byurakan sky survey objects. Stellar objects. III. Fields $\alpha = 12^h 22^m$, $\delta = +55^\circ 00'$ and $\alpha = 15^h 30^m$, $\delta = +59^\circ 00'$ <i>J. A. Stepanian, V. A. Lipovetsky, A. I. Shapovalova, L. K. Erastova, V. H. Chavushian</i>	351
The relation between magnetic field strength and Helium abundance in He- lium rich stars . . . <i>Yu. V. Glagolevskij, F. G. Kopylova, L. S. Lyubimkov</i>	363
On the effect of blue shift of Supernovae emission lines due to the finiteness of light velocity <i>A. E. Grigorian, D. G. Arshakun</i>	371
The stellar kinematics in Kovalsky-Kaptyn figures. II <i>R. B. Shatsova, G. B. Antsimova</i>	379
Radial systems of dark globules. I <i>A. L. Gulbudaghtan, V. A. Hakoptan</i>	395
Faint galaxies in the groups of bright galaxies <i>A. T. Kalloghlian, S. R. Hounanian</i>	407
Maximum likelihood image restoration. IV. Limiting resolving power under given alternative <i>V. Yu. Terebtzh</i>	416
A new expression for the mass in the theory of gravitation . . . <i>R. M. Avaktan</i>	443

NOTES

About ejections from the Galaxy NGC 5128 <i>A. L. Gulbudaghtan</i>	455
--	-----

СОДЕРЖАНИЕ (продолжение)

МАКСИМАЛЬНО ПРАВДОПОДОБНОЕ ВОССТАНОВЛЕНИЕ ИЗОБРАЖЕНИЙ. IV. ПРЕДЕЛЬНОЕ РАЗРЕШЕНИЕ ПРИ ЗАДАННОЙ АЛЬТЕРНАТИВЕ	<i>В. Ю. Тербиж</i>	416
НОВОЕ ВЫРАЖЕНИЕ ДЛЯ МАССЫ В ТЕОРИИ ГРАВИТАЦИИ	<i>Р. М. Авакян</i>	443
КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ		
О ВЫБРОСАХ ИЗ ГАЛАКТИКИ NGC 5128	<i>А. Л. Гюльбудагян</i>	455