

ԱՍՏՐԱՖԻզԻԿԱ

ТОМ 34

ИЮНЬ, 1991

ВЫПУСК 3

КОМПЛЕКС ОРИОНА ПО НАБЛЮДЕНИЯМ НА КОСМИЧЕСКОМ
ТЕЛЕСКОПЕ «ГЛАЗАР»

Г. М. Товмасян, Р. Х. Оганесян, Р. А. Епремян, Д. Юзенек
СПЕКТРАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ОБЪЕКТОВ ВТОРОГО БЮРА-
КАНСКОГО ОБЗОРА. ЗВЕЗДНЫЕ ОБЪЕКТЫ. V

Дж. А. Степанян, В. А. Липовецкий, В. О. Чавушян, Л. К. Ерасрова,
А. И. Шаповалова 315

ЗАПРЕЩЕННЫЕ ЛИНИИ В СПЕКТРЕ Р Cyg
Г. Л. Исраелян, М. де Грут 327

СИЛЬНОЕ УВЕЛИЧЕНИЕ ЛИНЕЙНОЙ ПОЛЯРИЗАЦИИ RZ PSC В
ГЛУБОКОМ МИНИМУМЕ

Н. Н. Киселев, Н. Х. Миникулов, Г. П. Чернова 333
TZ Ori — ЗВЕЗДА ТИПА RR Lyrae?

Э. С. Парсамян, А. С. Мелконян, К. Г. Гаспарян, Г. Б. Оганян
ПОЛЯРИМЕТРИЧЕСКИЕ ИССЛЕДОВАНИЯ ГОЛУБЫХ ЗВЕЗДНЫХ
ОБЪЕКТОВ FBS

А. М. Микаелян, М. А. Ерицян, Г. В. Абрамян 351
РАСПРЕДЕЛЕНИЕ И ДВИЖЕНИЯ ОВ-ЗВЕЗД В НАПРАВЛЕНИИ
h И X ПЕРСЕЯ

Л. В. Мирзоян, В. В. Амбарян, А. Т. Гарibджанян 357
СТРУКТУРА ЦЕНТРАЛЬНЫХ ОБЛАСТЕЙ НЕКОТОРЫХ ГАЛАКТИК
С УЛЬТРАФИОЛЕТОВЫМ ИЗБЫТКОМ. II

Г. В. Абрамян, К. С. Саакян, Э. Е. Хачикян 379
ВЗАИМОДЕЙСТВУЮЩАЯ СИСТЕМА ГАЛАКТИК МАРКАРЯН 907

А. Р. Петросян, А. Н. Буренков, К. А. Саакян 383
ОJ 287 В 1983 ГОДУ: РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ЭНЕРГИИ В ОПТИЧЕСКОЙ
И УФ-ОБЛАСТЯХ СПЕКТРА У ПЕРЕМЕННОГО ИСТОЧНИКА

В. А. Гаген-Горн, А. И. Гатаулина, О. В. Миколайчук 395
ОЦЕНКА ТОЧНОСТИ ГЛУБИННЫХ АСИМПТОТИК В НЕКОТОРЫХ
ЗАДАЧАХ ТЕОРИИ ПЕРЕНОСА ИЗЛУЧЕНИЯ

Ջ. Մ. Ճլյաշ Է. Գ. յանովիչի 403

(Продолжение на 4-й странице обложки)

Ե Ր Ե Վ Ա Ն

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

Խմբագրական կողեգիա՝ Գ. Ս. Թիսմովասի-Կոգամ, Վ. Գ. Գորբացկի (գլխ. խմբագրի տեղակալ), Վ. Պ. Գրինին, Վ. Վ. Իվանով, Ն. Ս. Կարդաշն, Վ. Հ. Համբարձումյան, Ա. Գ. Մանիչ, Լ. Վ. Միրովյան (գլխ. խմբագիր), Գ. Ս. Սահակյան, Վ. Յու. Տերեբին, Ա. Տ. Քալալյան (պատ. քարտուղար).

Խմբագրական խորհրդիք՝ Ա. Ա. Բայարչուկ, Ե. Կ. Խարաճեն, Ի. Մ. Կոպիլով, Վ. Հ. Համբարձումյան, Լ. Վ. Միրովյան, Վ. Վ. Սորոլին (նախագահ).

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

Редакционный совет: В. А. Амбарцумян, А. А. Болрчук, 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 предназначается для научных работников, аспирантов и студентов старших курсов.

Журнал выходит 6 раз в год, подписная плата за год 18 р. Подписку можно промавести во всех отделениях Сомоапечати, а за границей через агентство «Международная книга», Москва, 200.

«ԱՍՏՐՈՖԻԶԻԿԱ»-ն գիտական հանքես է, որը երաժշտական է Հայաստանի Գիտությունների ակադեմիան: Հանքերը պատրաստ է ինժեներական հոգվածներ ուսուցչերի և միջազգային միջավայրի ֆիզիկայի, աստղաբաշխության և արագածական ասպարհության, ինչպես նաև աստղաֆիզիկային սահմանակից բնագավառների գծով: Հանքերը նախատեսված է գիտական աշխատակիցների, առաջրանաների և բարձր կարուելի ուսանողների համար:

Հանքերը լույս է տեսնում առեկամ 6 անգամ, բաժանությանը՝ 18 ր. մեկ առավանդական՝ «Միջազգային կայության» և «Սովորական» բարյություններում, իսկ առաջնամասում՝ «Միջազգային կայության» բարյություններում, Մասկով, 200.

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 34

ИЮНЬ, 1991

ВЫПУСК 3

УДК: 524.312:520.2

КОМПЛЕКС ОРИОНА ПО НАБЛЮДЕНИЯМ НА КОСМИЧЕСКОМ ТЕЛЕСКОПЕ «ГЛАЗАР»

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

Поступила 8 апреля 1991

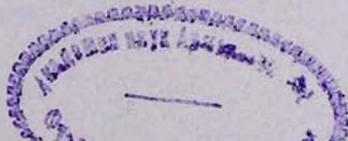
Принята к печати 10 мая 1991

По результатам наблюдений на космическом телескопе «Глазар» исследовано распределение звезд разных спектральных классов и поглощающей материи в области звездной ассоциации Орион ОВI. Обнаружена близкая группировка молодых звезд, являющаяся, возможно, ОВ-ассоциацией. Показано, что сам комплекс Ориона состоит из трех подгрупп и что пыль в объеме комплекса распределена весьма неравномерно. В составе туманности M 43, а возможно и в составе туманностей NGC 2023 и IC 435, обнаружено калильные пыль. Около половины звезд ранних спектральных классов ближайшей к нам подгруппы погружено, по всей вероятности, в достаточно плотные околовзвездные пылевые сбокочки. Этот факт позволил высказать предположение о том, что эти звезды находятся, вероятно, в более ранней фазе своего развития.

1. *Введение.* Звездная ассоциация Орион ОВI является одной из ближайших к Солнцу и расположена, к тому же, достаточно далеко от галактической плоскости. Не удивительно, поэтому, что эта ассоциация детально исследовалась многими. В одной из первых работ [1] по ее исследованию было показано, что она обладает двумя ядрами. Позднее было показано [2, 3], что эта звездная ассоциация подразделяется на четыре пространственные подгруппы: 1a—«шпора» северо-западнее пояса Ориона, 1b—сфера самого пояса, 1c—область вокруг туманности Ориона и 1d—область в самой туманности. В работах [2, 4, 5] указывается на наличие различий в возрастах звезд в различных областях ассоциации.

В настоящей работе представлены результаты исследования распределения в пространстве звезд ранних типов и поглощающей материи в Орионе по данным наблюдений на космическом телескопе «Глазар» [6], опубликованным ранее [7].

2. *Постановка задачи.* Наблюдения областей звездных ассоциаций, выполненные с помощью «Глазара» на λ 1640 А [8—10], позволяют выявлять новые звезды ранних спектральных классов, более слабых в видимом диапазоне длин волн, выявлять физические группировки звезд ран-



тих классов и более точно определять расстояния этих группировок от нас, чем это можно сделать по наблюдениям в видимых лучах. Последнее становится возможным благодаря более сильному воздействию поглощения межзвездной среды на наблюдаемое излучение звезд на $\lambda 1640 \text{ \AA}$. При этом возможно и детальное исследование распределения пыли в пространстве в наблюдаемых направлениях.

Для решения поставленной задачи построим график переменной экстинкции (рис. 1).

$$(m - M)_{1640} = (m_0 - M)_{1640} + A_{1640}, \quad (1)$$

на котором по оси абсцисс приведены значения избытков цвета $E(m_{1640} - V)$ наблюдавшихся звезд, а по оси ординат — модули расстояний соответствующих звезд $(m - M)_{1640}$. Второй член правой части формулы (1) представляет поглощение на $\lambda 1640 \text{ \AA}$. Выражение (1) преобразуется к виду

$$(m - M)_{1640} = (m_0 - M)_{1640} + 1.75 E(m_{1640} - V), \quad (2)$$

учитывая, что $E(m_{1640} - V) = A_{1640} - A_V$, и принимая, что $A_V = 3.3E(B - V)$ [11] и $A_{1640} = 7.69E(B - V)$ [12].

Для построения графика переменной экстинкции были определены избытки цвета $E(m_{1640} - V)$ и абсолютные звездные величины M_{1640} наблюдавшихся звезд. Значения избытков цвета $E(m_{1640} - V) = (m_{1640} - V_{\text{набл.}}) - (m_{1640} - V)_0$ были определены при использовании интерполированных к $\lambda 1640 \text{ \AA}$ значений нормальных цветов $(m_{1640} - V)_0$ звезд соответствующих спектральных классов и классов светимостей из работы [13]. Абсолютные звездные величины M_{1640} были определены с помощью визуальных абсолютных звездных величин звезд из работы [14] и значений нормальных цветов звезд соответствующих спектральных классов и классов светимости. При этом использованы уточненные с помощью независимого от межзвездного поглощения параметра Q , по методу Джонсона и Моргана [15], фотометрические спектральные классы и классы светимостей для тех из наблюдавшихся звезд, для которых мы нашли в литературе [16—22] спектральные и колометрические данные.

В табл. 1 приведены фотометрические спектральные типы и определенные описанным выше образом значения избытков цвета $E(m_{1640} - V)$ и модулей расстояний исследованных звезд. В последнем столбце таблицы приведены значения поглощений A_{1640} наблюдавшихся

звезд, рассчитанные по формуле $A_{1640} = 1.75E(m_{1640} - V)$ (см. выражения (1) и (2)).

Рис. 1 построен по данным относительно 98 звезд из наблюдавшихся 102. Для остальных 4-х звезд мы не нашли спектральных или колориметрических данных.

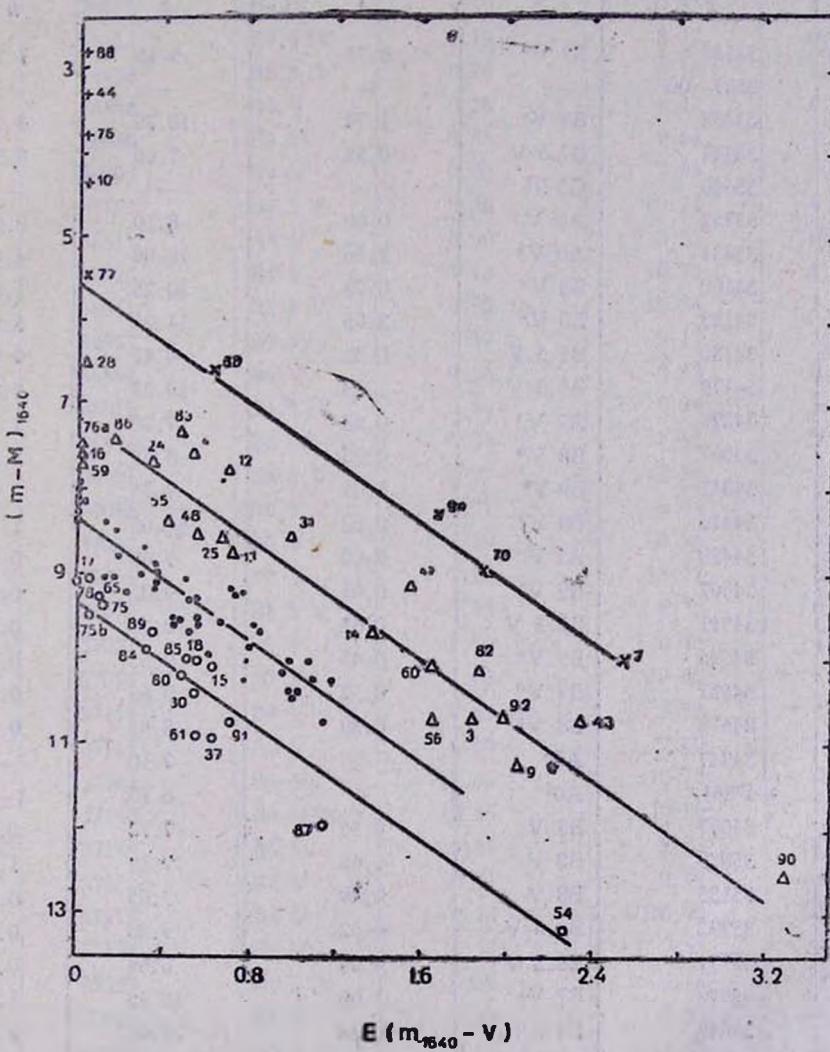


Рис. 1. График переменной звезды δ , построенный по наблюдениям на «Глазаре». Знаком + обозначены звезды фона, расположенные на расстояниях до 70 пк. Знаками X, Δ , Θ и \bigcirc обозначены звезды группы, расположенных на средних расстояниях в 125, 270, 480 и 730 пк соответственно. Номера звезд основной группы комплекса Ориона на расстоянии 480 пк не обозначены.

Таблица 1

СПЕКТРАЛЬНЫЕ ТИПЫ, ИЗБЫТКИ ЦВЕТА, МОДУЛИ РАССТОЯНИЙ И ПОГЛОЩЕНИЯ ЭВЕЗД РАННИХ СПЕКТРАЛЬНЫХ КЛАССОВ В ОРИОНЕ

№	HD, BD, Глазар ⁺	Sp	$E(m_{1640} - V)$	$(m - M)_{1640}$	A_{1640}
			4	5	
1	2	3			6
1	33189	B9 V*	0.71	9.15	1.24
2	0507-00 ⁺	—	—	—	—
3	33483	B8 V*	1.74	10.75	3.05
4	33647	B7.5 V	0.53	7.60	0.93
5	33646	G5 III	—	—	—
6	33752	A0 V	0.00	8.10	0.00
7	33831	A0 V*	2.56	10.00	4.48
8	34100	B8 V*	0.78	10.25	1.37
9	34163	B8 V*	2.05	11.25	3.59
10	34180	B9.5 V	0.02	4.42	0.04
11	34179	B5.5 V	1.19	10.23	2.08
12	34226	A2 V*	0.68	7.78	1.19
13	34307	B8 V*	0.72	8.75	1.26
14	34341	B9 V*	1.37	9.75	2.40
15	34416	B9 V*	0.63	10.05	1.10
16	34480	A1 V*	0.00	7.63	0.00
17	34502	B9 V*	0.01	9.05	0.02
18	34511	B2.5 V	0.53	10.01	0.93
19	34595	B9 V*	0.45	9.55	0.79
20	34637	B9 V*	0.52	9.65	0.91
21	34672	B8 V*	0.39	8.95	0.68
22	34747	A0*	—	7.10	—
23	-1°861	A0*	—	8.10	—
24	35007	B3 V	0.35	7.72	0.61
25	35039	B2 V	0.66	7.89	1.16
26	35135	B8 V	0.49	9.05	0.86
27	35792	B3.5 V	0.52	9.28	0.91
28	35971	B8.5 V	0.01	6.54	0.00
29	35972	B7 V _o	1.00	10.43	1.75
30	36046	B4.5 IV	0.54	10.40	0.95
31	36117	B9.5 V	1.00	8.57	1.75
32	36139	A0.5 V	0.62	6.60	1.08
33	36313	B7 IV	0.95	10.16	1.66

Таблица 1 (продолжение)

1	2	3	4	5	6
34	36312	B7.5V	0.36	8.90	0.63
35	-0°984	B9V*	0.15	8.35	0.26
36	36502	B9V	—	8.55	—
37	36526	B4 IV	0.63	10.93	1.10
38	36617	B9.5 IV	0.19	8.77	0.33
39	36628	B8.5 IV	0.76	9.18	1.33
40	36646	B3 V	0.18	8.42	0.32
41	36668	B6.5V	0.83	9.64	1.45
42	36709	B9 V	0.00	7.95	0.00
43	36760	B6.5 V	2.36	10.74	4.13
44	36811	A4 V	0.00	3.32	0.00
45	36826	B4 V	1.13	10.73	1.98
46	36841	B6.5 V	0.98	10.34	1.72
47	36917	B9.5V _P	1.57	9.17	2.75
48	36898	B6 V	0.56	8.52	0.98
49	36916	B4.5 IV	0.66	9.20	1.16
50	36935	B5 IV—V	0.34	9.21	0.60
51	36981	B4.5 V	0.97	10.04	1.70
52	37015	B8.5 V	0.31	8.64	0.54
53	37037	B8 V	0.55	9.25	0.96
54	37051	B0 V	2.28	13.22	3.99
55	37055	B3.5 V	0.43	8.38	0.75
56	37057	B9 V	1.66	10.75	2.90
57	37056	B7 V	1.06	10.03	1.85
58	37114	B9 V	0.83	9.65	1.45
59	37111	A0 V	0.00	7.60	0.00
60	37115	B4 Ve	1.65	10.13	2.89
61	37140	B4.5IV _P	0.55	10.89	0.96
61a	37149	B5.5V	0.80	9.83	1.40
62	37150	B2 V	0.44	9.49	0.77
63	37173	B4 V	0.78	10.03	1.36
64	37174	B9 V	0.55	9.55	0.96
65	37209	B1.5 IV	0.10	9.26	0.18
66	37235	B6 V	0.47	9.52	0.82
67	37256	B9.5 V	0.00	8.17	0.00
68	37257	B9.5 V	0.00	7.97	0.00
69	37294	B8 V	0.00	8.35	0.00
70	37303	B1.5V	1.90	8.96	3.33

Таблица 1 (продолжение)

1	2	3	4	5	6
71	37332	B4 V	0.22	9.23	0.38
72	37343	B9.5 V	0.00	8.17	0.00
72a	37373	B7.5 V	0.28	9.00	0.49
73	37370/71	B6 V	0.00	8.32	0.00
74	37411	A0.5 IV	0.56	9.50	0.98
74a	37428	B7.5 V _o	1.10	10.20	1.93
75	37427	B7 V	0.11	9.33	0.19
75a	37470	B7.5 V	0.17	9.00	0.30
75B	37481	B1.5 IV	0.06	9.46	0.11
76	37507	A4 IV	0.00	3.80	0.00
76a	37547	B9.5 V	0.00	7.53	0.00
77	37564	A6 III	0.00	5.48	0.00
78	37686	B9 V	0.03	9.05	0.05
79	37699	B3 V	0.61	9.92	1.07
80	37744	B1 V	0.48	10.19	0.84
81	37745	B9.5 IV	1.02	10.37	1.79
82	37806	B7.5 V _{pe}	1.87	10.20	3.27
83	37846	A1 V	0.48	7.33	0.84
84	37807	B3 V	0.32	9.92	0.56
85	37886	B7.5 V	0.52	10.02	0.91
86	37887	B9.5 V	0.17	7.47	0.30
87	37903	B1.5 V	1.14	11.95	2.00
88	37904	A9 V	0.00	2.84	0.00
89	37927	B6 V	0.35	9.69	0.61
90	39051	B3 V	3.33	12.52	5.83
91	38087	B3 V	0.72	10.72	1.26
92	39083	B9.5 V	2.00	10.72	3.50
93	38120	B9 V _o	0.65	9.55	1.14
94	38292	A0 V*	1.67	8.30	2.92
95	38755	B5 V	0.35	9.13	0.61
96	39777	B2 V	0.13	8.99	0.23

Примечания. 1. Звезда № 2 (0507-00) отсутствует в каталогах. Ее координаты по измерениям на картах Паломарского атласа неба: $\alpha_{1950} = 05^h 07^m 36^s$, $\delta_{1950} = -00^\circ 21' 06''$.

2. Звездочкой обозначены не фотометрические спектральные классы, а взятые из литературных данных [16-22].

3. Обсуждение. а) Распределение звезд в пространстве. Рассмотрение рис. 1 показывает, что точки, представляющие звезды, входящие в состав отдельных физических групп, располагаются, как и в других случаях [8—10], вдоль прямых линий с угловыми коэффициентами наклонов K , близкими к 1.75. Эти прямые пересекают ось абсцисс в точках, соответствующих исправленным за поглощение модулям расстояний соответствующих групп. Тот факт, что определенные как в этой работе, так и в статьях [8—10] угловые коэффициенты прямых линий K , соответствующие отдельным физическим группировкам звезд, оказываются близкими именно к 1.75, говорит о том, что закон межзвездного поглощения практически одинаков по всем направлениям.

Рассмотрение рис. 1 указывает, что четыре из наблюдавшихся звезд, № 10, 44, 76, и 88 по списку работы [7], являются ближайшими к нам звездами фона, расположеными на расстояниях 40—70 пк. Три из них являются звездами относительно поздних спектральных классов A4—A9, а четвертая — класса B9.5.

Затем четко выделяется группа из пяти звезд, № 7, 32, 70, 77 и 94, расположенная на среднем расстоянии 125 пк с дисперсией модулей расстояний отдельных звезд всего в $\pm 0^{\circ}09$. Звезды этой группы распределены почти по всей наблюдавшейся области (рис. 2). Наибольшие расстояния между ними в проекции на небо составляют всего 20 пк. По лулу же зрения различие расстояний меньше. Три из звезд этой группы принадлежат спектральному классу A0, одна классу A6 и одна (№ 70) — классу B1.5.

Довольно определенно выделяется еще одна близкая группа на расстоянии 270 пк. Дисперсия модулей расстояний отдельных звезд этой группы меньше $\pm 0^{\circ}5$. В эту группу входят 24 звезды (№ 3, 4, 9, 12, 13, 14, 16, 24, 25, 28, 31, 43, 47, 48, 55, 56, 59, 60, 76а, 82, 83, 90 и 92). Все эти звезды также довольно равномерно распределены по наблюдавшейся области. Максимальное расстояние между членами этой группы в проекции на небо около 60 пк. Дисперсия расстояний по лулу зрения около двух раз больше. В этой группе есть звезда спектрального класса B2 (№ 25) и две — B3 (№ 24 и 90). Так что эта группа, возможно, является отдельной от основного комплекса Ориона звездной ассоциацией.

Основная масса звезд комплекса Ориона, включающая 46 звезд из наблюдавшихся на «Глазаре», расположена на расстоянии 480 пк с дисперсией расстояний отдельных звезд в ± 60 пк или по модулям расстояний $\pm 0^{\circ}28$.

По наблюдениям «Глазара» было выявлено еще 17 звезд (№ 15, 17, 18, 30, 37, 54, 61, 65, 75, 75в, 78, 80, 84, 85, 87, 89 и 91), составляющих

возможно, более далекую группировку на среднем расстоянии в 720 пк. Дисперсия модулей расстояний звезд этой группы равна $\pm 0^m 31$. Расположенные на ближнем краю этой группы 5 звезд, № 15, 17, 18, 78 и 89, могут, возможно, входить в состав основной группы комплекса Ориона. Вдалекой группе имеется 5 звезд спектральных классов B2 или ранее (не из числа тех, которые могут быть членами более близкой большой группы), так что эта группа определенным образом является звездной ассоциацией типа OB. Как и в случае более близких групп, звезды этой группы распределены по всей наблюдавшейся области (рис. 2).

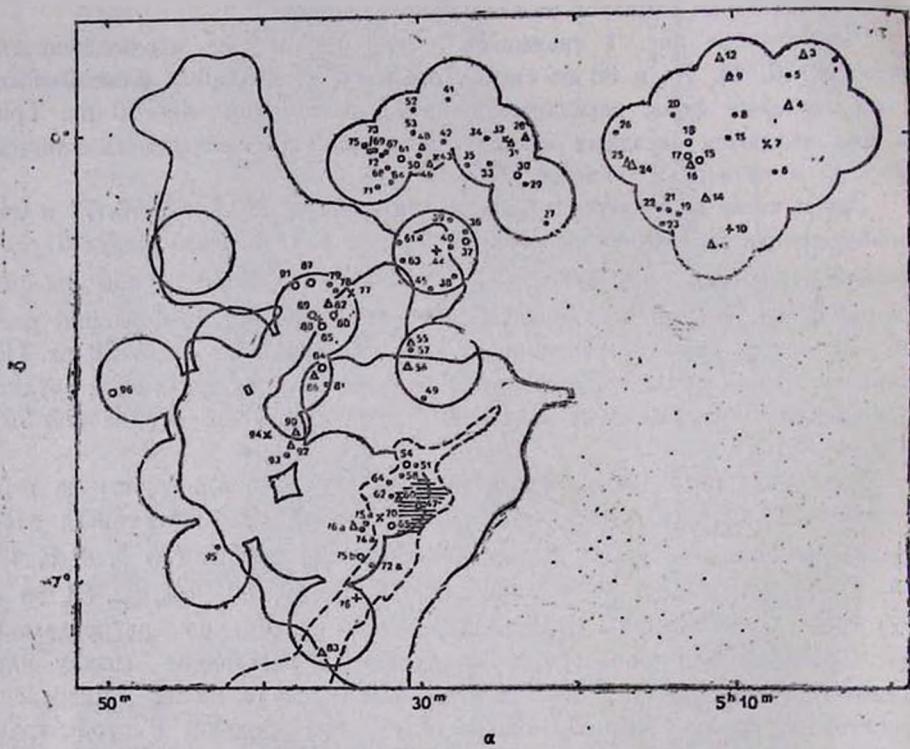


Рис. 2. Распределение звезд различных группировок по расстояниям в наблюдаемой области. Обозначения те же, что и на рис. 1.

Возможно, однако, что только три звезды, № 37, 61 и 87, составляют более далекую группу на среднем расстоянии в 960 пк с дисперсией модулей расстояний членов этой группы всего в $\pm 0^{\circ}1$. Тогда остальные 14 звезд предполагаемой дальней подгруппы комплекса Ориона являются просто членами самого комплекса Ориона. В этом случае среднее рассто-

яние комплекса оказывается равным 530 пк, с дисперсией модулей расстояний отдельных звезд в $\pm 0^{\circ}44$.

Таким образом, наблюдения, выполненные в вакуумном ультрафиолете с помощью космического телескопа «Глазар», показывают, что здесь выделяются несколько отдельных группировок молодых звезд. Ближайшая из этих групп, расположенная на расстоянии всего в 125 пк, по всей видимости, не имеет ничего общего с комплексом Ориона. Две же другие группировки, на расстояниях в 270 и 730 пк, возможно, могут являться подгруппами богатого комплекса Ориона. Рассмотрение рис. 2 показывает, что очертания далекой подгруппы кажутся несколько меньше очертаний близкой подгруппы. По всей видимости, обнаруженные нами подгруппы звезд не имеют ничего общего с подгруппами, обнаруженными ранее [2, 3]. Последние подгруппы локализуются на отдельных участках неба.

б) *Распределение пылевой материи.* Наблюдения «Глазара» позволяют сделать интересные выводы и относительно распределения пылевой материи в наблюдавшейся области комплекса Ориона.

У близких звезд фона, № 10, 44, 76, 88, расположенных до расстояний около 70 пк, поглощение на $\lambda 1640\text{ \AA}$ нулевое. Эти звезды распределены по всей наблюдавшейся области неба. Это убедительно говорит о том, что в наблюдавшихся направлениях до расстояний в 70 пк практически нет пылевой материи. Даже при предположении клошковатого распределения пыли трудно представить, что все четыре звезды оказались в свободных от пыли просветах.

Рассмотрение рис. 1 показывает, что звезды основной группы комплекса Ориона, расположенные на расстояниях 400—600 пк, подвержены небольшому поглощению. У звезд этой группы значения A_{1640} распределены в пределах от нуля до 2^m в случае звезд № 11 и 45 (табл. 1).

Туманность Ориона (указана на рис. 2 штриховкой) находится среди звезд основной группы комплекса Ориона. Она известна как облако, богатое различными молекулами. В ней же находится известный инфракрасный источник Клейнмана-Лоу. Наши наблюдения охватили большую, восточную часть туманности. Из-за передержки и слияния изображений на снимках «Глазара» в работе [7] не были профотометрированы центральные звезды туманности—Трапеция Ориона ($\theta^1\text{Ori}$, HD 37022) и тройная система $\theta^2\text{Ori}$ (HD 37041), а также яркие звезды HD 36959, 36260 и 37043, расположенные южнее. Поглощение на $\lambda 1640\text{ \AA}$ у звезд № 51, 58, 62, 64, находящихся на расстоянии туманности Ориона и расположенных на небе по ее периферии, варьирует в пределах 0^m8 — 1^m7 . У звезд № 65, 75а и 76а, расположенных на тех же расстояниях от нас,

но несколько дальше от туманности на небе, поглощение заметно меньше, A_{1640} равно соответственно $0^m 1$, $0^m 3$ и 0^m . Можно думать поэтому, что поглощение у первых четырех звезд в основном обусловлено пылью самой туманности.

Излучение звезд дальней подгруппы комплекса Ориона, расположенных на среднем расстоянии около 730 пк, подвержено в основном также небольшому поглощению, как и излучение звезд основной группы комплекса. При этом и здесь есть звезды с почти нулевым поглощением. Принимая во внимание еще и то обстоятельство, что более далекие звезды не обособливаются на небе в отдельную группу, а разбросаны по всей наблюдавшейся области с другими, более близкими звездами (см. рис. 2), мы можем заключить, что пыль в комплексе Ориона распределена не равномерно, а концентрируется в отдельных облачках.

Три звезды, № 37, 61, 82, входящие в состав наиболее далекой предполагаемой группы на расстоянии 960 пк, расположены в области пояса Ориона (см. рис. 2). Минимальному поглощению среди звезд этой группы подвержено излучение звезды № 61. В ее случае $A_{1640}=1^m$. Можно поэтому заключить, что в области пояса Ориона имеется пылевая материя, обуславливающая поглощение в $\sim 1^m$ на $\lambda 1640 \text{ \AA}$ у более далеко расположенных звезд.

Среди звезд дальней подгруппы отличному от остальных, заметно большему поглощению ($A_{1640}=4^m$) подвержено излучение звезды № 54 (HD 37061, NU Ori), являющейся ядром туманности M43. Следовательно, и в этой небольшой туманности, как и в самой туманности Ориона, имеется, очевидно, определенное количество пыли.

Звезды № 61, 76, 87, 91 являются ядрами небольших диффузных туманностей IC 426, IC 430, NGC 2033 и IC 435, соответственно. Поглощение излучения на $\lambda 1640 \text{ \AA}$ у очень близкой к нам звезды № 76 (расстояние 60 пк) нулевое. Следовательно, в туманности IC 430 пыли нет. Заметное поглощение излучения наблюдается у двух других звезд, № 67 и 91. В их случае A_{1640} равно $2^m 0$ и $1^m 26$ соответственно. Поскольку у находящихся на небе довольно близко от них и расположенных приблизительно на тех же расстояниях от нас звезд № 80, 85 и 89 поглощение несколько меньше, A_{1640} равно $0^m 94$, $0^m 91$ и $0^m 61$, то можно думать, что некоторая часть поглощения у ядер диффузных туманностей NGC 2033 и IC 435 может быть обусловлена содержащейся в их составе пылью. Правда, расстояние одной из туманностей, NGC 2033, несколько больше, оно равно 980 пк. Поглощение излучения звезды № 61, также находящейся достаточно далеко, на расстоянии 970 пк, небольшое, A_{1640}

равно всего 1^m0 . Так что пыли в этой туманности, по всей видимости, нет или если есть, то очень мало.

Итак, поглощение на $\lambda 1640 \text{ \AA}$ у звезд в области туманности Ориона, расположенных на расстояниях туманности и несколько дальше, до приблизительно 700 пк, не превышает 2^m . Можно поэтому думать, что обмеженное В. С. Шевченко [23] по подсчетам звезд на картах Паломарского атласа неба плотное пылевое облако (указанное на рис. 2 прерывистой линией), которое обуславливает поглощение в V , превышающее 5^m , определенным образом находится дальше туманности Ориона. По всей видимости, дальше комплекса Ориона расположены и пылевые туманности, указанные в атласе Дж. Ш. Хавтаси [24].

Обращает на себя внимание то обстоятельство, что относительно большое поглощение (A_{1640} равно 2^m75 и 2^m9) наблюдается у звезд № 47 и 60, проектирующихся на туманность Ориона и расположенных однако, ближе к нам (на расстояниях 190 и 280 пк), чем сама туманность. Если расстояния этих звезд определены правильно*, в чем вряд ли можно сомневаться, то это может означать, что обе звезды находятся за небольшими, но плотными пылевыми сбоями, или, что более вероятно, погружены в них. При этом, что весьма примечательно, такое же или даже большее поглощение на $\lambda 1640 \text{ \AA}$ наблюдается и у других звезд ближней подгруппы комплекса (№ 3, 9, 14, 43, 56, 82, 90 и 92), расположенных на средних расстояниях, около 270 пк. Большему поглощению на $\lambda 1640 \text{ \AA}$ подвержено и излучение звезд № 7, 70 и 94 ближней группой на расстоянии всего 125 пк. В их случае A_{1640} равно соответственно 4^m5 , 3^m3 и 2^m9 .

Поглощение A_{1640} звезды № 90, расположенной на расстоянии всего в 220 пк, равно 5^m8 . При этом у звезд № 92 и 93, расположенных на небе достаточно близко от звезды № 90, на расстояниях менее $20'$ и находящихся от нас на больших расстояниях в 280 и 480 пк подвержено минимальному поглощению излучение самой далекой звезды № 93. В ее случае $A_{1640}=1^m1$.

Следует отметить, что все семь звезд с эмиссионным или псевдогибридным спектром, № 29, 47, 60, 61, 74а, 82 и 93, имеют заметное поглощение на $\lambda 1640 \text{ \AA}$. Примечательно также, что девять из наблюдавшихся звезд с заметным поглощением, № 47, 51, 54, 70, 74, 79, 82, 91 и 93,

* Звезда № 47 (HD 36917, V 372 Ori) является переменной, однако амплитуда ее переменности в V небольшая, всего около 0^m1 , так что это обстоятельство никак не может сказаться на определении расстояния.

являются в то же время источниками ИК-излучения, включенными в каталог IRAS.

Близкие к нам звезды с большим поглощением их излучения на $\lambda 1640\text{ \AA}$ распределены вообще почти равномерно по всей наблюдавшейся области. У всех же более далеких звезд, за исключением уже упомянутой звезды № 54, поглощение меньше. Из этого факта однозначно следует, что близкие звезды с большим поглощением их излучения погружены в относительно плотные, по всей видимости, околозвездные пылевые оболочки. При этом обращает на себя внимание тот факт, что погружена в околозвездные пылевые оболочки, если, конечно, это так, почти половина наблюдавшихся на «Глазаре» звезд ближней подгруппы комплекса Ориона. В пылевые околозвездные оболочки погружены возможно и четыре из пяти звезд ближайшей группы. По-видимому, обладание околозвездными пылевыми оболочками является характерным свойством ближайших к нам звезд ранних типов в направлении комплекса Ориона. Из этого можно сделать вывод, что звезды переднего фронта комплекса Ориона находятся, вероятно в более ранней фазе развития, чем расположенные более далеко звезды основной группы комплекса.

Рассмотрение рис. 2 показывает, что в его левой части, на больших прямых восхождениях, имеются всего две звезды ранних спектральных классов, № 95 и 96, в то время как плотность таких же звезд в правой части рисунка, на меньших прямых восхождениях, достаточно высока. Это говорит либо о том, что левая граница комплекса Ориона располагается где-то у прямого восхождения $5^h 40^m$ (1900.0), либо же, что в этой области неба, на расстояниях ближе комплекса Ориона—меньше 500 пк или даже меньше 270 пк, имеется плотное пылевое облако. Поскольку нет каких-либо прямых свидетельств наличия поглощающего облака на таких близких расстояниях, то, вероятнее всего, правильно первое предположение.

4. **Заключение.** Таким образом, анализ результатов наблюдений области Ориона с помощью космического телескопа «Глазар» позволил:

- определить среднее расстояние основной группы комплекса Ориона, оказавшееся равным 480 или 530 пк, и дисперсией расстояний членов группы в 60 пк;

- определить восточную границу комплекса Ориона, расположенную у $\alpha = 5^h 40^m$;

- обнаружить ближнюю (270 пк) и дальнюю (730 пк или 960 пк) подгруппы комплекса Ориона с дисперсиями расстояний членов групп в ± 60 пк и ± 100 пк или ± 30 пк соответственно;

- обнаружить очень близкую (125 пк) группу звезд, являющуюся, возможно, звездной ассоциацией типа ОВ. Дисперсия расстояний членов группы здесь всего ± 5 пк;

— показать, что в объеме всего комплекса Ориона пыль распределена очень неравномерно, концентрируясь в основном в небольшие облачка вокруг отдельных звезд. Определенное количество пыли, обуславливающее поглощение около $1''$ на $\lambda 1640\text{ \AA}$, имеется в области пояса Ориона;

— обнаружить наличие заметного количества пыли в небольшой туманности M 43;

— заподозрить наличие небольшого количества пылевой материи в диффузных туманностях NGC 2023 и IC 435;

— сделать вывод о том, что около половины наблюдавшихся звезд ближней подгруппы комплекса Ориона и ближайшей к нам группы погружены, вероятнее всего, в относительно плотные околовзвездные пылевые оболочки;

— сделать вывод о том, что звезды, расположенные на расстояниях ближе основной группы комплекса Ориона, находятся, возможно, в более ранней стадии развития, чем звезды ранних спектральных классов основной группы комплекса.

Бюраканская астрофизическая обсерватория

Женевская обсерватория

THE ORION COMPLEX ACCORDING TO OBSERVATIONS WITH THE SPACE TELESCOPE "GLAZAR"

H. M. TOVMASSIAN, R. KH. HOVHANESSIAN, R. A. EPREMIAN,
D. HUGUENIN

The distribution of stars of early spectral classes and of absorbing matter in the region of the stellar association Orion OB1 is studied on the base of observations made with the space telescope Glazar. The group of young stars at a distance of about 125 pc is detected. It may be an OB type stellar association. It is shown that the Orion complex itself consists of three subgroups at distances of 270, 480 (or 530) $''$ and 730 pc. It is shown that the dust is distributed very ununiformly in the volume of the complex. The presence of a dust is revealed in the diffuse nebula M43 and probably in NGC 2023 and IC435 nebulae. About half of the nearby stars of early spectral types are most probably embedded in appreciably dense circumstellar dust envelopes. This fact permitted to suggest that these stars are at earlier stage of evolution.

ЛИТЕРАТУРА

1. Г. А. Гурзадян, Докл. АН Арм. ССР, 10, 9, 1949.
2. S. Sharpless, *Astrophys. J.*, 136, 767, 1962.
3. A. Blaauw, *Ann. Rev. Astron. and Astrophys.*, 2, 213, 1964.
4. J. R. Lesh, *Astrophys. J.*, 152, 905, 1968.
5. W. H. Warren, Jr., J. E. Hesser, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, 36, 47, 1973.
6. Г. М. Товмасян, Ю. М. Ходжаянц, М. Н. Крмоян, А. Л. Кашин, А. З. Захарян, М. А. Мкртчян, Г. Г. Товмасян, Д. Югенен, В. В. Бутов, Ю. В. Романенко, А. И. Лавейкин, А. П. Александров, Письма в Астрон. ж., 14, 291, 1988.
7. Г. М. Товмасян, Р. Х. Оганесян, Р. А. Епремян, М. А. Мкртчян, Ю. Х. Ходжаянц, М. Н. Крмоян, А. Л. Кашин, Д. Югенен, Ю. В. Романенко, А. П. Александров, В. Г. Манаров, В. Г. Тигров, А. А. Волков, С. К. Крикалев, Астрофизика, 32, 197, 1990.
8. Г. М. Товмасян, Р. Х. Оганесян, Р. А. Епремян, Д. Югенен, Астрофизика, 33, 329, 1990.
9. Г. М. Товмасян, Р. Х. Оганесян, Р. А. Епремян, Д. Югенен, А. С. Викторенко, А. А. Серебров, Астрон. ж., 68, 942, 1991.
10. H. M. Tovmassian, R. Kh. Hovhannescyan, R. A. Epremian, D. Haquenian, *Astron. and Astrophys.*, 183, 217, 1992.
11. К. У. Аллен, Астрофизические величины, Мир, М., 1977, стр. 376.
12. G. J. Thompson, K. Nandy, C. Jamar, A. Monfils, L. Houztaux, D. J. Carnochan, R. Wilson, Catalogue of Stellar Ultraviolet Fluxes, The Science Research Council, 1973.
13. D. J. Carnochan, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., 201, 1139, 1982.
14. D. M. Gottlieb, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, 38, 287, 1978.
15. H. L. Johnson, W. W. Morgan, *Astrophys. J.*, 122, 142, 1955.
16. V. M. Blanko, S. Demers, G. G. Douglas, M. P. Fitzgerald, Publ. US Naval Observ., 21, 1, 1968.
17. W. Buscombe, MK Spectral Classification, Northwestern Univ., Evanston, 1977, 1980, 1981, 1984, 1988.
18. J. R. Lesh, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, 17, 371, 1968.
19. W. H. Warren, Jr., J. E. Hesser, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, 31, 115, 1977.
20. B. Nisolest, *Astron. and Astrophys. Suppl. Ser.*, 34, 1, 1978.
21. A. Hirshfeld, R. W. Sinnott, *Sky Catalogue 2000.0*, Cambridge Univ. Press, 1982, 1985.
22. F. Rufener, Catalogue of Stars Measured in the Geneva Observatory Photometric System, 1988.
23. В. С. Шевченко, в сб. «Исследование акстремально молодых звездных комплексов», изд. «ФАИ» Уз. ССР, 1975, стр. 3.
24. Дж. Ш. Хаасис, Атлас галактических туманностей, Изд. АН Груз. ССР, 1960.

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 34

ИЮНЬ, 1991

ВЫПУСК 3

УДК: 524.3:520.849

СПЕКТРАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ОБЪЕКТОВ ВТОРОГО БЮРАКАНСКОГО ОБЗОРА. ЗВЕЗДНЫЕ ОБЪЕКТЫ. V

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

Поступила 18 декабря 1990

Принята к печати 25 января 1991

Представлены данные о 21 квазизвездном объекте, открытом в ходе Второго Бюраканского спектрального обзора в области северного неба, ограниченного координатами $8^h < \alpha < 17^h$ и $+49^\circ < \delta < +61^\circ$. Приводятся основные параметры эмиссионных линий и другие данные для всех квазизвездных объектов, а также сканы большинства из них. Открыты два BAL QSO SBS 1408 + 557, SBS 1425 + 605 и два Damp. QSO SBS 1413 + 542, SBS 1425 + 606.

1. Введение. В первых четырех статьях этой серии [1—4] нами были приведены спектральные данные о 182 звездных объектах, 156 из которых расположены в шести полях SBS-обзора, остальные 26 находятся в области неба, ограниченной между 8^h и 17^h по α и $+49^\circ$ и $+61^\circ$ по δ . В указанной области нами открыто 95 QSO, один LINER, семь сейфертовских галактик первого типа, одна сейфертовская галактика второго типа и пять эмиссионных галактик.

В настоящей статье приводятся спектральные и другие данные об очередном 21 квазизвездном объекте, расположенному вне опубликованных полей SBS—обзора. Методика наблюдений, отбора, классификации и обработка приведена в [1].

2. Результаты исследований. В табл. 1 приведены сводные данные об изученных объектах: 1—обозначение SBS; 2 и 3—экваториальные координаты с точностью до минуты дуги для эпохи 1950 г.; 4—дата наблюдений; 5—исследованный спектральный диапазон в ангстремах; 6—время экспозиции в секундах; 7—глазомерные оценки видимой звездной величины в голубых лучах (B); 8—обзорный тип; 9—спектральный тип.

Таблица 1

ДЖ. А. СТЕПАНЯН И ДР.

Обозначение SBS	Координаты		Дата	Спектральный диапазон (А)	Экспозиция	m _B	Обзорный тип	Спектральный тип
	α ₁₉₀₀	δ ₁₉₀₀						
1311+540	13 ^h 11 ^m .3	+54°00'	20.02.83	3240—6740	689	17 ^m 5	QSO	QSO
1315+605	13 15.4	+60 32	15.11.79	3700—5700	1020	18	QSO	QSO
1340+605 B	13 40.4	+60 31	21.02.90	3200—6960	2010	17	QSO	QSO
1350+539	13 50.7	+53 53	28.06.89	3370—7050	1803	17.5	QSO	QSO
1357+544	13 57.1	+54 23	28.05.89	3370—7050	1450	17.5	QSO	QSO
1400+541	14 00.6	+54 09	29.06.89	3350—7060	2874	17.5	QSO	QSO
1402+549	14 02.4	+54 55	30.06.89	3440—6960	2397	17.5	QSO	QSO
1407+556	14 07.0	+55 37	31.05.89	3580—7080	2346	17	QSO	QSO
1408+567	14 08.2	+56 42	16.03.86	3450—5250	1394	17	QSO	BAL QSO
			16.03.86	4830—6630	1701			
1413+557	14 13.2	+55 41	02.08.89	3540—7210	3694	18.5	QSO	QSO
1418+548	14 18.1	+54 43	02.08.89	3540—7210	2312	17.5	QSO	QSO
1425+606	14 25.8	+60 38	21.02.90	3200—6180	2031	16.5	QSO	BAL QSO
1433+542	14 33.4	+54 13	26.02.88	3250—6750	859	17	QSO	Damp. QSO
1449+545	14 49.7	+54 29	27.05.89	3360—7040	3007	17.5	QSO	QSO
1451+540	14 57.0	+54 02	28.06.89	3370—7010	2594	18	QSO	QSO
1524+518	15 24.3	+51 48	03.03.87	3630—5530	1510	17.5	QSO	Damp QSO
			03.03.87	5190—7190	1183			
1542+541	15 42.7	+54 08	20.09.88	3300—6800	1144	16	QSO	QSO
1558+591	15 58.6	+59 08	12.11.85	3320—5150	830	18.5	QSO	QSO
1618+530	16 18.5	+53 03	20.09.88	3300—68.0	1135	17.5	QSO	QSO
1656+593	16 56.0	+59 19	18.09.90	3300—7100	1726	18.5	QSO	QSO
1711+579	17 11.6	+57 57	14.09.90	3300—7100	2596	18	QSO	QSO

Таблица 2

Обозначение SBS	m_B	M_B	z_{em}	$\lambda_{\text{набл.}}$	λ_0	Отождествление	$F\text{FO}$	$F\text{WH}$	$F\text{WV}$	$EW_{\text{наб.}}$
							(кн/с)	(кн/с)	(кн/с)	
1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	
1311+540	17 ^m 5	-27 ^m 2	1.913	3540	1216	$\text{L}_a + \text{NV}$	12300	3500	450	
				4515	1549	CIV	10500	3000	180	
				5570	1909	CIII	7200	3000:	90:	
1340+605 B	17	-28.2	2.395	4130	1216	L_a		3500		550:
				4210	1240	NV	20000	—		
				4760	1400	$\text{SiIV} + [\text{OIV}]$	—	—	25:	
				5260	1549	CIV	6000	3000	150	
				6530:	1909	$\text{CIII}]$	—	—	—	
1350+539	17.5	-27.6	2.303	4015	1216	$\text{L}_a + \text{NV}$	11000	5200	200	
				4625	1400	$\text{SiIV} + [\text{OIV}]$	5700	3400	20	
				5120	1549	CIV	8400	2600	80	
1357+544	17.5	-27.4	2.064	4745	1549	CIV	9400	4400	90	
				5850	1909	$\text{CIII}]$	7500	3600	70	
1400+541	17.5	-24.8	0.646:	4605	2798	MgII	11000	3500:	45	
1402+549	17.5	-27.7	2.367	4095	1216	L_a		6000		350
				4175	1240	NV	17000	—		
				4715	1400	$\text{SiIV} + [\text{OIV}]$	6000:	5300:	35:	
				5215	1549	CIV	10500	5000	130	
1407+556	17	-25.4	0.660:	4645	2798	MgII	7500	3500:	45	
1408+567	17	-28.3	2.562	3655	1026	L_β		7000		20:
				4335	1216	L_a		7000		
				4415	1240	NV	23000	5780	400	
				4500	1263	SiII		4640		
				4645	1304	OI	—	4520		
				5515	1549	CIV	12000	6000	50	
1413+557	18.5	-23.9	0.671:	4675	2798	MgII	9000:	3500:	40:	
1418+548	17.5	-27.6	2.261	3965	1216	L_z		5000:		250
				4045:	1240	NV	15000	—		
				4250	1304	OI	—	—	—	
				4560:	1400	$\text{SiIV} + [\text{OIV}]$	9500	—	35	
				5050	1549	CIV	12000	6000	80	
				6230:	1909	$\text{CIII}]$	—	—	—	
1425+606	16.5	-29.3	3.20	4325	1030	$\text{L}_\beta + \text{OVI}$	9000:	5000:	35:	
				5105	1216	$\text{L}_a + \text{NV}$	21000	15000:	350	
				5485	1309	SiII	—	—	—	

Таблица 2 (окончание)

1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
1433+542	17	-28.4	2.626	5870	1400	SiIV + [OIV]	9000	4500	35
				6495	1549	CIV	9500	4000	75
				3735	1030	L ₃ + OVI	7000	3500	40
				4410	1216	L ₁ }	25000	4300	400
				4495	1240	NV }		3300	400
				5075	1400	SiIV + [OIV]	8900	5000	50
1449+545	17.5	-25.6	0.907	5335	2798	MgII	7000	3500	50
				4215	1216	L ₂ }	25000	5500	250
				4090	1240	NV }			
1457+540	18	-27.1	2.300	4615	1400	SiIV + [OIV]	—	—	—
				5110	1549	CIV	15000	4600	110
				4720	1216	L ₂	—	40000	400
				6015	1549	CIV	—	20000	200
				5200	1549	CIV	25000	6500	450
1524+518	17.5	-28.1	2.88	4100	1216	L ₂	17000	—	200
				4970	1909	CIII]	—	—	—
				4570	1750	NIII]	—	—	—
				4030	1549	CIV	16000	3600	170
1558+591	18.5	-25.9	1.604	4970	1909	CIII]	>8000	5000	>100
				3650	1400	SiIV + [OIV]	—	—	—
				4570	1750	NIII]	—	—	—
				4070	1216	L ₂	35000	5000	400
				4685	1400	SiIV + [OIV]	—	—	—
1618+530	17.5	-27.7	2.347	5180	1549	CIV	7000	4000	80
				6380	1909	CIII]	—	—	—
				4210	2798	MgII	10000	4500	45
1656+593	18.5	-23.4	0.503	6170	4102	H ₃	2600	1300	20
				4855	1216	L ₃ + OVI	7800	3300	80
				4965	1240	L ₂ }	20000	3000	540
1711+579	18	-27.8	3.000	6195	1549	SIV	7000	3000	100

В табл. 2 собраны результаты измерений параметров эмиссионных линий, выполненных нами для квазизвездных объектов: 1 — обозначение SBS; 2 — глазометрические оценки видимой звездной величины в голубых лучах (B); 3 — абсолютная звездная величина при $H=75$ км/с·Мпк и $q_0=0$ с учетом галактического поглощения $\Delta m=0.25 \text{ cosec}|\delta^{\text{II}}|$; 4 — среднее значение красного смещения, определенное по сильным эмиссионным линиям.

ниям; 5 — наблюдаемая длина волны эмиссионной линии; 6 и 7 — лабораторная длина волны эмиссионной линии иона и ион; 8—полная ширина эмиссионной линии на уровне непрерывного спектра FWOI (км/с); 9—полная ширина линии на половине интенсивности FWHM (км/с); 10—наблюдаемое значение эквивалентной ширины эмиссионной линии $EW_{\text{набл.}}$.

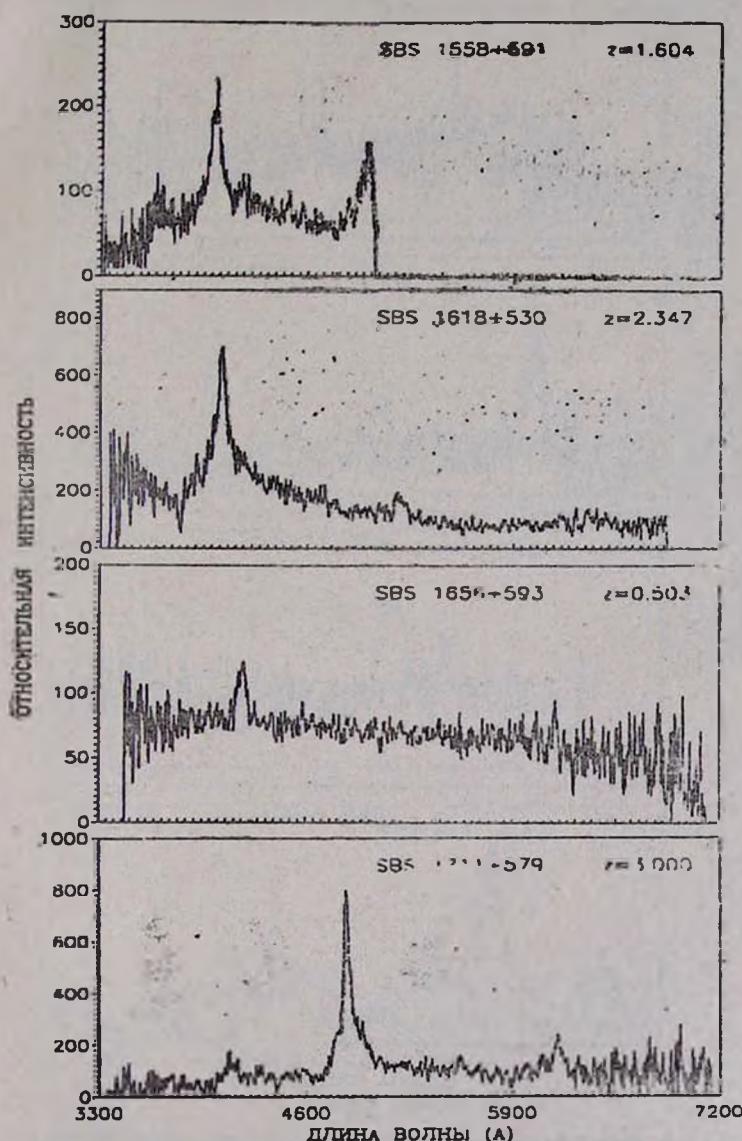


Рис. 1. Сканы квазизвездных объектов Второго Бюраканского спектрального-рая неба.

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

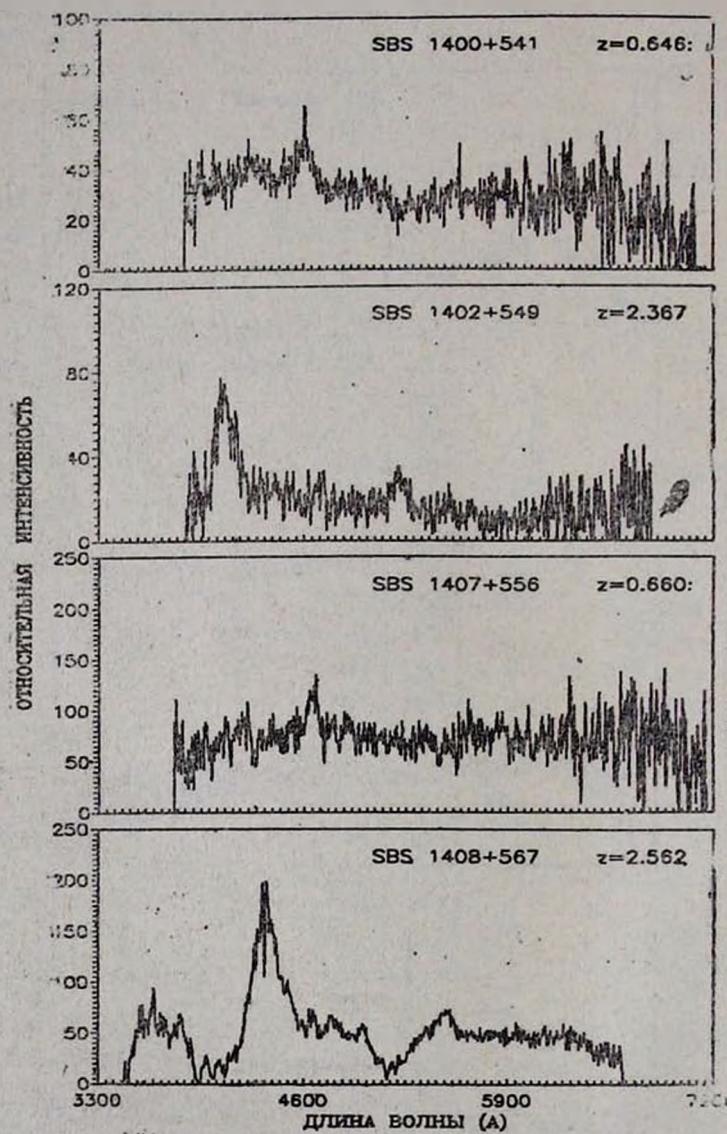


Рис. 2. Спектры квазизвездных объектов Второго Бюраканского спектрального обзора неба.

Из табл. 2 видно, что диапазон видимых величин заключен между $16^m < m_B < 18^m 5$. Диапазон красных смещений QSO $0.5 < z_{\text{сп}} < 3.2$, светимости заключены между $-23^m 4 < M_B < -29^m 3$.

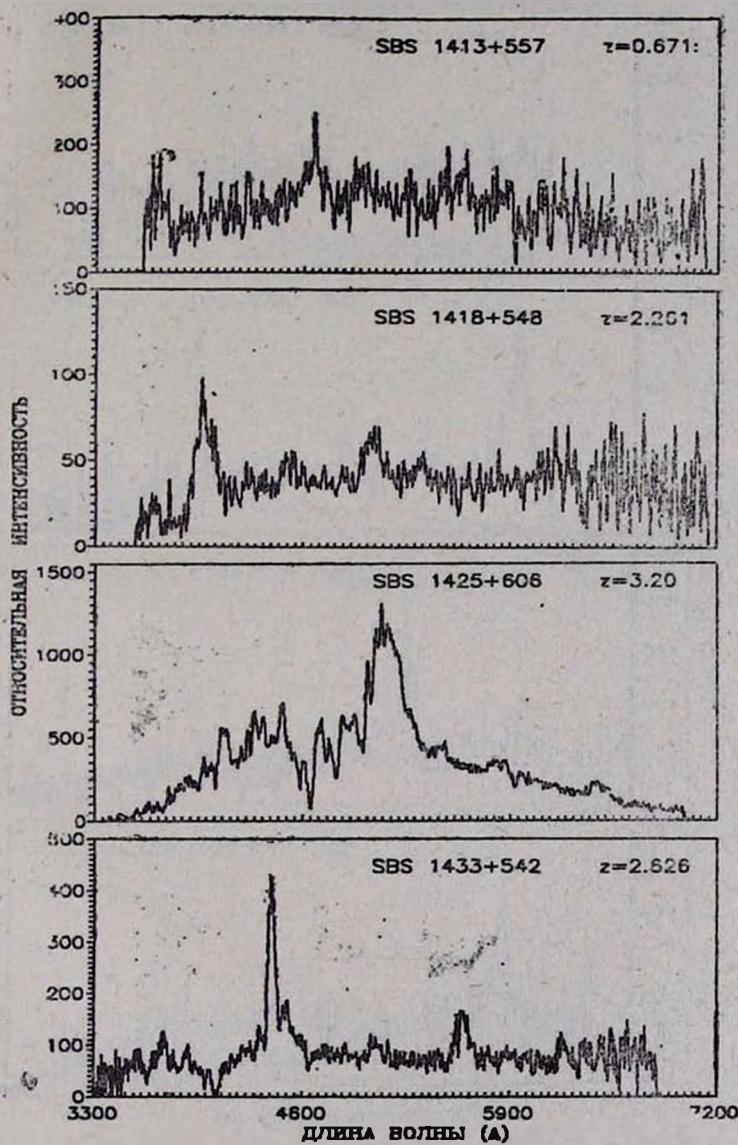


Рис. 3. Скены квазивзвездных объектов Второго Бюраканского спектрального обзора неба.

На рис. 1—5 приведены сканы 20 QSO, данные для SBS 1315+605 приведены в [5].

К статье прилагаются карты отождествления, отпечатанные с карт Паломарского обзора в синих лучах.

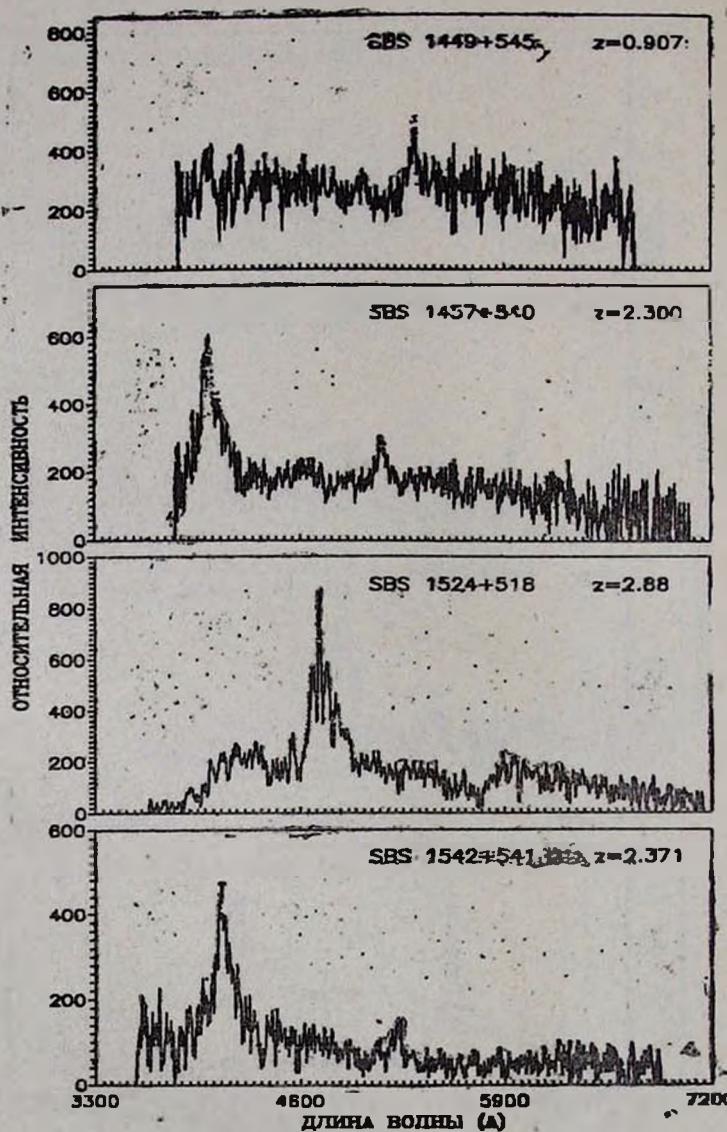


Рис. 4. Сканы квазизвездных объектов Второго Бюраканского спектрального обзора неба.

Краткие замечания к отдельным объектам таблиц 1 и 2.

1408+567—BAL QSO. В голубом крыле эмиссионных линий $L_4 + NV$ и CIV наблюдаются чрезвычайно широкие абсорбционные линии.

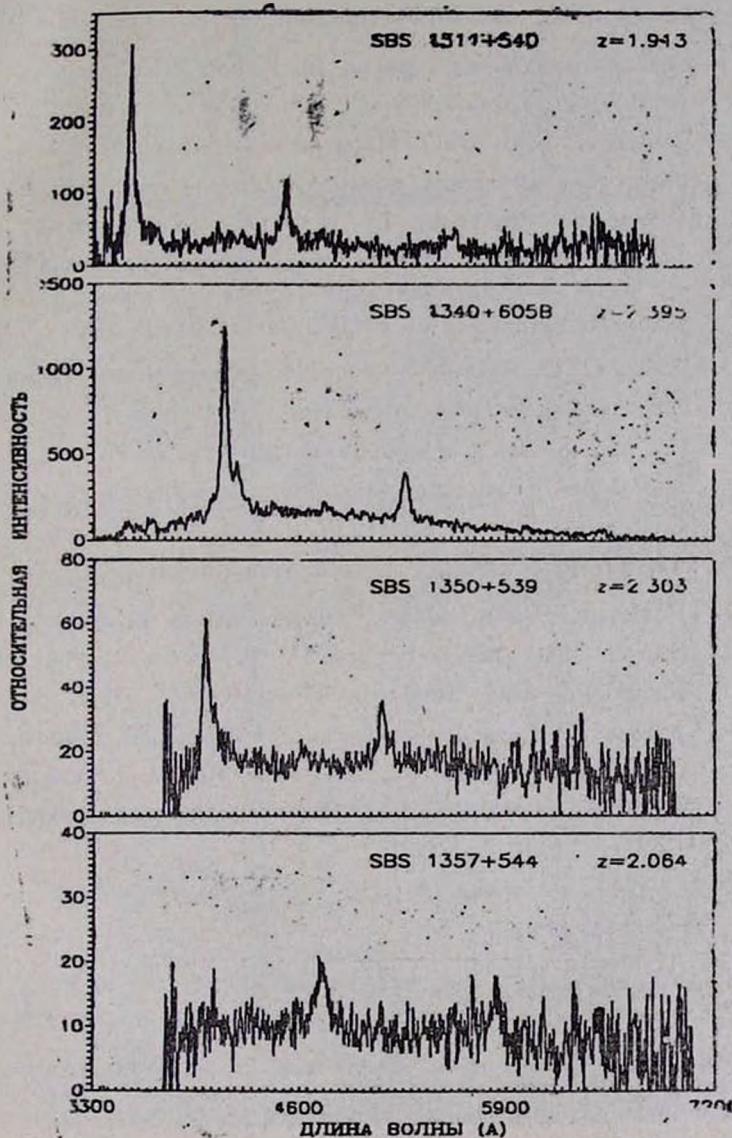


Рис. 5. Спектры квазизвездных объектов Второго Бюраканского спектрального обзора неба.

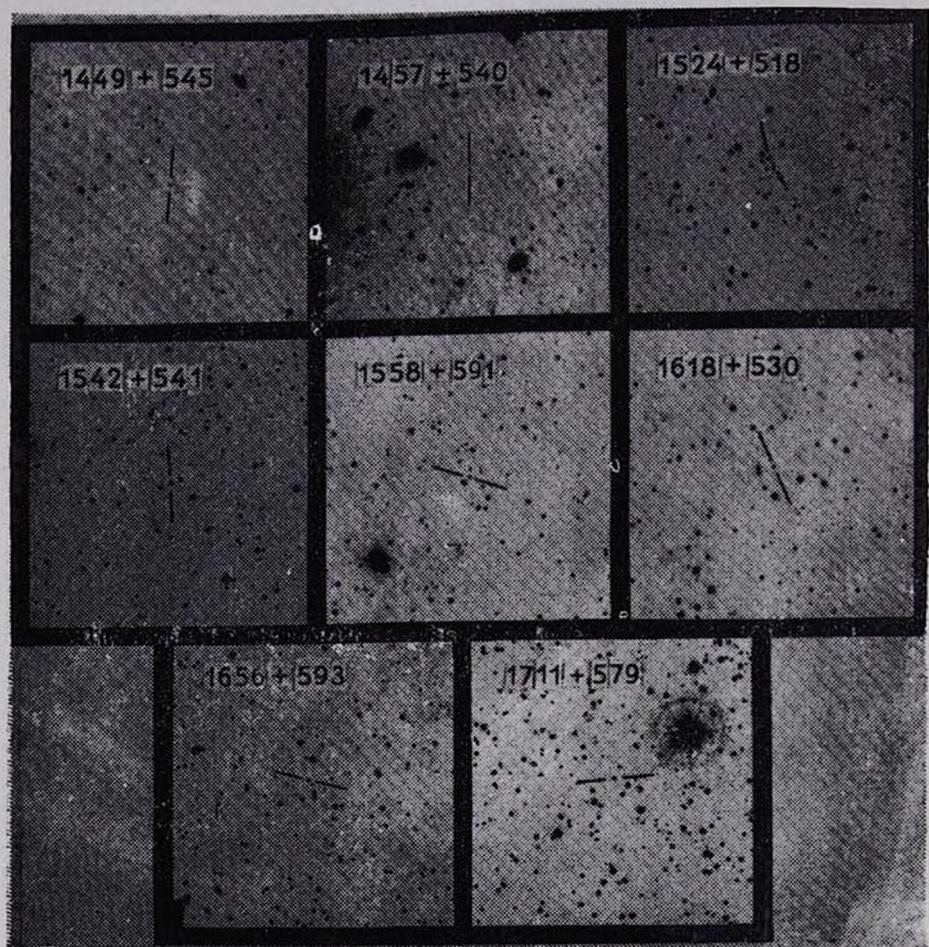
ния, почти нулевой интенсивности, с $FWHM = 20500$ км/с и $FWHM = 15000$ км/с, соответственно, которые имеют много-компонентные профили со скоростями от 12800 км/с до 32000 км/с относительно центрального источника. Часть данных об эмиссионных линиях взяты из работы [6], где дается более подробное описание спектра.

- 1413+557 — Спектр сильно недодержан. Возможен также вариант отождествления $z_{\text{эм}} = 2.018$.
- 1425+606 — Возможно BAL QSO. Профили линий $L_3 + \text{OVI}$ и $L_a + \text{NV}$ сильно блендируваны абсорбционными деталями. С коротковолновой стороны L_a наблюдаются широкие абсорбционные детали, которые разрешаются на компоненты с $\langle FWHM \rangle = 2500 \pm 500$ км/с и смешены относительно центрального источника от 6500 км/с до 30000 км/с.
- 1433+542 — Damp. QSO. Линия L_a состоит из двух компонентов, широкого пьедестала и узкого пика. С коротковолновой стороны L_a наблюдаются абсорбционные детали, при $\lambda_{\text{набл.}} = 4070$ наблюдалась сильная абсорбционная линия с $FWHM = 4700$ км/с. При $\lambda_{\text{набл.}} = 6230$ наблюдается эмиссионная линия, которую нам не удалось отождествить.
- 1524+518 — Возможно Damp. QSO. Исключительно интересный объект. Эмиссионные линии L_a и CIV изрезаны многочисленными абсорбционными линиями. Поэтому параметры линий определены неуверенно. С коротковолновой стороны L_a и CIV наблюдаются широкие абсорбционные детали, подобные линиям поглощения в BAL QSO, но малоконтрастные. CSO 755 [7].
- 1542+541 — С длинноволновой стороны L_a наблюдается сильная абсорбционная линия.
- 1558+591 — Линия С III находится на краю спектра, поэтому величины, приведенные в табл. 2, являются нижним пределом.
- 1618+530 — Линия L_a состоит из широкого и узкого компонентов. Наблюдается L_a -лес.
- 1656+593 — Возможно присутствует линия О III $\lambda_0 3047$ ($\lambda_{\text{набл.}} 4580$).
- 1711+579 — При $\lambda_{\text{набл.}} = 4420$ наблюдается узкая абсорбционная деталь.

КАРТЫ ОТОЖДЕСТВЛЕНИЯ

(в голубых лучах). Размеры 16' и 16'. Север сверху, восток слева.





К ст. Дж. А. Степаняна и др.

3. **Заключение.** Среди исследованных нами квазизвездных объектов у семи наблюдаются абсорбционные спектры, среди которых обнаружены: один BAL QSO SBS 1408 + 567, один кандидат в BAL QSO SBS 1425 + 606 и два кандидата в Damp. QSO, SBS 1433 + 542 и SBS 1524 + 518.

У SBS 1425 + 606 абсорбционные детали имеют полуширины, промежуточные между BAL QSO и QSO с $L_{\text{H}\alpha}$ -лесом.

Открыт еще 21 новый QSO. В общей сложности опубликованы результаты спектральных исследований о 116 QSO SBS обзора.

Бюраканская астрофизическая обсерватория

Специальная астрофизическая обсерватория

SPECTRAL INVESTIGATIONS OF THE SECOND BYURAKAN SKY SURVEY OBJECTS. STELLAR OBJECTS. V

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

The data for 21 quasistellar objects from the Second Byurakan Survey (SBS) located on the northern sky, which is bounded by $8^h < \alpha < 17^h$ and $+49^\circ < \delta < +61^\circ$ are given. The main parameters of emission lines and the other data for all QSO's and the scans of the 20 QSO's are presented. There are found two BAL QSO SBS 1408 + 567, SBS 1425 + 606 and two Damp. QSO SBS 1433 + 542, SBS 1524 + 518.

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. Дж. А. Степанян, В. А. Липовецкий, А. И. Шаповалова, Л. К. Ерастова, В. О. Чавушян, Астрофизика, 33, 351, 1990.
4. Дж. А. Степанян, В. А. Липовецкий, В. О. Чавушян, Л. К. Ерастова, А. И. Шаповалова, Астрофизика, 34, 5, 1991.
5. Б. Е. Маркарян, В. А. Липовецкий, Дж. А. Степанян, Астрофизика, 19, 29, 1983.
6. В. Л. Афанасьев, Л. К. Ерастова, В. А. Липовецкий, Е. А. Назаров, Дж. А. Степанян, А. И. Шаповалова, Сообщ. Спец. астрофиз. обсерв. АН СССР, 81, 62, 1989.
7. N. Sanduleak, P. Peacock, Astrophys. J. Suppl. Ser., 70, 173, 1989.

УДК 524.31.01—355

ЗАПРЕЩЕННЫЕ ЛИНИИ В СПЕКТРЕ Р Сyg

Г. Л. ИСРАЕЛЯН, М. де ГРУТ

Поступила 18 декабря 1990

Принята к печати 30 марта 1991

В работе обсуждается образование запрещенных линий [Fe II] прямоугольного профиля и линий [N II] с параболическим профилем, которые наблюдали Штаал и др. Мы показали, что линии [N II] образуются на расстояниях $r > 100 R_{\odot}$, а линии [Fe II] на $r > 300 R_{\odot}$ от звезды, и оценили также физические параметры в звездном ветре Р Сyg.

1. *Введение.* Сверхгигант Р Сyg был открыт в 1600 г. Блао и был классифицирован как новая. Видимая звездная величина возросла до 3^м и оставалась на этом уровне в течение шести лет. С тех пор $m_V = 4.8$ [1], и происходят неправильные вариации блеска. Существование в спектре Р Сyg эмиссионных линий с коротковолновыми абсорбционными компонентами дало основание допустить, что вокруг звезды имеется расширяющаяся газовая оболочка. Спектр Р Сyg характеризуется как B1 Ia или B1 eq [2]. Абсолютная звездная величина Р Сyg определена де Грутом [3] и Хачингсом [4]. Амбарцумян и др. [5], определив ультрафиолетовый избыток цвета, оценили расстояние от звезды $d = 1.8 \pm 0.7$ кпк и показали, что покраснение звезды меньше, чем предполагалось. Согласно [6], у Р Сyg $T_{eff} = 1.93 \cdot 10^4 \pm 2000$ К, $R = 76 \pm 14 R_{\odot}$, $M = 30 \pm 10 M_{\odot}$ (если предположить, что звезда находится в стадии возгорания гелиевого ядра). Пионерские работы Струве [7], Билса [8] и других авторов показали, что истекающая из звезды материя ускоряется во всей наблюдаемой области, так как линии низкого возбуждения, которые, по всей вероятности, формируются на самых высоких уровнях, систематически имеют более высокие скорости истечения. При линейном законе изменения скорости с высотой, принятом ван Блеркомом [9], удалось согласовать вычисленные профили бальмеровских эмиссионных линий с их наблюдаемыми профилями.

Согласно Уайту и Беккеру [10], скорость потери массы у P Cyg порядка $1.5 \cdot 10^{-6} M_{\odot}/\text{год}$, что в 10 раз больше, чем у нормальных сверхгигантов класса B1. Скорость вещества на большом расстоянии от звезды $\sim 206\text{--}300 \text{ км/с}$, т. е. примерно в семь раз меньше, чем у сверхгигантов ранних спектральных классов. Имея в виду это различие, приходится допустить, что механизм, ответственный за истечение материи от P Cyg, совершенно отличен от механизмов, действующих у других звезд с потерей массы.

Кроме непрерывного истечения материи, от P Cyg отрываются еще и дискретные оболочки. Первый анализ этих оболочек был проведен де Грутом [3], который нашел три коротковолновых компонента у бальмеровских линий. Иногда линии водорода и гелия имеют до 6 компонентов, в то время как линии однократно ионизованных металлов показывают максимум два компонента. Возможное объяснение этого явления было дано Лаймерсом и др. [11]. Различия в ускорениях и количестве (для бальмеровских линий 0.6 см/с^2 , для линий железа 0.17 см/с^2) наблюдаемых оболочек обусловлены различием их масс. Так, менее массивные оболочки можно наблюдать только в бальмеровских линиях и в линиях гелия. Они ускоряются быстрее, чем более массивные оболочки, которые можно наблюдать также в линиях Fe II и др. Средняя частота отрыва оболочек равна 6 об/год, а масса оболочек порядка $10^{-5} M_{\odot}$ [12].

2. Связь между звездами типа P Cyg и S Dor. По многим характеристикам P Cyg напоминает звезды типа S Dor. Эти звезды являются горячими сверхгигантами ранних классов, окруженными холодными ($T = 8000\text{--}10000 \text{ К}^{\circ}$), плотными ($N = 10^{10} \text{ см}^{-3}$), медленно расширяющимися ($V = 100\text{--}200 \text{ км/с}$) оболочками [13]. Скорость потери массы во время максимума блеска равна $10^{-4} M_{\odot}/\text{год}$ и в 100 раз меньше во время минимума блеска. Изучению физических свойств звездного ветра и оболочек звезд типа S Dor посвящено много работ [13, 14, 17].

Согласно Лаймерсу [15], звезды типа P Cyg относятся к типу S Dor в спокойном состоянии. Основные спектроскопические особенности звезд типа P Cyg и S Dor можно объяснить, исходя из теории расширяющихся звездных атмосфер. Закон изменения скорости в звездном ветре S Dor очень похож на этот закон для P Cyg, определенный Уотерсом и Весселиусом [16] на основе распределения энергии в инфракрасном диапазоне спектра, а также ван Блерком по бальмеровским линиям.

Многие линии у звезд типа S Dor, как у P Cyg, имеют несколько коротковолновых компонентов. Например, быстрый ($V = 260 \text{ км/с}$) коротковолновый компонент в спектре звезды R 127 приписывается об-

лочке, оторванной в ранних стадиях эволюции, когда звезда была похожа на Р Cyg [13]. Но звезды типа S Dor и Cyg имеют разные скорости потери массы и частоту отрыва оболочек.

3. Запрещенные линии в спектре Р Cyg. Запрещенные линии ионизованного железа были найдены в спектрах многих звезд типа S Dor [17, 18]. Во время минимума блеска спектр характеризуется большим количеством линий [Fe II], в максимуме же блеска доминируют бальмеровские эмиссионные линии. Разрешенные линии Fe II имеют коротковолновые компоненты.

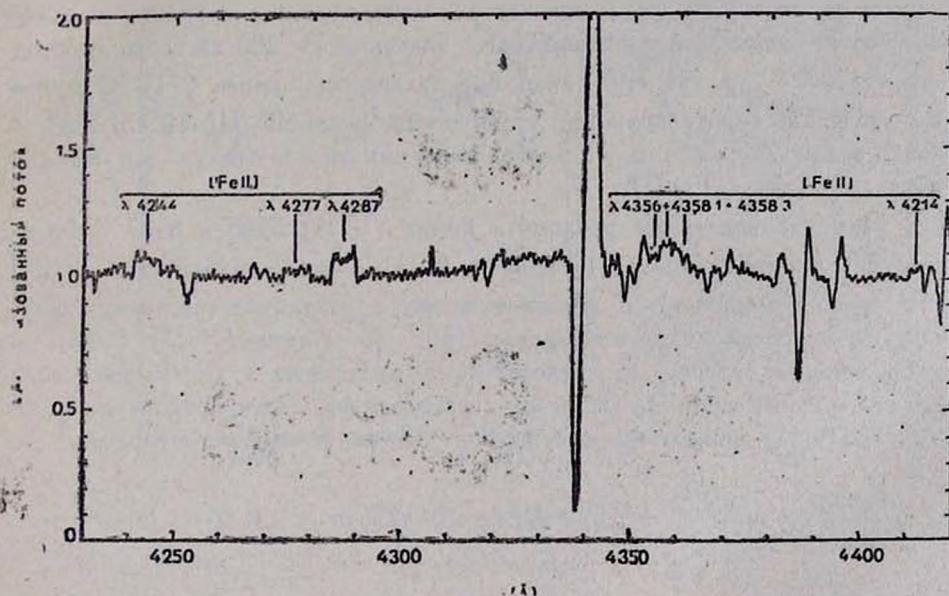


Рис. 1. Линии [Fe II] прямоугольного профиля.

Последние CCD-наблюдения Р Cyg [19] показали существование запрещенных линий [Fe II] и [N II] 5755 Å. Анализируя спектр, нам удалось обнаружить еще и линии [Fe II] 4508, 4356, 4358, 5375, 5270, 5220 Å, [N II] 6548, 6583 Å. Все линии [Fe II] имеют прямоугольный профиль, а линии [N II] — параболический. Очевидно, что линии [Fe II] возникают в сферически-симметричном слое, расширяющемся с постоянной скоростью ~ 230 км/с. На рис. 1 показан спектр Р Cyg в диапазоне 4200—4420 Å. Нам также удалось найти линии [Fe II] на спектрограммах, полученных М. де Грутом в 1942 г.

Согласно Виотти [20], отношение интенсивности линий [Fe II] 4244 Å и Fe II 4233 Å может служить для оценки температуры T и концентрации N в оболочке. Анализируя все возможные физические механизмы, приводящие к возникновению линий [Fe II], мы заключили, что эти линии возникают в звездном ветре на расстоянии $r > 300 R$ ($W < 10^{-5}$), с температурой $T \sim 10^4$ и с концентрацией $\sim 10^6 \text{ см}^{-3}$. Здесь R представляет собой радиус Р Сиг. Очевидно, что на таком расстоянии от звезды для ионов [Fe II] имеет место небулярный режим. И тогда при $W < 10^{-5}$, $N \cdot T^{-\frac{1}{2}} \ll 10^7$, где W — фактор дилюции, равный $W = (R/r)^3$ при $r \gg R$. Это также следует из результатов недавней работы [25], согласно которой терминальная скорость в звездном ветре достигает максимального значения $\sim 200 \text{ км/с}$ на расстоянии $\sim 300 R$, а не $30R$, как предполагалось ранее [11]. Отметим, что смещение коротковолновых компонентов линий Fe III 5127 и 5153 Å тоже равно 230 км/с , и, следовательно, они рождаются в той же оболочке, где линии [Fe II].

Нам удалось также различить линии [N II] 6548 и 6583 Å, которые бландированы мощными крыльями H_{α} . Как было показано в [21], эти крылья возникают в звездном ветре, в результате рассеяния фотонов на максвелловских электронах (рис. 2). Линии [N II] имеют параболический профиль и, следовательно, возникают в тех частях звездного ветра, где скорость меняется с расстоянием. Если предположим, что линии [N II] рождаются в одном и том же объеме, то отношение

$$\frac{I(6548) + I(6583)}{I(5755)} = 7.53 \exp(2.5 \cdot 10^4 / T) / (1 + 2.7 \cdot 10^{-3} \cdot N \cdot T^{-\frac{1}{2}})$$

может служить для определения N , если известно T [22]. Согласно модели Дрю [23], температура на расстоянии $r \gtrsim 100 R$, порядка $T = 8000-10000 \text{ К}$. Это отношение в спектре Р Сиг равно 1.125 и при $T = 10^4 \text{ К}$ приводит к величине концентрации $N = 3.2 \cdot 10^6 \text{ см}^{-3}$, что хорошо согласуется с результатами радионаблюдений [12]. Отметим, что полуширина линии 5755 Å меньше 180 км/с , что тоже в свою очередь указывает на то, что линии [N II] образуются на $r > 100 R$. [25].

Таким образом, согласно нашей гипотезе, линии [N II] рождаются в объеме $100 \cdot R < r < 300 \cdot R$, где скорость меняется с расстоянием. Линии ионизованного железа возникают в оболочке на расстоянии $r > 300 R$, которая имеет скорость $\sim 230 \text{ км/с}$.

В заключение отметим, что линии [N II] были найдены в спектрах семи звезд ранних классов с эмиссионными линиями в Большом Магеллановом Облаке [24]. Было показано также, что существование линий [N II] в спектрах горячих звезд с эмиссионными линиями не есть что-то необычное, а является общей чертой этих звезд. С этой точки

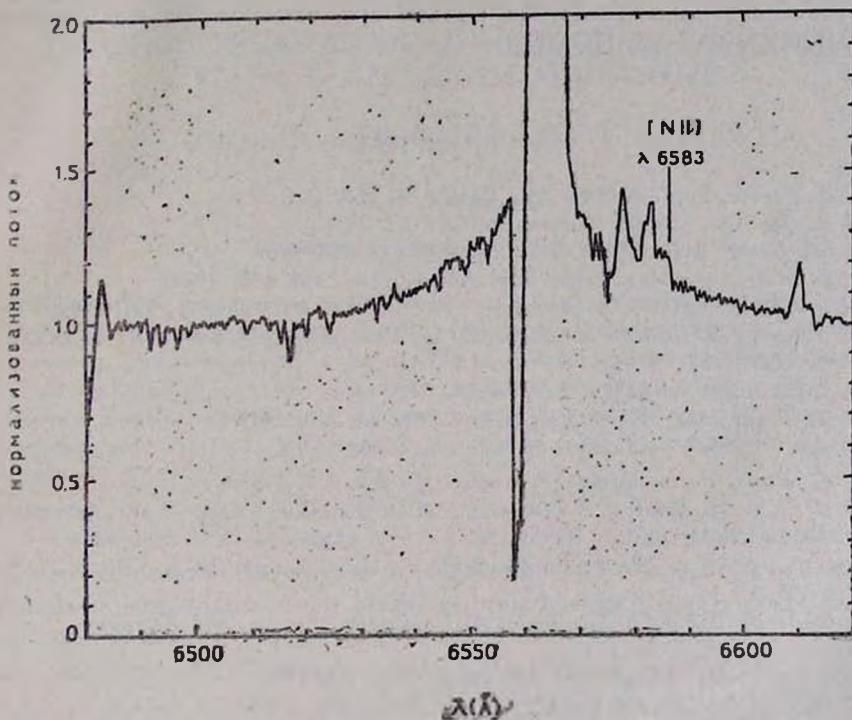


Рис. 2. Линии [N II] бланкированы мощными крыльями H_{α} .

зрения неудивительно, что эти линии существуют также в спектре Р Cyg. Вышеупомянутое отношение линий [N II] у звезды S Dor равно 1.2, что не очень отличается от Р Cyg и указывает на сходство внешних частей звездного ветра Р Cyg и S Dor. Интересно, что у звезд типа S Dor линии [Fe II] имеют параболический профиль, а линии [N II]—прямоугольный. Это различие может быть обусловлено эволюционными причинами.

Выражаем благодарность д-ру О. Штаалу за предоставление спектров Р Cyg.

Бюраканская астрофизическая обсерватория

Армаская обсерватория (Сев. Ирландия)

FORBIDDEN LINES IN P CYG SPECTRA

G. L. ISRAELIAN, M. DE GROOT

We discussed the origin of the flat-topped [Fell] lines and almost parabolic [NII] lines in the spectrum of P Cyg found recently by O. stahl et. al. We found, that the lines [NII] are formed at $r > 100R_*$, and the [Fell] lines at $r > 300 R_*$ and also estimate physical parameters of P Cygni's stellar wind.

ЛИТЕРАТУРА

1. *J. D. Fernie*, Publ. Astron. Soc. Pacif., 81, 168, 1961.
2. *H. L. Johnson*, Lowell. Observ. Bull., 4, 37, 1958.
3. *M. de Groot*, Bull. Astron. Inst., Netherl., 20, 225, 1969.
4. *J. B. Hutchings*, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., 144, 235, 1969.
5. *V. A. Ambartsumyan, L. Mirzagan, T. P. Snow*, Astrophys. J., 227, 519, 1979.
6. *H. J. G. L. M. Lamers, M. de Groot, A. Cassatella*, Astron. and Astrophys., 128, 299, 1983.
7. *O. Struve*, Astrophys. J., 81, 66, 1935.
8. *C. S. Beals*, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., 95, 580, 1935.
9. *D. van Blerkom*, Astrophys. J., 221, 186, 1978.
10. *R. L. White, R. H. Becker*, Astrophys. J., 262, 657, 1982.
11. *H. J. G. L. M. Lamers, P. Korevaar, A. Cassatella*, Astron. and Astrophys., 149, 29, 1985.
12. *Van den Oord et. al.*, Radio Stars, ed. R. M. Hjellming, D. M. Gibson, 1985, p. 111.
13. *B. Wolf, O. Stahl, J. Smolná*, *A. Cassatella*, Astron. and Astrophys. Suppl. Ser., 74, 239, 1988.
14. *Leitherer et. al.*, Astron. and Astrophys., 153, 168, 1985.
15. *H. J. G. L. M. Lamers*, IAU Symp. no. 116, 1985, p. 157.
16. *L. B. F. M. Waters, P. P. Wesselius*, Astron. and Astrophys., 155, 104, 1986.
17. *F. J. Ziegler*, Physics of Formation of Fell Lines Outside LTE, ed. R. Viotti et. al., 1988, p. 125.
18. *B. Wolf, O. Stahl, M. de Groot, C. Sterken*, Astron. and Astrophys., 99, 351, 1981.
19. *O. Stahl, H. Mandel, Th. Szeifert, B. Wolf, F. Zhao*, Astron. and Astrophys., 1991 (in press).
20. *R. Viotti*, Astrophys. J., 234, 293, 1976.
21. *A. P. Bernat, D. L. Lambert*, Publ. Astron. Soc. Pacif., 90, 520, 1978.
22. *D. E. Osterbrock*, Astrophysics of Gaseous Nebulae, Freeman and Company, San Francisco, 1974.
23. *J. E. Drew*, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., 217, 867, 1985.
24. *O. Stahl, B. Wolf*, Astron. and Astrophys., 158, 371, 1986.
25. *Pauldrach A. W. A., J. Puls*, Astron. and Astrophys., 237, 409, 1990.

УДК: 524.313:520.85

СИЛЬНОЕ УВЕЛИЧЕНИЕ ЛИНЕЙНОЙ ПОЛЯРИЗАЦИИ RZ Psc В ГЛУБОКОМ МИНИМУМЕ

Н. Н. КИСЕЛЕВ, Н. Х. МИНИКУЛОВ, Г. П. ЧЕРНОВА

Поступила 21 февраля 1991

Принята к печати 15 марта 1991

Приводятся результаты фотометрических и поляриметрических наблюдений быстрой неправильной переменной RZ Psc. Обнаружена высокая степень линейной поляризации, достигающая 6% в полосе V , во время глубокого алголеподобного минимума ($\Delta V \approx 2^m$), зарегистрированного в начале сентября 1989 г. Этот феномен является важным аргументом в поддержку модели, согласно которой слабое голубое излучение подобных звезд вызывается рассеянием света на пылинках околозвездных оболочек.

1. *Введение.* Настоящая статья является продолжением фотометрических и поляриметрических исследований молодых звезд с алголеподобными непериодическими ослаблениями блеска [1—4]. В предыдущих работах, в полном соответствии с предсказанием [5], было обнаружено значительное увеличение линейной поляризации в глубоких минимумах блеска звезд UX Ori, WW Vul, BF Ori и CQ Tau. Тем самым подтвердилась гипотеза Гринина [5], что источником голубого излучения, наблюдаемого в минимумах блеска, является излучение звезды, рассеянное на пылинках околозвездной оболочки.

Ниже мы приводим результаты фотометрических и поляриметрических наблюдений RZ Psc, выполненных в 1987—1989 гг. В ходе наблюдений зарегистрировано глубокое ослабление блеска, во время которого существенно изменились параметры линейной поляризации.

2. *Общие сведения.* По данным [6] RZ Psc обозначена как быстрая неправильная переменная (ISB) позднего спектрального класса (K0 IV) с изменением блеска в полосе V от 11^m29 до 13^m82 . Фотоэлектрические наблюдения звезды проводились несколькими авторами [7—13]. Для RZ Psc, так же, как и для UX Ori, WW Vul, BF Ori

и СQ Тац, отмечен неоднозначный характер изменений показателей цвета с ослаблением блеска [11, 13]. Кардополов и др. [12] и Пугач [13] указывают на возможность колебания блеска звезды с периодом $\sim 12^d 7$. Зайдева [11] отмечает, что лишь минимумы слабее 13^m удовлетворяют периоду $12^d 67$. Венцель [8] не подтвердил этот период.

Просмотр литературных данных показал, что поляризационные наблюдения RZ Psc до сих пор никем не проводились.

RZ Psc занимает особое место среди исследуемых нами неправильных переменных, так как отличается от них по некоторым признакам: 1) звезда находится далеко в стороне от областей звездообразования, где нет заметного межзвездного поглощения ($E_{B-V} \leq 0^m 05$) [13]; 2) спектральный класс более поздний и спектр не имеет эмиссий [14]; 3) продолжительность глубоких минимумов обычно не больше двух дней [11].

Отсутствие эмиссий в спектре указывает на то, что либо у звезды газовая оболочка вовсе отсутствует, либо она очень разрежена, и в глубоких минимумах её вклад должен быть пренебрежимо мал. Как отмечает Зайдева [11], глубокие ослабления блеска звезды могут быть обусловлены изменением экстинкции на луче зрения. Едва заметный инфракрасный избыток [15] и небольшая продолжительность глубоких минимумов блеска означают, что пылевая оболочка звезды не очень плотная, а вращающиеся вокруг RZ Psc пылевые облака должны иметь небольшие размеры и (или) быть расположеными довольно близко к звезде.

Для изучения причины возникновения голубого излучения в глубоких минимумах RZ Psc мы провели одновременные фотометрические и поляриметрические наблюдения.

3. Наблюдения. Наблюдения RZ Psc проводились в Крымской астрофизической обсерватории АН СССР и в обсерватории Санглок Института астрофизики АН Тадж. ССР. В качестве звезды сравнения использовалась звезда № 1 [16], имеющая *UBVR*-фотометрию. Её величина и показатели цвета, определенные нами по стандартам из работ [17, 18], составляют: $V = 12^m 04 \pm 0^m 01$, $U - B = 0^m 73 \pm 0^m 05$, $B - V = 1^m 03 \pm 0^m 01$, $V - R = 0^m 79 \pm 0^m 01$, $V - I = 1^m 39 \pm 0^m 02$.

В Крыму наблюдения осуществлялись на 1.25-м телескопе АЗТ-11 с помощью *UBVRI*-фотометра-поляриметра [19, 20]. Максимальные ошибки фотометрических наблюдений составили $0^m 08$ в полосе *U* и $0^m 02$ в остальных полосах.

Наблюдения на Санглоке выполнялись на фотометре-поляриметре 1-м телескопа [21]. Зарегистрирован глубокий минимум, во время ко-

торого измерена поляризация в полосах V и R . Случайные ошибки фотометрических наблюдений RZ Psc в ярком состоянии не превышают $0.^m01$ во всех полосах, а в минимуме блеска составили $0.^m05$ в фильтре U и $0.^m02$ в остальных фильтрах. Результаты наблюдений RZ Psc представлены на рис. 1—3 и в табл. 1—3.

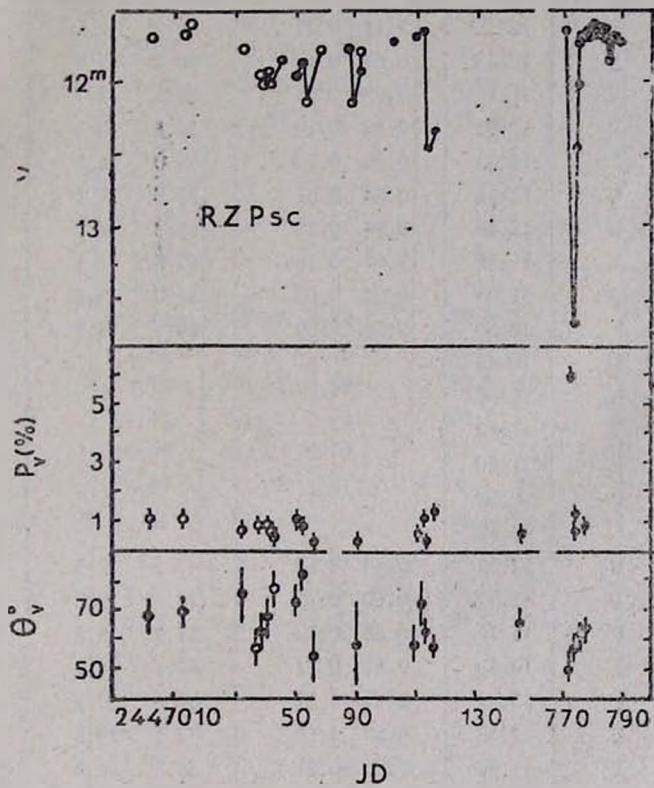


Рис. 1. Изменение блеска, степени поляризации и позиционного угла RZ Psc в полосе V в 1987—1989 гг. (○—Крымские наблюдения, ●—наблюдения на Сан-Джо).

На рис. 1 показаны изменения блеска RZ Psc, степени линейной поляризации и позиционного угла в полосе V . При колебаниях блеска от $11.^m6$ до $12.^m5$ степень линейной поляризации звезды составляла 0.3 — 1.3% и, вероятно, некоторая часть её относится к межзвездной. Позиционный угол в этом случае изменялся в пределах 50° — 80° . В глубоком минимуме (для среднего момента наблюдений $JD=2447773.27$) блеск звезды составил $13.^m82$, степень поляризации достигла $P_v=6.01\pm$

Таблица 1

ФОТОМЕТРИЯ И ПОЛЯРИМЕТРИЯ RZ Psc (КРЫМ)

JD (244700+...)	Фильтр	m	$P \pm \sigma_p, \%$	$\theta \pm \sigma_\theta$	Примечания
1	2	3	4	5	6
002.52	U	12 ^m 72	1.14 ± 0.42	68° 4' ± 10° 1'	
	B	12.48	0.67 0.12	66.4 5.0	
	V	11.70	0.98 0.27	66.6 7.7	
	R	11.04	0.83 0.10	66.5 3.3	
	I	10.55	0.88 0.14	59.0 4.5	
013.51	U	12.61	0.34 0.31	71.8 21.1	
	B	12.43	0.76 0.12	66.3 4.7	
	V	11.66	1.07 0.16	67.8 4.1	
	R	11.05	0.84 0.08	61.0 2.6	
	I	10.59	0.78 0.09	69.5 3.3	
014.52	U	12.46			
	B	12.36			
	V	11.62			
	R	11.00			
	I	10.58			
033.54	U	12.82			
	B	12.57	0.52 0.18	47.2 9.5	
	V	11.77	0.60 0.22	74.5 9.8	
	R	11.10	0.63 0.12	57.3 5.5	
	I	10.60	0.62 0.11	59.2 4.9	
039.47	U	13.31	0.97 0.37	38.6 10.5	
	B	12.89	0.24 0.20	47.5 19.5	
	V	11.96	0.85 0.21	56.9 6.9	
	R	11.21	0.91 0.07	56.5 2.3	
	I	10.67	0.71 0.10	65.3 3.9	
040.49	U	13.40	1.19 0.30	60.3 7.0	
	B	12.96	0.83 0.16	56.7 5.3	
	V	12.01	0.96 0.19	61.3 5.7	
	R	11.26	1.00 0.08	61.9 2.3	
	I	10.70	1.00 0.16	56.5 4.5	
041.48	U	13.20	1.32 0.41	46.6 8.6	
	B	12.80	0.57 0.19	50.4 9.4	
	V	11.92	0.83 0.21	66.9 7.0	

Таблица 1 (продолжение)

1	3	3	4	5	6
041.48	R	11 ^m 19	0.71 ± 0.09	59° 7 ± 3° 7	
	I	10.66	0.73 0.14	61.8 5.6	
042.50	U	13.45	0.42 0.37	49.3 21.0	
	B	13.00	0.77 0.16	53.9 5.8	
	V	12.03	0.57 0.17	75.1 8.5	
	R	11.28	0.86 0.09	62.7 2.9	
	I	10.71	0.89 0.10	55.6 3.2	
044.47	U	13.03			
	B	12.73			
	V	11.89			
	R	11.22			
	I	10.74			
054.45	U	13.42	0.37 0.44	90.6 25.0	
	B	12.96	0.71 0.20	54.9 7.8	
	V	12.15	0.52 0.30	70.0 15.2	
	R	11.44	0.76 0.10	68.1 3.7	
	I	10.91	0.82 0.10	64.2 3.6	
057.46	U	12.80	0.47 0.27	60.1 15.0	
	B	12.58	0.19 0.11	54.4 14.9	
	V	11.81	0.45 0.22	64.1 12.80	
	R	11.17	0.57 0.10	76.5 4.9	
	I	10.67	0.47 0.09	68.5 5.4	
090.45	U	13.51			
	B	13.12			
	V	12.16			
	R	11.43			
	I	10.85			
091.42	U	12.90			Облака
	B	12.66			
	V	11.84			
	R	11.19			
	I	10.71			
162.17	U	12.87	0.39 0.46	76.5 25.8	
	B	12.53	0.24 0.16	81.0 16.7	
	V	11.74	0.56 0.19	71.2 9.6	
	R	11.11	0.40 0.08	66.3 5.8	
	I	10.62	0.60 0.11	60.6 5.1	

Таблица 1 (окончание)

1	2	3	4	5	6
163.21	U	12 ^m 76			
	B	12.51			
	V	11.76			
	R	11.09			
	I	10.61			
168.21	U	13.45	0.76 0.32	82.2 \pm 12.1	Циркусы
	B	13.16	0.86 0.14	93.5 4.5	
	V	12.33	0.49 0.19	89.2 11.1	
	R	11.63	0.64 0.10	86.6 4.2	
	I	11.13	0.68 0.15	88.2 6.4	
407.39	U	13.07			
	B	12.82			
	V	12.08			
	R	11.42			
	I	10.94			

0.43%, а позиционный угол при этом оказался равным $\theta_v = 50^\circ \pm 2^\circ$. В эту ночь наблюдения RZ Psc в фильтре *V* проводились в течение 2-х часов, блеск звезды изменился от 13^m90 до 13^m75. Продолжительность минимума составила примерно 2 дня. При выходе из минимума наблюдалось увеличение позиционного угла плоскости поляризации.

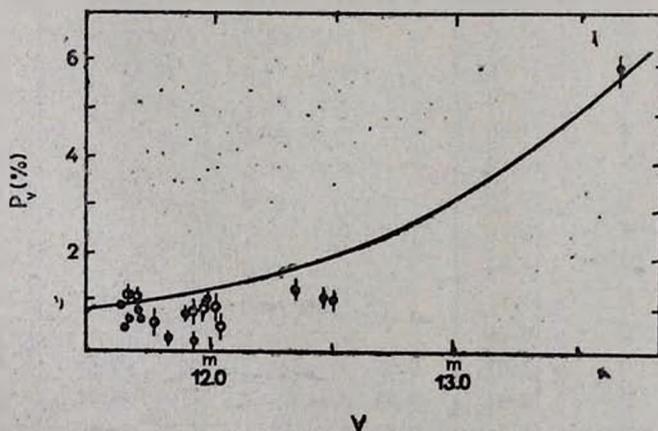


Рис. 2. Зависимость поляризации RZ Psc от блеска в полосе *V* (○—Крымские наблюдения, ●—наблюдения на Санглаоке). Сплошная кривая соответствует модельным расчетам [2].

Таблица 2

ФОТОМЕТРИЯ RZ Psc (САНГЛОК)

JD (2447000+...)	<i>U-B</i>	<i>B-V</i>	<i>V</i>	<i>V-R</i>	<i>V-I</i>	Примечания
						1
1	2	3	4	5	6	7
051.35	0 ^m .27	0 ^m .82	11 ^m .97	0 ^m .69	1 ^m .18	
051.37	0.30	0.81	11.95	0.66	1.26	
052.35	0.22	0.80	11.91	0.64	1.15	
052.37	0.21	0.80	11.91	0.65	1.20	
057.34	0.12	0.77	11.83	0.62	1.13	
088.23	0.27:	0.85:	11.78:	0.70:	1.20:	Циркус (пелена)
091.26	0.26	0.79	11.93	0.67	1.18	
102.24	0.17	0.72	11.71	0.61	1.03	
111.30	0.15	0.74	11.68	0.60	1.08	
113.24	0.14	0.75	11.66	0.61	1.05	
114.25			12.5:			
116.25	0.38	0.92	12.34	0.81	1.45	
146.10			11.72			
744.42			11.64			
745.41			11.65			
746.39			11.64			
747.38			11.66			
748.36			11.65			
749.37			11.69			
750.38			11.65:			Циркус (пелена)
752.39			11.71			
753.36			11.64			
754.41			11.63			
755.37			11.64			
756.41			11.64			
772.23			11.64			
773.47	0.14	0.81	13.67	0.72	1.33	
774.21	0.28	0.88	12.46	0.75	1.27	
774.43	0.15	0.77	11.99	0.65	1.12	
775.30	0.19	0.73	11.70	0.59	0.93	
776.22			11.66			
777.19			11.66			
778.21			11.65			
779.19			11.66			

Таблица 2 (окончание)

1	2	3	4	5	6	7
780.21			11 ^m 60			
781.19			11.65			
782.19			11.65			
783.19			11.62			
784.19			11.61			
785.31			11.68			
786.16			11.87			
787.23			11.66			
788.18			11.71			
789.22			11.90			
800.27			11.68			

Таблица 3

ПОЛЯРИМЕТРИЯ RZ ρ_{Sc} (САНГЛОСК)

ID (2447000+...)	Фильтр	$P \pm \sigma_p$, %	$\theta \pm \sigma_\theta$	V
051.35	V	1.04 ± 0.19	72° 4 ± 5°.3	11 ^m 7
052.32	V	0.82 0.18	81.1 6.2	11.91
053.33	V	0.67 0.16	59.9 7.1	
057.41	V	0.31 0.15	52.9 13.9	11.83
091.23	V	0.23 0.16	56.9 19.8	11.93
111.09	V	0.67 0.11	56.8 4.8	11.68
113.21	V	0.46 0.11	70.2 7.0	11.66
114.32	V	1.16 0.19	61.2 4.8	12.5:
116.21	V	1.93 0.14	59.2 3.0	12.34
146.10	V	0.69 0.12	66.3 5.1	11.72
753.43	R	1.19 0.23	64.2 5.5	11.64
773.27	V	6.01 0.43	49.8 2.0	13.82
773.40	R	5.24 0.61	50.5 3.3	
774.26	V	1.26 0.22	53.1 5.0	12.46
774.30	B	1.56 0.23	52.7 4.2	
774.38	R	1.38 0.38	65.1 7.9	
775.27	V	0.79 0.14	59.1 5.1	11.70
776.25	V	0.93 0.13	62.4 4.0	11.66

Зависимость поляризации—блеск (рис. 2) напоминает соответствующие зависимости, полученные для UX Ori, WW Vul, BF Ori и CQ Tau. Нелинейный характер этих зависимостей хорошо объясняется в рамках модели рассеяния излучения звезд на околозвездных пылевых оболочках [1—4].

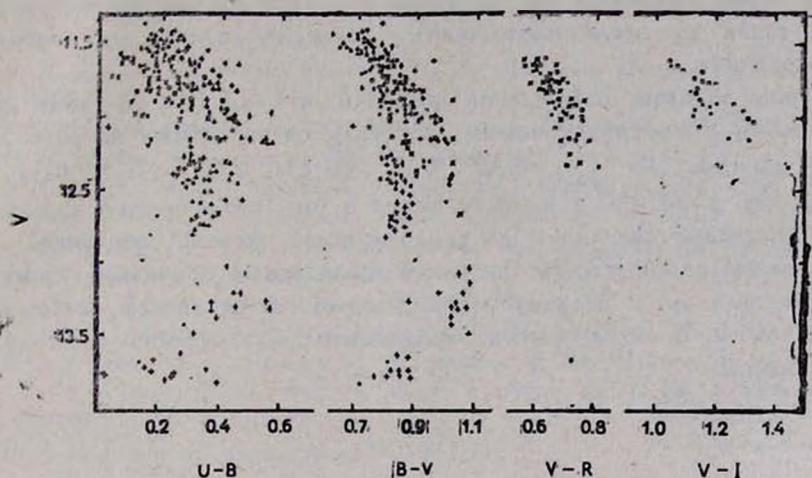


Рис. 3. Диаграмма цвет—величина для RZ Psc по наблюдениям в Крыму —○, на Санглокае —●, по данным Зайцевой [11] —+ и Пугача [13] —×.

На рис. 3 показана диаграмма цвет—величина, построенная на основе данных [11, 13] и наших наблюдений. Как видно из этого рисунка, наши данные находятся в хорошем согласии с данными UBV -фотометрии Зайцевой [11] и $UBVR$ -наблюдениями Пугача [13]. Эта диаграмма практически не отличается от аналогичных диаграмм ранее изученных звезд и является типичной для звезд этого класса.

4. Обсуждение. Согласно работе [5], голубое излучение в глубоких алголеподобных ослаблениях неправильных переменных обусловлено рассеянием излучения в пылевой оболочке, когда звезда вкрапливается вращающимися вокруг неё непрозрачными пылевыми облаками. Рассеянное излучение в этом случае должно быть линейно поляризовано. Действительно, фотометрические и поляриметрические наблюдения RZ Psc показали увеличение линейной поляризации до 6% во время глубокого минимума. Этот результат является важным аргументом в пользу модели, предложенной в работе [5], и одновременно означает, что пылевая

оболочки RZ Psc имеет несферическую (возможно, дискообразную) форму.

Для CQ Tau [4] было установлено, что поворот цветовых треков наблюдается последовательно для всех цветов $U-B$, $B-V$, $V-R$ и $V-I$. Это полностью соответствует численным моделям алголеподобного минимума [1, 22]. В случае RZ Psc (рис. 3) имеется лишь одно изменение показателей цвета $V-R$ и $V-I$ в глубоком минимуме, которое, тем не менее, указывает на то, что и для этой звезды должна наблюдаться такая же последовательность изменений треков на диаграмме цвет—величина.

Таким образом, наблюдения показали, что RZ Psc по своим фотометрическим и поляризационным свойствам очень похожа на ранее изученные звезды: UX Ori, WW Vul, BF Ori и CQ Tau. Отсутствие эмиссии у RZ Psc усиливает вывод о том, что для этой звезды любое излучение связано с её околозвездной пылевой оболочкой.

В то же время RZ Psc не имеет характерных признаков, присущих молодым звездам, и поэтому эволюционный статус звезды остается неопределенным. В связи с этим необходимы ее дальнейшие всесторонние исследования.

Институт астрофизики
АН Тадж.ССР

THE STRONG INCREASE OF THE LINEAR POLARIZATION RZ PSC IN DEEP MINIMUM

N. N. KISELEV, N. KH. MINIKULOV, G. P. CHERNOVA

The results of photometric and polarimetric observations of the rapid irregular variable RZ Psc are given. The high degree of the linear polarization up to 6% in V band is discovered during the deep Algol-type minimum ($\Delta V \approx 2^m$) obtained in September 1989. This phenomenon is important argument in support of the model according to which the weak blue radiation of similar stars is caused by scattering of the light on the dust particles of the circumstellar envelopes.

ЛИТЕРАТУРА

1. Н. В. Водинников, В. П. Гринин, Н. Н. Киселев, Н. Х. Миникулов, Астрофизика, 28, 311, 1988.
2. В. П. Гринин, Н. Н. Киселев, Н. Х. Миникулов, Г. П. Чернова, Письма в Астрон. ж., 14, 514, 1988.
3. В. П. Гринин, Н. Н. Киселев, Н. Х. Миникулов, Письма в Астрон. ж., 15, 1028, 1989.

4. А. В. Бердюгин, С. В. Бердюгина, В. П. Гринин, Н. Х. Миникулов, Астрон. ж., 67, 812, 1990.
5. В. П. Гринин, Письма в Астрон. ж., 14, 65, 1988.
6. П. Н. Ходопов, Н. Н. Самусь, В. П. Горянский, Н. А. Горыня, Н. Н. Киреева, Н. П. Кукаркина, Н. Е. Курочкин, Г. И. Медведева, Н. Б. Перова, М. С. Фролов, С. Ю. Шутаров, Общий каталог переменных звезд, Наука, М., 1985.
7. W. Wenzel, Mitt. Verand. Sterne, Bd.6. N.4, 88, 1973.
8. W. Wenzel, Inf. Bull. Var. Stars, № 3280, 1989.
9. Г. В. Зайцева, Письма в Астрон. ж., 4, 283, 1978.
10. Г. В. Зайцева, Астрон. циркуляр, № 1299, 1983.
11. Г. В. Зайцева, Перемен. звезды, 22, 181, 1985.
12. В. И. Кардополов, В. В. Саханенок, Н. А. Шутемова, Перемен. звезды, 21, 310, 1980.
13. А. Ф. Пугач, Кинемат. и физ. мебесн. тел., 4, № 2, 36, 1988.
14. G. H. Herbig, Astrophys. J., 131, 632, 1960.
15. I. S. Glass, M. V. Penston, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., 167, 237, 1974.
16. А. Ф. Пугач, Г. У. Ковальчук, Перемен. звезды, 22, 9, 1983.
17. T. G. Barnes, T. J. Moffet, Publ. Astron. Soc. Pacif., 91, 289, 1979.
18. Th. Neckel, R. Chini, Astron. and Astrophys. Suppl. Ser., 39, 411, 1980.
19. V. Pirola, Astron. and Astrophys., 27, 383, 1973.
20. V. Pirola, Observ. Astrophys. Labor. Univ. Helsinki Rept., № 6, 151, 1984.
21. В. В. Калюзов, Н. Н. Киселев, П. А. Пушкин, В. Ю. Рахимов, В. И. Сиклицкий, К. В. Тарасов, Г. П. Чернова, В. Н. Якутович, Бюлл. Ин-та астрофиз., АН Тадж.ССР, № 78, 10, 1989.
22. Н. В. Вошинников, Астрофизика, 30, 508, 1989.

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 34

ИЮНЬ, 1991

ВЫПУСК 3

УДК: 524.33—355:520.84

TZ Ori — ЗВЕЗДА ТИПА RR Lyr?

Э. С. ГАРСАМЯН, А. С. МЕЛКОНЯН, К. Г. ГАСПАРЯН, Г. Б. ОГАНЯН

Поступила 9 января 1991

Принята к печати 10 мая 1991

Анализ наблюдательного материала методом Диминга, а также спектральные наблюдения в минимуме ($F5 \div F7$) и в максимуме ($A5 \div A7$) позволяют считать звезду TZ Ori звездой типа RR Lyr с $P = 0^d458$.

1. *Введение.* При поиске вспыхивающих звезд в области ассоциации Ориона переменная TZ Ori была ошибочно отнесена к вспыхивающим звездам из-за вспышкообразного изменения блеска, напоминающего медленные вспышки [1]. Обработка ряда данных, усредненных за ночь оценок блеска TZ Ori, с целью найти период больше суток, привел к обнаружению пятидневного периода колебаний блеска [2]. Однако в этой работе было отмечено, что у TZ Ori следует искать также период меньше суток. Позднее, исходя лишь из моментов максимумов блеска, Р. Нацвлишвили высказался за наличие 11-часового периода вспыхивания TZ Ori [3].

С целью более подробного анализа кривой блеска и определения типа переменности звезды TZ Ori была проведена повторная обработка имеющегося наблюдательного материала и проведены спектральные наблюдения.

2. *Наблюдательный материал.* Фотографический наблюдательный материал (519 оценок звездной величины в интервале $JD = 2436907$ до $JD = 2439916$, 3009 дней) в основном был получен в лучах U [2]. Оценки блеска проводились глазомерно, с использованием стандартных звезд Эндрюса [4].

Для поиска периодических составляющих в кривой блеска TZ Ori был применен метод Диминга [5] для неравномерных временных рядов. Спектр мощности F , и соответствующее спектральное окно (δ) приведены на рис. 1. В спектральном окне явно выделяется, как и следовало

ожидать, пик на частоте 1 сут^{-1} и его образы на частотах 2 и 3 сут^{-1} с быстро убывающей амплитудой. Анализ спектра мощности показывает, что в приведенном интервале частот единственным реальным периодом ($\nu = 2.18 \text{ сут}^{-1}$) является $P = 0^d 458$ (11^h), остальные же в этом спектре появляются на частотах $2.18 \text{ сут}^{-1} \pm n$ с тем меньшей амплитудой, чем больше n . Пик на частоте 4.44 сут^{-1} соответствует $P = 5.4$ часам, что составляет половину основного периода и, очевидно, является

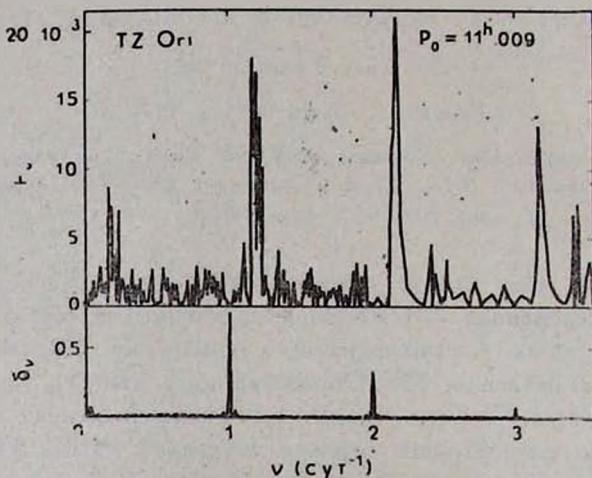


Рис. 1. Спектр мощности F_v и спектральное окно δ_v для TZ Ori.

мнимым периодом. Все данные были приведены к одному периоду $P = 0^d 458$. Фазовая свертка данных, полученных за 13 дней по этому значению периода, приведена на рис. 2. Значения звездных величин TZ Ori за эти дни приведены в табл. 1.

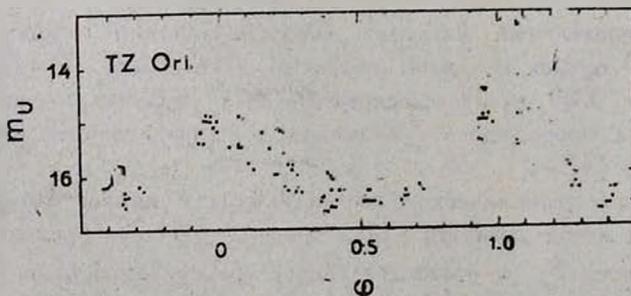


Рис. 2. Фазовая свертка данных TZ Ori для $P = 11^d$.

Таблица 1

ЗНАЧЕНИЯ БЛЕСКА TZ Ori ЗА 13 ДНЕЙ НАБЛЮДЕНИЙ

JD	m_u	JD	m_u	JD	m_u	JD	m_u
24387+		24387+		24387+		24387+	
56.082	15.9	59.301	16.0	64.100	16.7	67.270	16.5
56.141	16.0	59.358	16.1	64.197	15.0	68.150	16.3
56.207	16.3	59.410	16.5	64.250	15.4	68.265	14.9
56.264	16.4	60.066	15.0	64.255	15.5	68.317	15.4
57.071	16.5	60.172	15.5	64.307	16.0	69.180	14.8
57.129	16.5	60.225	16.0	64.312	16.0	69.232	15.2
57.185	16.3	60.229	16.4	65.074	14.9	69.237	15.4
57.294	16.5	60.286	16.3	65.126	15.1	69.295	15.8
58.074	16.7	60.344	16.1	65.131	15.2		
58.131	16.3	61.063	15.5	65.183	15.8		
58.188	16.0	61.121	15.8	65.190	15.9		
58.246	14.5	61.179	16.4	65.242	16.2		
58.287	14.9	61.235	16.6	65.247	16.3		
58.298	14.9	61.309	16.6	65.300	16.5		
58.303	14.7	62.060	16.3	65.304	16.7		
58.355	15.2	62.118	16.3	66.070	15.5		
58.360	15.6	62.177	16.5	66.115	16.0		
58.412	16.7	62.233	16.4	66.127	15.0		
59.120	16.2	62.292	16.3	66.185	16.2		
59.140	16.2	62.344	15.9	66.237	16.6		
59.151	16.0	63.169	16.2	66.242	16.6		
59.161	14.9	63.227	15.9	66.299	16.3		
59.172	15.0	63.279	14.9	67.097	16.3		
59.243	15.2	63.283	15.0	67.155	16.3		
59.295	15.8	63.335	15.5	67.212	16.5		

3. Показатели цвета. В работе [2] приведены оценки показателей цвета $U-B$ и $B-V$ TZ Ori. Показатели цвета менялись периодически с изменением блеска звезды.

Приведенные в работе [2] значения $U-B$ ($-0^m 2 \div +0^m 5$) и $B-V$ ($0^m 3 \div +1^m 5$) следует считать первым грубым приближением. Амплитуда переменности порядка $1^m 5$ в фотографических и $2^m 5$ в ультрафиолетовых лучах.

4. Спектральные наблюдения. Спектральные наблюдения проводились на 6-м телескопе САО АН СССР и 2.6-м телескопе Бюраканской астрофизической обсерватории. Наблюдения на 6-м телескопе проводились на планетном спектрографе (СП-124) со сканером в фокусе Несмита в диапазоне $\lambda\lambda 3800 \div 7000$ АА с дисперсией 1.8 А/кан, разре-

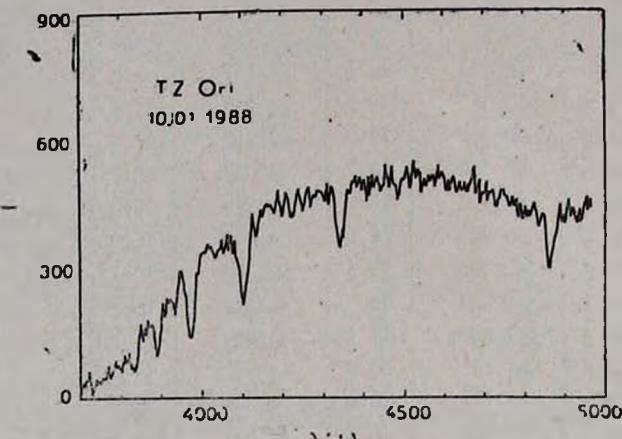


Рис. 3. Спектр TZ Ori в коротковолновой области.

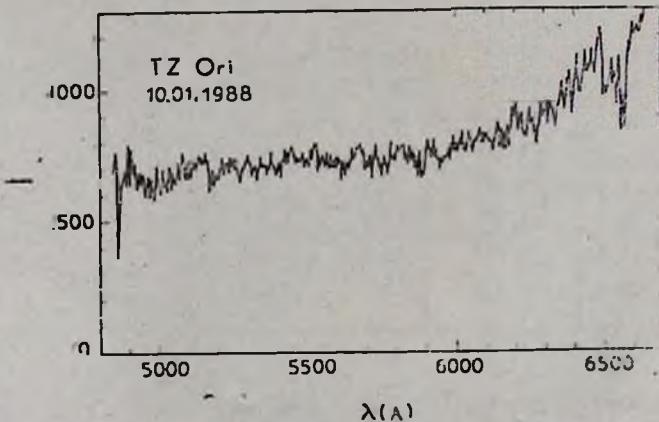


Рис. 4. Спектр TZ Ori в длинноволновой области.

шающая сила ~ 4 А. Наблюдения на 2.6-м телескопе проводились в фокусе Кассетрена на спектрографе UAGS с обратной дисперсией 101 А/мм, разрешающая сила ~ 4 А. За период 1987—89 гг. были получены 10 спектров в двух диапазонах $\lambda\lambda 3800 \div 5400$, $4800 \div 6800$ АА.

На рис. 3 и 4 приводятся спектры TZ Ori, полученные на 6-м телескопе 10.1.1988 г. В спектре наблюдаются бальмеровские линии водорода, Mg II, Ca II. Линия H_α—расщепленная. Спектр звезды—типа A5-A7.

Спектры, полученные в разные эпохи, принадлежат к различным фазам переменности. Спектральный тип TZ Ori, по имеющимся спектрам, меняется от A5÷A7 до F5÷F7. Классификация проводилась по водородным линиям и линиям Ca II.

5. *Обсуждение.* Как показал анализ наблюдательных данных методом Диминга, у звезды TZ Ori наблюдается период $P = 0^d 458$. Полученные спектры, относящиеся к различным фазам переменности, показали, что с изменением блеска TZ Ori изменяется спектральный тип от A5—A7 до F5—F7.

Кривая блеска звезды, вместе со спектральными характеристиками, позволяет считать, что TZ Ori может быть звездой типа RRa. Отнесение TZ Ori к типу I_{ns} ошибочно, ни по характеру переменности, ни по расстоянию она не примыкает к переменным ассоциации Ориона. TZ Ori проектируется на эту область и, по-видимому, является звездой галактического поля. Незнание точного значения поглощения не позволяет оценить ее расстояние. Проведение фотоволюметрических наблюдений TZ Ori очень желательно.

6. *Заключение.* Когда выполнялись работы [2, 3], ничего не было известно о спектре TZ Ori. Полученный впервые спектр TZ Ori показал, что, будучи звездой типа A, она не является членом ассоциации Ориона, и тип переменности I_{ns}, данный в Каталоге переменных звезд, ошибочен. Кривая блеска звезды TZ Ori, а также спектр звезды как в минимуме (F5÷F7), так и в максимуме (A5÷A7), позволяют отнести ее к типу RR Lyr с $P = 0^d 458$. Это, по-видимому, короткопериодическая цефеида галактического поля.

Авторы выражают благодарность Н. Б. Борисову за помощь при наблюдении на 6-м телескопе САО АН СССР.

Бюраканская астрофизическая
обсерватория

TZ ORI—A RR LYR TYPE STAR?

E. S. PARSAMIAN, A. S. MELKONIAN, L. G. GASPARIAN,
G. B. OHANIAN

The analysis of observational data by Deeming's method, light curve and spectral observations in minimum (F5-F7) and maximum (A5-A7) allowed to conclude that TZ Ori is a RR Lyr type star with $P = 0^d 458$.

ЛИТЕРАТУРА

1. C. Roslund, Uppsala Astron. Observ. Meddelande, 169, 381, 1969.
2. Э. С. Парсамян, Г. А. Погосян, Астрофизика, 24, 239, 1986.
3. Р. Ш. Нацвлишвили, Канд. диссертация, 1987.
4. A. D. Andrews, Boll. Observ. Tonantzintla y Tacyb. 34, 195, 1970.
5. T. I. Deeming, Astrophys. and Space Sci., 36, 137, 1975.

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 34

ИЮНЬ, 1991

ВЫПУСК 3

УДК: 524.35:520.85

ПОЛЯРИМЕТРИЧЕСКИЕ ИССЛЕДОВАНИЯ ГОЛУБЫХ ЗВЕЗДНЫХ ОБЪЕКТОВ FBS

А. М. МИКАЕЛЯН, М. А. ЕРИЦЯН, Г. В. АБРАМЯН

Поступила 22 февраля 1991

Принята к печати 3 июня 1991

Программа поляриметрических исследований голубых звездных объектов второй части Первого Бюраканского спектрального обзора неба (FBS) включает поляриметрические наблюдения новых объектов этого обзора на телескопе ЗТА-2.6 м Бюраканской обсерватории. Обоснована целесообразность использования обзора FBS в качестве материала для поляриметрических наблюдений. Приводятся результаты поляриметрических наблюдений 6 ярких голубых звездных объектов из первых списков второй части FBS. У объектов FBS 1815+381 и FBS 1850+443 обнаружена линейная поляризация величиной соответственно 4.4 и 3.3%. У остальных объектов линейная поляризация меньше 0.5%. Высокая галактическая широта и близость объектов FBS 1815+381 и FBS 1850+443 позволяют считать обнаруженную поляризацию собственной.

1. *Введение.* Поляриметрические исследования голубых звездных объектов представляют интерес как с точки зрения обнаружения их собственной поляризации, так и с точки зрения открытия новых магнитных звезд, поляров, интересных белых карликов, квазаров и других объектов с сильной поляризацией излучения. Многие из таких объектов многократно наблюдались поляриметрическим методом и изучены достаточно хорошо. Представляет особый интерес проведение поляриметрических наблюдений новых звездных объектов, среди которых ожидается много объектов названных типов. Материалом для таких наблюдений служат списки ряда обзоров голубых звездных объектов и/или объектов с избыточным УФ-излучением, проводимых в настоящее время. Одним из таких обзоров является вторая часть Первого Бюраканского спектрального обзора неба— FBS (First Byurakan Survey) [1].

2. *Обзор FBS как материал для поляриметрических наблюдений.* В 1987 г. начата работа по поиску голубых звездных объектов на пласти-

ках Первого Бюраканского спектрального обзора неба. Выделение, классификация и дальнейшее исследование голубых звездных объектов составляют вторую часть FBS. На пластинках FBS с помощью низкодисперсионного спектра можно выделять различные типы объектов. Среди голубых звездных объектов особенно много белых карликов и субкарликов. Кроме того, во второй части FBS ожидаются другие типы горячих звезд, а также внегалактические звездообразные объекты (квазары, сейфертовские галактики и др.). Первые четыре списка 429 голубых звездных объектов приведены в работах [1—4]. Среди них 282 новых объекта, не имеющихся в других списках и обзорах. Эти объекты представляют интересный материал для всестороннего исследования. На телескопе ЭТА-2.6 м Бюраканской астрофизической обсерватории уже начата работа по спектральному исследованию новых объектов второй части FBS. По оценкам работы [4] среди новых объектов ожидается около 100 белых карликов и более 10 квазаров. Созданы подвыборки для целенаправленного поиска этих типов объектов.

Как известно, многие белые карлики и квазары, а также некоторые другие голубые звездные объекты показывают значительную поляризацию излучения, доходящую до 5—10% и выше. Еще больше объектов могут иметь меньшую поляризацию излучения в пределах 5%. Из сказанного следует, что вторая часть обзора FBS представляет интересный материал для поляриметрических наблюдений. Поляриметрическое исследование всех объектов FBS даст дополнительную информацию о выборке FBS, а также даст возможность открыть собственную поляризацию излучения многих новых объектов. Следует напомнить, что некоторые новые типы интересных объектов (поляры, квазары высокой поляризации и др.) имеют чрезмерно высокую поляризацию излучения и их легко можно обнаружить путем одних поляриметрических наблюдений. Таким образом, важно иметь выборку вероятных кандидатов в эти типы объектов. Наличие белых карликов и внегалактических звездообразных объектов в выборке FBS позволяет надеяться, что поляриметрические наблюдения могут быть весьма продуктивными. Эти наблюдения направлены в первую очередь на обнаружение новых магнитных белых карликов. Напомним, что среди объектов аналогичного обзора Паломара-Грина [5] обнаружено 6 новых магнитных белых карликов [6—8], среди них—объект PG 1031+234, имеющий магнитное поле в несколько сотен мегагаусс и названный авторами сверхмагнитной звездой.

3. Наблюдения. Первая группа объектов для поляриметрических наблюдений составлена из 5 объектов FBS первых четырех списков обзора и 1 объекта неопубликованной еще полосы $+33^\circ \leq \delta \leq +37^\circ$. Объекты выбраны в основном среди наиболее голубых объектов FBS (т. е. с наиболее длинным УФ-хвостом на призменных спектрах), со

спектрами, имеющими в некоторых случаях особенности, характерные для магнитных белых карликов. Предельная звездная величина ограничена $14''$ для получения более высокой точности величины поляризации. В табл. 1 приведены данные о 6 объектах FBS, отобранных для поляриметрических наблюдений. В последовательных столбцах табл. 1 приведены: название объекта согласно рекомендации подкомиссии № 28 МАС; номер списка и номер объекта в списках обзора звездных объектов FBS; экваториальные координаты объектов для эпохи 1950 г.; галактическая широта; звездная величина B с точностью до $0.5''$; тип объектов согласно предварительной классификации; ориентировочный спектральный класс; литература.

Поляриметрические наблюдения проводились 13—16 августа 1990 г. с помощью электрополяриметра, работающего в режиме усиления постоянного тока, смонтированного на фокусе Кассегрена 2.6-м телескопа Бюраканской астрофизической обсерватории. Наблюдения проводились с B -светофильтром, в качестве фотоприемника использовался английский фотоумножитель типа EMI-9789QB с биалькалиевым фотокатодом. Максимальная чувствительность фотокатода светоприемника находится на волне 4000А. Описание аппаратуры и методика поляриметрических наблюдений приведены в работе [9].

В табл. 2 приведены результаты наблюдений. Точность измерения степени поляризации составляет около 0.5%.

Таким образом, из 6 выбранных объектов 2 обладают заметной линейной поляризацией. У этих объектов галактическая широта достаточно большая ($+22^\circ$ и $+19^\circ$), следовательно, межзвездное поглощение света звезд в этих направлениях очень мало. Согласно Холлу [10], межзвездная поляризация света на галактических широтах $b > 15^\circ$ не превышает 0.5%. Это обстоятельство позволяет наблюденную поляризацию приписать к самим объектам. Еще одно обстоятельство исключает наличие такой межзвездной поляризации. Голубые звездные объекты из списков FBS, а именно белые карлики и субкарлики, имеют малую светимость, и, принимая нижний предел абсолютной звездной величины для белых карликов $M = +8''$ (или даже $M = +10''$ и для субкарликов $M = +5''$, можно рассчитать то максимальное расстояние, на котором могут находиться данные объекты. После расчетов получаем:

$$\text{FBS 1815 + 381 } m = 13'', \quad M = +8'' (+10''), \quad r = 100 \text{ пк} (40 \text{ пк}),$$

$$\text{FBS 1850 + 443 } m = 11'', \quad M = +5'', \quad r = 160 \text{ пк}.$$

Объект	№	α_{1950}
FBS 1755+374	2-163	17 ^h 55 ^m 55,
FBS 1815+381	2-169	18 15 48
FBS 1850+443	4-398	18 50 59
FBS 1858+411	4-399	18 58 50
FBS 1907+425	4-401	19 07 11
FBS 2154+329	6 —	21 54 55

Дата

13.08.1990

14.08.1990

— —

— —

— —

16.08.1990

Таблица 1

δ_{1950}	b	m	Тип	Спектр	Литература
+37°25'3	+25°	12 ^m	B1	sdB	[3]
+38 09 0	+22	13	B1	DA?	[3]
+44 18 6	+19	11	B1	sdB?	[5]
+41 10 6	+16	13.5	B1	sdB?	[5]
+42 33 6	+15	14	B1	DA	[5]
+32 53 6	-18	13.5	B1	DA?	—

Таблица 2

Объект	$P\%$	θ°
FBS 1755+374	<0.5	—
FBS 1850+443	3.3	135
FBS 1859+411	<0.5	—
FBS 1907+425	<0.5	—
FBS 2154-329	<0.5	—
FBS 1815+381	4.4	178

На таких расстояниях величина межзвездного поглощения находится в пределах $0.5''$, а межзвездная поляризация—в пределах 0.5% (т. е. в пределах наших ошибок измерений), а точнее—близка к нулю. Даже принимая расстояние объекта FBS 1815+381 соответствующим $M = +5''$ (т. е. допуская, что он может быть и субкарликом), получаем $r = 400$ лк, что тоже не противоречит нашим рассуждениям. Таким образом, высокая галактическая широта и близость объектов указывают на звездное (или околозвездное) происхождение наблюденной поляризации.

Как указано в табл. 1, объекты FBS 1815+381 и FBS 1850+443 имеют спектр с бальмеровскими линиями поглощения. Измерение ширин этих линий покажет, к какому классу (DA или sdB) надо отнести эти объекты. В любом случае наличие собственной поляризации излучения у этих объектов само по себе интересно.

4. Заключение. Результаты поляриметрических наблюдений 6 голубых звездных объектов FBS показывают, что списки второй части FBS являются интересным материалом для поляриметрических исследований. Ввиду малого количества поляриметрических наблюдений пока рано делать какие-либо далеко идущие выводы, но целесообразность продолжения этих наблюдений не вызывает сомнений. Авторами поставлена задача поляриметрически исследовать по возможности все объекты второй части FBS, обращая особое внимание на кандидатов в белые карлики и квазары. Предполагается также проводить повторные поляриметрические наблюдения всех тех объектов, у которых была обнаружена собственная поляризация, в частности, объектов FBS 1815+381 и FBS 1850+443. Это позволит получить более уверенные данные, а также проследить за изменением величины поляризации у переменных поляризованных объектов.

Бюраканская астрофизическая
обсерватория

POLARIMETRIC INVESTIGATION OF THE FBS BLUE STELLAR OBJECTS

A. M. MICKAELIAN, M. N. ERITSIAN, H. V. ABRAHAMIAN

The program of the polarimetric investigation of the blue stellar objects of the second part of the First Byurakan Spectral Sky Survey contains polarimetric observations of the new objects of this survey on the 2.6 m telescope of the Byurakan observatory. The expediency of use of the FBS survey as a material for polarimetric observations is

substantiated. The results of polarimetric observations of 6 bright blue stellar objects of the first lists of the second part of the FBS are given. The objects FBS 1815 + 381 and FBS 1850 + 443 revealed linear polarization of correspondingly 4.4 and 3.3 percent. The others have linear polarization less than 0.5 percent. The high galactic latitude and proximity of the objects FBS 1815 + 381 and FBS 1850 + 443 allow us to account the revealed polarization intrinsic one.

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, 33, 213, 1990.
3. Г. В. Абрамян, В. А. Липовецкий, А. М. Микаелян, Дж. А. Степанян, Астрофизика, 33, 345, 1990.
4. Г. В. Абрамян, В. А. Липовецкий, А. М. Микаелян, Дж. А. Степанян, Астрофизика, 34, 13, 1991.
5. R. F. Green, J. Liebert, M. Schmidt, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, 61, 305, 1986.
6. J. Liebert, G. D. Schmidt, R. F. Green, H. S. Stockman, *J. T. McGraw*, *Astrophys. J.*, 284, 262, 1983.
7. J. Liebert, G. D. Schmidt, E. M. Ston, S. G. Starrfield, R. F. Green, T. A. Boorstein, *Publ. Astron. Soc. Pacif.* 97, No. 588, 158, 1985.
8. G. D. Schmidt, S. C. West, J. Liebert, R. F. Green, H. S. Stockman, *Astrophys. J.*, 309, 218, 1986.
9. М. А. Ерицян, С. Е. Нерсесян, Астрофизика, 20, 355, 1984.
10. J. S. Hall, *Publ. US Nav. Observ.*, Sec. Ser., 17, Part VI, 1958.

УДК: 524.312—325

РАСПРЕДЕЛЕНИЕ И ДВИЖЕНИЯ ОВ-ЗВЕЗД
В НАПРАВЛЕНИИ η и χ ПЕРСЕЯ

Л. В. МИРЗОЯН, В. В. АМБАРЯН, А. Т. ГАРИБДЖАНЯН

Поступила 10 мая 1991

Исследованы распределения и движения звезд спектральных классов O-B2 в направлении двойного скопления η и χ Персея. Подтверждено существование двух независимых ОВ-ассоциаций, Персей OB1* и Персей OB1**, проектирующихся друг на друга. Выделены 38 и 130 вероятных членов этих ассоциаций. Определены расстояния ассоциаций, 1160 и 2340 пк. В дальней ассоциации Персей OB1** наблюдается необычное обилие O-звезд. Среди вероятных членов обеих ассоциаций около 1/3 составляют B1-звезды, большей частью класса светимости V. С помощью лучевых скоростей 20 (Персей OB1*) и 37 (Персей OB1**) O-B2-звезд показано, что обе ассоциации расширяются со средней скоростью около 25 и 14 км/с, соответственно.

1. *Введение.* Звездная ассоциация Персей OB1 является одной из наиболее богатых ОВ-ассоциаций. Она выделяется не только высоким содержанием горячих гигантских и сверхгигантских звезд [1], но и холодных сверхгигантов [2]. Вместе с этим ассоциация Персей OB1, в отличие от других ОВ-ассоциаций, не связана с большими массами диффузной материи, хотя процесс формирования звезд в ней продолжается и в настоящее время [3].

В 1984 г. один из авторов [4] исследовал вопрос о связи между распределениями ОВ-звезд и межзвездной поглощающей материи в направлении двойного скопления η и χ Персея. Оказалось, что ОВ-звезды и поглощающая материя имеют тенденцию встречаться вместе.

В этой работе [4] было показано, что ассоциация Персей OB1 на самом деле представляет собой суперпозицию двух ОВ-ассоциаций, проектирующихся друг на друга. Они находятся на совершенно разных расстояниях. По богатству ОВ-звезд ближайшая из них значительно уступает дальней. Расстояние между двумя ОВ-ассоциациями около 1000 пк исключает физическую связь между ними. Этот неожиданный результат недавно был полностью подтвержден многомерным статисти-

ческим анализом наблюдательных данных относительно около 50 звезд спектральных классов O-B3 с известными лучевыми скоростями [5].

В настоящем исследовании вопросы о распределении и движениях OB-звезд в направлении h и χ Персея рассматриваются в свете этого результата, с привлечением более богатого наблюдательного материала.

2. *Распределение OB-звезд в направлении двойного скопления h и χ Персея.* Параметры новых OB-ассоциаций Персей OB1* (ближний) и Персей OB1**, полученные на основе применения многомерного статистического анализа к тем O-B3-звездам области вокруг h и χ Персея, которые имеют измерения лучевых скоростей в библиографии Абта и Бигтса [6], приведены в табл. 1. В ней в последовательных столбцах приводятся: число O-B3-звезд с известными лучевыми скоростями, модуль расстояния (MP), расстояние r и средняя лучевая скорость V_r . Для величин MP и V_r приводятся также ошибки определения.

Вероятности принадлежности звезд, включенных в табл. 1, к соответствующим ассоциациям, согласно [5], близки к 1.0. Очевидно, что они составляют лишь часть членов этих систем.

С целью подробного исследования новых ассоциаций Персей OB1* и Персей OB1** мы сильно расширили исследуемую область вокруг двойного скопления h и χ Персея до пределов $\alpha = 1^h 25^m - 3^h 00^m$, $\delta = 45 - 70^\circ$ (1900).

Таблица 1

ПАРАМЕТРЫ OB-АССОЦИАЦИЙ, НАБЛЮДАЕМЫХ В
НАПРАВЛЕНИИ h И χ ПЕРСЕЯ ПО [5]

Ассоциация	Общее число O-B3-звезд	MP	r (пк)	V_r (км/с)
Персей OB1*	20	10.29	1150	-35.90
		± 0.53		± 12.63
Персей OB1**	28	11.59	2100	-44.59
		± 0.44		± 8.35

В этой области, согласно фотоволоктрическому каталогу Бланко и др. [7], имеется 221 звезда спектральных классов O-B2, причем в полосах $\delta = 45 - 50$ и $65 - 70^\circ$ нет ни одной звезды указанных спектральных классов.

Распределение О-В2 звезд в оставшейся области представлено на рис. 1. Эти звезды расположены в рукаве Персея (направление рукава показано сплошной линией). На рис. 1 окружностью обведена область, исследованная в работе [5].

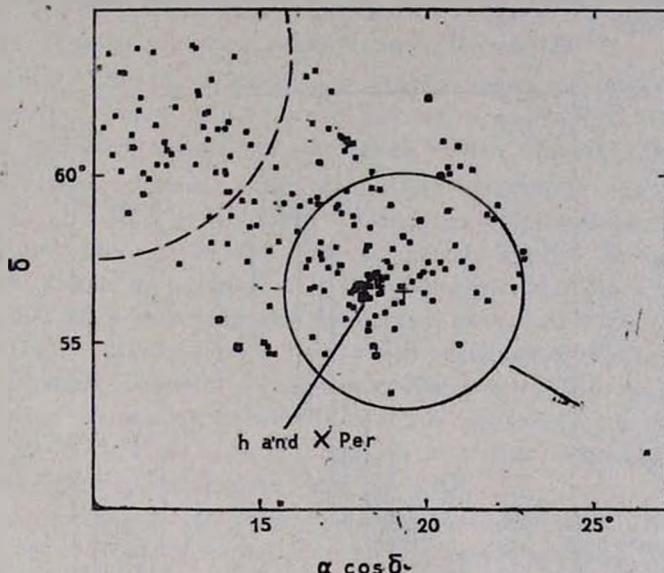


Рис. 1. Распределение звезд спектральных классов О-В2 в направлении η и χ Персея. Звезды, скученные в верхнем левом углу, по всей вероятности, относятся к ОВ-ассоциациям Кассиопеи [8]. Разграничение этих звезд (штриховая линия) произведено произвольно. Окружность соответствует области, исследованной в работе [5]. Крестиком обозначен её центр, а прямая линия справа указывает на направление рукава Персея.

Звезды, расположенные изолировано в верхнем левом углу рис. 1, вдали от двойного скопления η и χ Персея, в своем большинстве, по крайней мере, не имеют никакого отношения к ассоциациям табл. 1. Многие из них относятся к ОВ-ассоциациям Кассиопеи [8]. Звезды этой области, разграниченные линией, числом 50, были исключены из дальнейшего рассмотрения.

Таким образом, для дальнейшего рассмотрения осталась 171 звезда. Для них были определены абсолютные звездные величины M_v и межзвездное поглощение A_v с помощью фотоэлектрических наблюдений по методу, разработанному Балашом и одним из авторов [9].

Эти данные были использованы для вычисления модулей расстояния всех звезд. Оказалось, что для 168* звезд из 171 модули расстояния находятся в пределах $8.5 \leq -M_p \leq 13.5$.

Их распределение по модулю расстояния представлено на рис. 2. В согласии с работой [5], в этом распределении намечаются два максимума, удаленных друг от друга на около 1000 пк. вокруг которых сгущаются звезды.

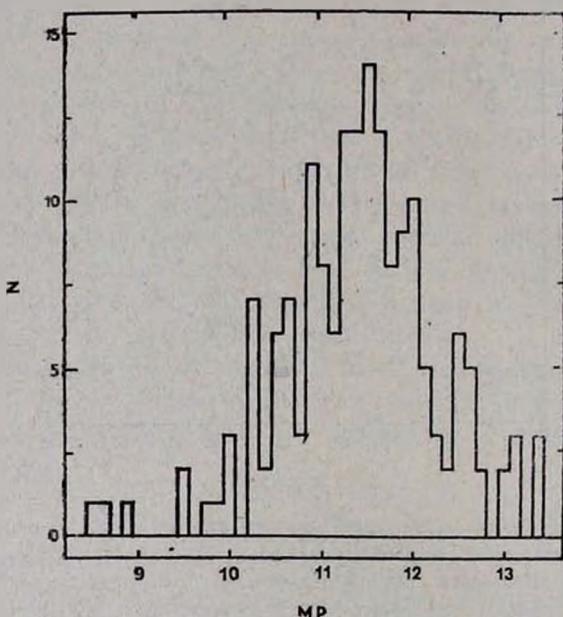


Рис. 2. Распределение O-B2 звезд в направлении h и χ Персея, по модулю расстояния (M_p). На нем намечаются два сгущения, соответствующие ассоциациям Персей OB1* (ближнее) и Персей OB1**. N —число звезд.

Очевидно, что OB-звезды, образующие первое (ближнее) сгущение могут быть отнесены к ассоциации Персей OB1*. Как видно на гистограмме рис. 2, предел, который разделяет два сгущения, расположен около $M_p = 10.8$. Мы за это предельное значение модуля расстояния приняли значение 10.85, при котором результаты приписания OB-звезд

* Из исключенных по модулю расстояния 3-х звезд HD 10516 (B1 III—V_{pe}) и HD 11241 (B2V) очень близкие. Третья звезда HD 12993 (O5, O9 III)—далекая быстролетящая звезда ($V_\chi = -107$ км/с). Не исключено, что она является «беглецом» из ассоциации Персей OB1**.

к новым ассоциациям, осуществленного в работе [5], не сильно меняются. Именно, минимальное значение модуля расстояния для звезд дальней ассоциации Персей OB1** по [5] наблюдается у звезд HD 12856 и HD 13621, соответственно 10.85 и 10.86.

После такого разделения оказалось, что 38 О-В2-звезд являются вероятными членами ближней ассоциации Персей OB1*.

Остальные 130 звезд довольно неравномерно распределены в области, диаметр которой равен около 350 пк, в картииной плоскости, на расстоянии двойного звездного скопления h и χ Персея—2300 пк [10].

В этой области, кроме этого скопления, находятся еще два скопления типа О: IC 1805 и IC 1848. Согласно пересмотренному списку ОВ-ассоциаций Маркаряна [11] они являются ядрами ассоциации Кассиопея OB6. Было принято, что эта ассоциация находится на расстоянии около 800 пк и имеет вытянутую форму, размерами 120×80 пк [11].

Позже, при составлении каталога ОВ-ассоциаций Рупрехт [10] несколько уменьшил размеры ассоциации Кассиопея OB6, за ядро которой он принял только скопление IC 1805 и исключил из рассмотрения скопление IC 1848. При этом для расстояния этой ассоциации он дает существенно большее значение—2420 пк [10].

На рис. 3 приводится распределение всех 130 звезд этой области и указаны границы ассоциаций Персей OB1 и Кассиопея OB6 по Рупрехту [10].

Рис. 3 показывает, что разделение ассоциаций Персей OB1 и Кассиопея OB6 довольно условное. Если в работе Маркаряна [11] такое разделение можно было оправдать, так как считалось, что указанные ассоциации находятся на существенно разных расстояниях, то это нельзя сказать в случае Рупрехта [10]. К этому времени уже было известно, что различие в расстояниях указанных ассоциаций практически отсутствует.

Имеющиеся в настоящее время данные свидетельствуют, что наблюдаемые в рассматриваемой области все три скопления типа О: h и χ Персея, IC 1805 и IC 1848, принятые в качестве ядер ассоциаций Персей OB1 и Кассиопея OB6 (у Рупрехта [10] скопление IC 1848 не отмечено), находятся на почти одинаковом расстоянии. Их модули расстояний, согласно Беккеру и Фенкарту [12], равны 11.66 (h Per), 11.97 (χ Per), 11.90 и 11.82, соответственно. Согласно Шильду [13], модули расстояния этих и других групп, наблюдавшихся в области h и χ Персея, близки 11.8.

Поэтому тот факт, что ОВ-звезды наблюдаются в разных созвездиях, не может быть серьезным основанием для их приписания к разным ассоциациям.

С другой стороны, фотометрическое исследование ярких звезд двойного звездного скопления η и χ Персея, выполненное Вилкенсом и др. [14], показывает, что предположение о том, что оно состоит из двух отдельных скоплений, расположенных на разных расстояниях (см., например, [13]), не подтверждается.

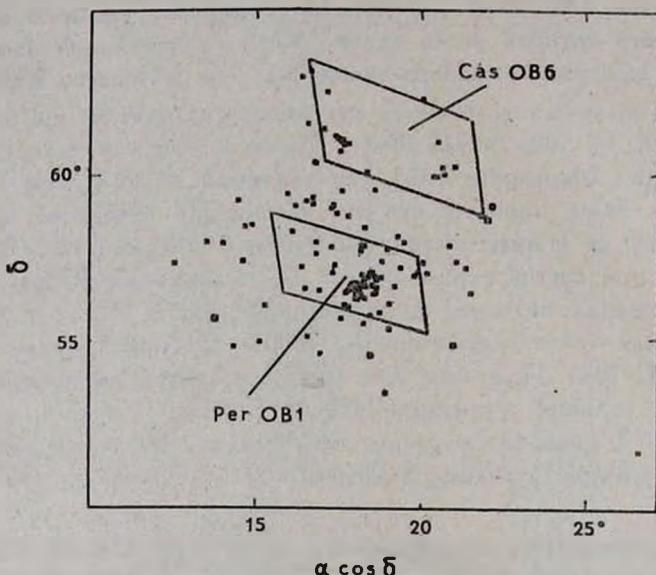


Рис. 3. Распределение O-B2 звезд в направлении η и χ Персея. Обозначены границы ассоциаций Персей OB1 и Кассиопея OB6 по Рупрехту [10].

Эти соображения, вместе с довольно неравномерным распределением 130 O-B2 звезд в рассматриваемой области, могут быть рассмотрены в пользу допущения, согласно которому здесь мы имеем обширную OB-ассоциацию, превышающую все известные OB-ассоциации по размерам и по богатству звезд, ядрами которой являются как двойное звездное скопление η и χ Персей, так и O-скопления IC 1805 и IC 1848 и, возможно, другие группировки O-звезд. Этому допущению не противоречит спектроскопическое исследование O-звезд этой области, выполненное Конти и Алшулером [15]. При этом следует думать, что не все эти физические системы образовались одновременно. Некоторые свидетельства в пользу этой точки зрения приведены в работе Шильда [13].

3. Списки вероятных членов ассоциаций Персей OB1* и Персей OB1**. Списки O-B2 звезд, вероятных членов ассоциаций Персей OB1* и Персей OB1**, были составлены в предположении, что все

звезды, которые находятся в исследуемой области, имеющие модули расстояния в пределах 8.5—10.85 и 10.85—13.5, вероятно входят в эти системы.

Конечно, такое разделение оправдано лишь в общем. В отдельных случаях возможно неправильное переписание звезды к данной ассоциации. Например, у границы разделения, по модулю расстояния, вполне возможно вторжение звезды, родившейся в одной ассоциации, в объем другой.

Списки О-В2 звезд, вероятных членов ассоциаций Персей OB1* и Персей OB1**, приводятся в табл. 2—4. Для каждой звезды представлены: номер звезды по каталогу Бланко и др. [7], спектр, визуальная звездная величина, абсолютная визуальная величина, величина межзвездного поглощения, модуль расстояния и лучевая скорость. В тех случаях, когда лучевая скорость звезды отсутствует у Абта и Биттса [6] приводится ее величина из каталога Вилсона [16].

Таблица 2

СПИСОК ОВ-ЗВЕЗД, ВЕРОЯТНЫХ ЧЛЕНОВ АССОЦИАЦИИ ПЕРСЕЙ OB1*

Номер звезды по Бланко и др. [7]	Спектр	V	M_v	A_v	Модуль расстояния	V_r
						1
2	3	4	5	6	7	
1856	B0pe	8.03	—3.89	2.37	9.55	—20 [16]
1862	B1III	7.77	—4.37	1.58	10.56	
1904	B2e	7.01	—2.87	1.27	8.61	13 "
2007*	B2 IV	8.64	—3.54	1.72	10.46	—58 [6]
2033*	B1 Vpe	8.06	—3.39	1.56	9.89	—4 "
2062	B1Vpe	9.33	—3.39	2.17	10.55	
2120*	B0pe	8.55	—3.89	1.83	10.61	—27 "
2147*	B05.III	8.55	—4.86	2.66	10.75	—41 "
2168	B1Ia	8.61	—6.52	4.83	10.30	
2173*	B1V	9.03	—3.38	1.66	10.75	—42 "
2180	B1pe	9.69	—3.39	2.25	10.83	—24 [16]
2227**	B1V	8.08	—3.38	0.95	10.51	—53 [6]
2233*	E2e	7.90	—2.87	1.91	8.86	—30 "
2246*	B1 V	9.05	—3.39	1.97	10.47	—16 "
2289*	B2V	8.29	—2.88	0.58	10.59	—26 "

Таблица 2 (окончание)

1	2	3	4	5	6	7
2341*	B2Ia	6.66	-6.60	2.41	10.85	-42 "
2391	B1V _{pe}	8.99	-3.39	2.84	9.54	
2425	B0	8.75	-3.89	2.15	10.49	
2446	B1p _{pe}	9.80	-3.38	2.90	10.28	
2469*	B2I	6.21	-5.78	1.78	10.21	-46 "
2485*	B2Ia	7.17	-6.60	3.07	10.70	-25 "
2509*	B1IV	8.51	-4.03	2.27	10.27	-31 "
2520	B2p _{pe}	8.84	-2.87	1.96	9.75	
2526	B05V	10.52	-3.90	4.39	10.03	
2528	B1V	9.27	-3.38	1.82	10.83	
2531	B1.5V	9.95	-3.39	3.08	10.26	
2562	B0.5V	9.85	-3.89	3.10	10.64	
2595*	B2II	8.26	-5.00	2.62	10.64	-36 "
2598	B1V	9.25	-3.38	2.32	10.91	
2601*	B1II	8.12	-5.18	2.89	10.41	-53 [6]
2612	O9.5III	7.67	-5.35	2.99	10.03	
2692	B0p	8.85	-3.89	2.31	10.43	
2722	B1V	9.17	-3.39	2.58	9.98	
2745	O7	7.06	-5.41	2.23	10.24	
2761	O7f	8.45	-5.41	3.12	10.74	
2833	B2III	10.25	-3.86	3.52	10.59	
2855	O8	7.82	-4.91	2.13	10.60	-37 [16]
2863	B1V	6.80	-3.38	1.67	8.51	-18 "

Звездочкой у номера отмечены звезды, которые имеются и в работе [5], двумя звездочками—звезды, имеющиеся в этой работе, но вследствие изменения модуля расстояния перешедшие из одной ассоциации в другую.

На рис. 4 графически представлены распределения звезд в ассоциациях Персей OB1* (сверху) и Персей OB1**. Центр ассоциации определен как геометрический ее центр. Радиус окружности вокруг центра системы равен 100 лк, на расстоянии соответствующей системы.

Из 38 звезд ассоциации Персей OB1* только 3 находятся вне окружности радиусом 100 пк, в картинной плоскости, вокруг центра этой ассоциации.

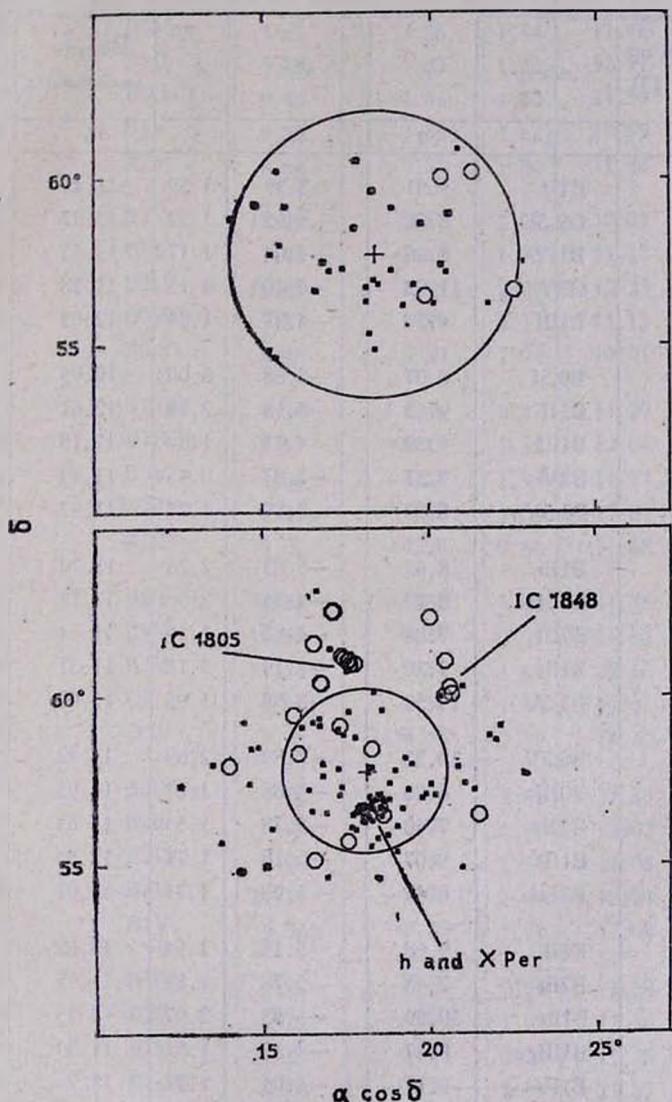


Рис. 4. Распределение звезд, вероятных членов ассоциаций: Персей OB1* (сверху) и Персей OB1**. Светлыми кружками обозначены О-звезды, точками—остальные. Радиусы окружностей равны 100 пк, на расстояниях ассоциаций.

СПИСОК ОВ-ЗВЕЗД, ВЕРОЯТНЫХ ЧЛЕНОВ АССОЦИАЦИИ
ПЕРСЕЙ ОВ1**, РАСПОЛОЖЕННЫХ ВНУТРИ ОКРУЖНОСТИ
100 ПК, ВОКРУГ ЕЕ ЦЕНТРА

Номер звезды по Бланко и др. [7]	Спектр	V	M _v	A _v	Модуль расстояния	V _r
1	2	3	4	5	6	7
2121*	B1V	9.41	-3.39	1.39	11.41	-38 [6]
2145*	O9.5I	8.76	-5.93	1.32	13.37	-56 ..
2152*	B1IV	8.66	-4.04	1.17	11.53	-53 ..
2174	O9V	11.03	-4.40	4.15	11.28	
2176	B1III	9.50	-4.37	1.84	12.03	
2182*	B0.5I	8.07	-5.88	3.00	10.95	-41 ..
2202	B1II	9.62	-5.18	2.19	12.61	
2203	B1III	9.30	-4.37	1.49	12.18	
2212	B2V	9.37	-2.87	0.45	11.79	
2213*	B0.5V _p	8.83	-3.89	1.25	11.47	-42 ..
2232*	B1Ib	8.65	-5.83	2.78	11.70	-51 ..
2238*	B0.5III	8.27	-4.85	2.00	11.13	-51 ..
2244**	B0III	7.88	-4.85	1.59	11.14	-30 ..
2245	B1II	9.30	-5.19	3.18	11.31	
2247	B1.5V	10.59	-3.38	1.95	12.02	
2256	B0.5V	10.22	-3.89	2.69	11.42	
2257*	B0III _p	8.26	-4.86	1.17	11.95	-41 ..
2258**	B2Ib	7.40	-5.78	1.55	11.63	-38 ..
2259	B1III	9.07	-5.18	1.71	12.54	
2260**	B1Iab	6.49	-6.23	1.71	11.01	-40 ..
2262	B1II	9.08	-5.19	1.64	12.63	
2263*	B2Ib	7.48	-5.78	1.31	11.95	-45 ..
2267	B1Ib	10.59	-5.83	2.97	13.45	
2268	B1III _{pe}	8.47	-4.37	1.51	11.33	
2271*	B1IV	9.17	-4.04	1.42	11.7	-60 ..
2279	B1III _p	9.36	-4.36	1.92	11.80	
2282	B0Vne	9.62	-3.89	2.12	11.39	
2288*	B1IV	8.86	-4.03	1.87	11.02	-38 ..

Таблица 3 (продолжение)

1	2	3	4	5	6	7
2292	B0.5V	9.88	-3.89	2.74	11.03	
2297	B0.5V	8.75	-3.89	1.33	11.31	
2300	B1V _{pe}	9.62	-3.38	1.54	11.46	
2302*	B1Ib	8.18	-5.83	1.90	12.11	-41 [6]
2303*	B0.5III	8.43	-4.86	1.70	11.59	-47 "
2313	B1V	9.23	-3.38	1.62	10.99	
2319	B1V	9.94	-3.38	1.84	11.48	
2324	B2V	11.29	-2.87	1.94	12.22	
2336	B1V	9.75	-3.38	1.96	11.17	
2342	B2IV	10.82	-3.54	2.07	12.29	
2348	B0.5V	9.87	-3.89	2.13	11.13	
2362*	B0.5V _n	8.96	-3.89	1.94	10.91	-48 "
2368	B1.5III	9.30	-4.36	2.37	11.29	
2369*	B1III-II	8.57	-5.18	1.71	12.04	-54 "
2370	B1V	9.82	-3.38	1.93	11.27	
2373	B0III	8.45	-4.86	1.50	11.81	
2377	B1III	10.07	-4.37	2.56	11.88	
2379	B2II	8.53	-5.00	1.69	11.84	-42 [16]
2390	B1V	10.53	-3.38	2.37	11.54	
2397	B2V	11.38	-2.88	1.68	12.58	
2402*	O6	8.50	-5.92	1.40	13.02	-20 [6]
2403	O5V	9.22	-6.43	2.25	13.40	
2404	B0IV _{pe}	9.28	-4.53	2.45	11.36	
2406*	B2Ib	8.05	-5.78	1.81	12.02	-39 "
2411	B2III	9.90	-3.87	1.74	12.03	
2415	B2V	11.11	-2.88	1.65	12.34	
2432	B1V	9.34	-3.39	1.71	11.02	
2435	B1III	9.46	-4.36	2.24	11.58	
2436	B2II	9.25	-5.00	1.69	12.56	
2443	B1V	10.56	-3.39	2.20	11.75	
2445	B1.5III	9.91	-4.37	2.91	11.37	
2447	B1.5V _{ne}	11.18	-3.39	2.67	11.90	
2448	B2III _e	10.88	-3.87	3.27	11.48	
2450*	B0.5V _p _e	9.34	-3.89	1.97	11.26	-40 "

Таблица 3 (окончание)

1	2	3	4	5	6	7
2452	B0IV _{bb}	9.44	-4.53	2.43	11.54	
2457	B0.5III	9.76	-4.86	2.44	12.18	
2459	B0.5III	9.89	-4.86	2.75	12.00	
2461	B1.5III	10.58	-4.36	2.87	12.07	
2473	B0IV	10.66	-4.52	3.47	11.71	
2481*	O6f	7.98	-5.92	2.45	11.45	-54 [5]
2484	B2IV	10.49	-3.54	2.24	11.79	
2486	B1.5III	9.65	-4.36	1.91	12.10	
2502	B1III	9.86	-4.36	2.48	11.56	
2511	B1V	10.09	-3.38	2.48	10.99	
2534**	B1II	8.33	-5.19	2.65	10.87	-43 "
2547	B1II	10.11	-5.18	2.89	12.40	
2548*	B1.5II _b	8.02	-5.83	2.97	10.88	-35 "
2554	B1III	10.28	-4.37	2.77	11.88	
2556	B0III	8.74	-4.86	2.62	10.98	
2568*	B1IV	9.55	-4.03	2.52	11.06	-51 "
2571	B1III	9.92	-4.36	2.87	11.41	

Иное положение имеет место в случае дальней ассоциации Персей OB1**. Внутри окружности радиусом 100 пк, проведенной вокруг центра этой ассоциации, для соответствующего расстояния, находятся только около 60% звезд—вероятных ее членов. Остальные расположены вне этой окружности.

Поэтому звезды—вероятные члены этой дальней ассоциации условно были разделены на две группы, по расстоянию от центра ассоциации, внутри окружности радиусом 100 пк (табл. 3) и вне этой окружности (табл. 4).

Следует думать, что заметное число OB-звезд, входящих в ассоциацию Персей OB1** и находящихся далеко от ее центра, являются «беглецами» из нее.

Отметим также, что вся межзвездная поглощающая материя, наблюдаемая в этом направлении, подобно OB-звездам, сосредоточена в объемах ассоциаций [4]. По-видимому, это относится и к водороду, обнаруженному недавно в этом направлении с помощью Фабри-Перо-интерферометрических наблюдений в линии H_α [17].

Таблица 4

СПИСОК ОВ-ЗВЕЗД, ВЕРОЯТНЫХ ЧЛЕНОВ АССОЦИАЦИИ ПЕРСЕИ ОВ1**,
РАСПОЛОЖЕННЫХ ВНЕ ОКРУЖНОСТИ 100 пк. ВОКРУГ ЕЕ ЦЕНТРА

Номер звезды по Бланко и др. [7]	Спектр	V	M_v	A_v	Модуль расстояния	V_r
1	2	3	4	5	6	7
1683	B1V	9.91	-3.38	1.69	11.60	
1743	B1V	10.50	-3.39	0.93	12.96	
1771	B1II	8.67	-5.18	0.72	13.13	-33 [16]
1799	B2Ib	7.40	-5.78	1.81	11.37	-25 "
1848	B0IVp	9.91	-4.53	1.32	11.12	
1853	O8V	9.37	-4.91	1.49	12.79	
1895	B1Vpe	9.55	-3.39	1.78	11.16	
1911	B1Vpe	9.68	-3.39	1.43	11.64	
1963	B2III	9.64	-3.86	1.95	11.55	
1982	B1V	9.68	-3.39	2.17	10.90	
1996	B1III	10.00	-4.36	2.38	11.98	
2036	O9V	8.90	-4.40	0.83	12.47	
2058	B1.5III	8.63	-4.36	1.10	11.89	
2101*	B2III	9.03	-3.87	0.93	11.97	-51 [6]
2171	O8Vnn	8.18	-4.91	1.34	11.75	
2209	B0.5IV	8.88	-4.53	0.90	12.51	
2215	B1V	9.52	-3.38	1.22	11.68	
2434	O8V	9.87	-4.91	3.30	11.48	
2440	O8V	9.88	-4.91	3.30	11.49	
2477	O8	10.19	-4.91	4.19	10.91	
2504	B0V	10.47	-3.89	3.42	10.94	
2513	B0.5Ia	8.44	-6.43	3.60	11.27	
2518	B1Ib-II	8.46	-5.83	1.81	12.48	
2519	O7	8.80	-5.41	2.90	11.31	
2524	O9V	9.93	-4.39	2.75	11.57	
2527	O6.5	9.60	-5.92	2.40	13.12	
2530	O6	7.81	-5.92	2.64	11.09	
2533	O5f	8.10	-6.43	3.18	11.35	

Таблица 4 (окончание)

1	2	3	4	5	6	7
2540	O5	8.42	-6.43	2.34	12.51	
2543*	B0III	8.51	-4.86	1.08	12.29	-39 [6]
2550	O6	9.41	-5.92	2.67	12.66	
2560	B0V	9.72	-3.89	2.16	11.45	
2561	B1Iab	8.34	-6.23	2.92	11.65	
2569	O8	8.83	-4.91	2.51	11.23	
2651*	O5f	8.71	-6.43	2.44	12.70	-41 "
2682*	B2Ib	8.85	-5.78	3.13	11.50	-49 "
2688*	B0.5Ib	8.60	-5.88	2.85	11.63	-41 "
2702	B1Ib	9.95	-5.82	3.01	12.76	-34 [16]
2743	B0V	9.45	-3.89	2.05	11.29	
2752	O8V	8.27	-4.91	1.94	11.24	-52 "
2777	O8V	9.73	-4.91	2.55	12.02	
2781	O7	8.48	-5.42	2.01	11.89	
2792	O9.5Ib	9.96	-5.93	4.21	11.68	
2805	B1V	10.66	-3.38	2.74	11.30	
2811	O9V	9.30	-4.39	2.05	11.64	
2814	B0II-III	9.06	-5.37	2.87	11.56	-58 [16]
2816	B1Vn	9.64	-3.38	2.14	10.88	
2842	B1II-III	10.04	-5.19	3.54	11.69	
2857	B0III _{nn}	9.37	-4.86	2.25	11.98	
2870	B0	10.45	-3.89	2.93	11.41	
2873	O9Ib	8.36	-5.93	2.41	11.88	-40 "

4. Строение, состав и размеры ассоциаций области h и χ Персея. Как известно [18], ОВ-ассоциации в своем составе, как правило, имеют одно или несколько ядер—центров звездообразования. Это звездные скопления типа О и кратные звезды типа Трапеции, в том числе звездные цепочки. В ассоциации Персей ОВ1* нам неизвестны данные, относящиеся к ядру (ядрам). Можно только отметить, что плотного ядра в виде скопления типа О, в этой ассоциации нет. Поэтому следует допустить, что ее ядрами являются неизвестные пока звезды типа Трапеции.

В ассоциации Персей OB1**, наоборот, известен ряд ядер. Кроме скоплений типа O: η и χ Персея, IC 1805 и IC 1848, по всей вероятности, имеются и несколько других ядер, в виде кратных звезд типа Трапеции. Например, таким ядром является система типа Трапеции HD 17520 [19], ярчайшая звезда, которая имеет спектральный класс O8 V. Если учесть, что относительное число реальных Трапеций резко возрастает для кратных систем, ярчайшие звезды которых принадлежат к наиболее ранним спектральным классам [20], то факт необычного обилия O-звезд в ассоциации Персей OB1** приобретает особое значение.

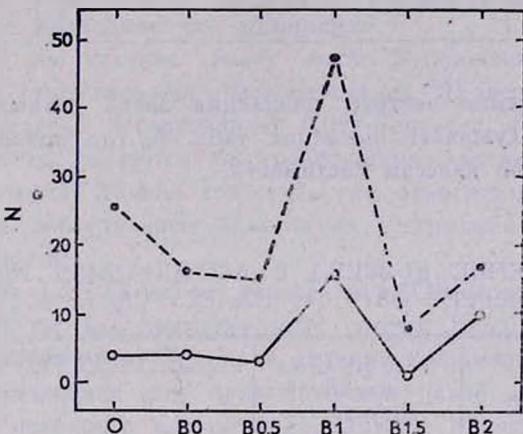


Рис. 5. Распределение звезд, вероятных членов ассоциаций: Персей OB1* (светлые кружки) и Персей OB1** (черные кружки), по спектральному классу.

Значительный интерес представляет спектральный состав, то есть распределение звезд—вероятных членов рассматриваемых ассоциаций по спектральному классу. Эти распределения для ассоциаций Персей OB1* и Персей OB1** графически представлены на рис. 5.

Прежде всего бросается в глаза тот факт, что в обоих распределениях наиболее многочисленными являются звезды спектрального класса B1. Вместе с этим, эти распределения в основном сходны, за исключением того, что в ассоциации Персей OB1** наблюдается необычное обилие O-звезд.

Из табл. 5, в которой приведены распределения звезд для двух подгрупп ассоциации Персей OB1** (табл. 3 и 4), по спектральному классу, видно, что более 4/5 всех O-звезд в этой ассоциации находится на расстоянии более 100 лк от центра (табл. 4), несмотря на то, что

число вероятных членов ассоциации в этой подгруппе значительно меньше. В этом объеме число О-звезд даже больше, чем число наиболее многочисленных B1-звезд.

Таблица 5

РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ДВУХ ПОДГРУПП ЗВЕЗД АССОЦИАЦИИ
ПЕРСЕЙ ОВ1** ПО СПЕКТРАЛЬНОМУ КЛАССУ

Подгруппа	Общее число звезд	Спектральный класс					
		O	B0	B0.5	B1	B1.5	B2
Табл. 3	79	5	8	12	34	7	13
Табл. 4	51	21	8	3	14	1	4

С точки зрения частоты появления звезд разных светимостей в ассоциациях заслуживает внимания табл. 6, где приводится распределение B1-звезд по классам светимости.

Таблица 6

РАСПРЕДЕЛЕНИЕ B1-ЗВЕЗД В АССОЦИАЦИЯХ ПЕРСЕЙ ОВ1*
И ПЕРСЕЙ ОВ1** ПО КЛАССУ СВЕТИМОСТИ

Ассоциация	Число B1-звезд с известной светимостью	Класс светимости				
		I	II	III	IV	V
Персей ОВ1*	14	1	1	1	1	10
Персей ОВ1**	48	7	9	10	4	18

Приведенные данные показывают, что B1-звезды класса светимости V составляют около 70% всех звезд этого спектрального класса в ассоциации Персей ОВ1* и около 40% в ассоциации Персей ОВ1**. Если взять все O-B2 звезды, то среди них класс светимости V имеют около 60% в ближней и более 30%—в дальней ассоциациях.

Эти результаты находятся в согласии с тем, что среди рождающихся звезд преобладают объекты низкой светимости.

В связи с рассматриваемым вопросом следует добавить, что класс светимости известен не для всех звезд обеих ассоциаций. Многие из них лекулярные. Особенно неблагополучно в этом отношении положение О-звезд.

Однако это обстоятельство, по всей вероятности, не может повлиять качественно на полученный результат.

Сравнение ассоциаций Персей OB1* и Персей OB1** показывает, что первая значительно уступает второй по количеству O-B2-звезд—вероятных членов, а также по звездной плотности в центральном объеме. Однако по средней плотности в наблюдаемом объеме ближняя OB-ассоциация мало отличается от дальней. Это обусловлено большей протяженностью последней. Известно, что звездная плотность в ассоциациях сильно падает с удалением от центра [21].

По распределению OB-звезд вокруг центров систем можно только грубо оценить размеры ассоциаций. Дело в том, что само понятие размеров ассоциации довольно неопределенное. Звезды ассоциации, обладающие большими скоростями вылета из ядер, могут сильно удалиться от центральной части системы, вследствие чего они иногда наблюдаются очень далеко от «материнских» ассоциаций.

О том, что это явление имеет место в большинстве ассоциаций, свидетельствует существование быстролетящих OB-звезд—«беглецов» из ассоциаций. Согласно исследованию Круз-Гонзалес и др. [22], более 20% всех O-звезд являются быстролетящими «беглецами» из «материнских» ассоциаций. Можно допустить, что относительное число звезд-беглецов других спектральных классов из ассоциаций не сильно отличается от этой оценки.

Амберцумян [23] в своем определении OB-ассоциаций указывает значение до 200 лк для диаметра этих систем. Если ассоциация Персей OB1* не противоречит этому, то дальняя ассоциация Персей OB1** значительно превышает этот предел. Более одной трети звезд этой OB-ассоциации находится вне объема радиусом 100 лк, вокруг предполагаемого центра системы (рис. 4). Тем не менее, нам кажется, что в случае ассоциации Персей OB1** мы имеем дело с единой системой, по размерам и богатству превышающей известные OB-ассоциации.

5. О расширении новых OB-ассоциаций. Списки O-B2 звезд, вероятных членов ассоциаций Персей OB1* и Персей OB1** (табл. 2—4), показывают, что для нескольких десятков из них известны лучевые скорости: 20 в ближней и 37—в дальней ассоциациях. Эти скорости можно использовать для выявления общей тенденции движений звезд относительно центров соответствующих ассоциаций.

Ранее было показано [24], что считавшаяся единой системой ассоциация Персей OB1 расширяется. Это дает основание считать, что ассоциации Персей OB1* и Персей OB1**, суперпозицией которых является эта «система», также расширяются.

Действительно, в этом случае мы имеем аналогию с так называемой синтетической ассоциацией, составленной как суперпозиция известных OB-ассоциаций и рассмотренной в связи с проблемой расширения звездных ассоциаций [25].

Этот вопрос мы рассмотрели на основе лучевых скоростей ОВ-звезд—вероятных членов соответствующих ассоциаций, используя метод, разработанный в работах [25, 26].

Идея метода основывается на том факте, что при расширении ассоциации, в любое время ее жизни, должно наблюдаться систематическое возрастание пространственных скоростей молодых ОВ-звезд с расстоянием от центра системы—ядра ассоциации. Поэтому, если искомая зависимость средней скорости звезд от среднего расстояния до центра системы возрастающая, то система расширяется.

При сферической симметрии системы, что в первом приближении справедливо в нашем случае, пространственные скорости можно заменить их составляющими—лучевыми скоростями, согласно теореме Клейбера.

Здесь мы не рассматриваем детали этого метода (определения этой независимости), которые изложены в работе [26]. Нас интересуют только окончательные результаты применения этого метода к нашим ассоциациям.

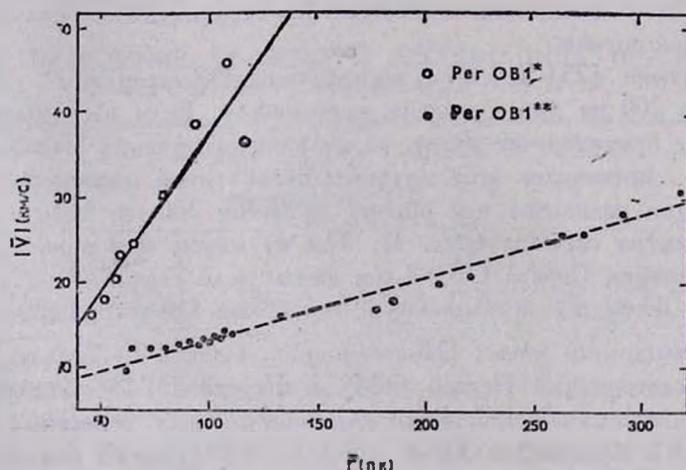


Рис. 6. Возрастающие зависимости средней скорости расширения ОВ-звезд-IV от их среднего расстояния—до центров ассоциаций Персей OB1* (светлые кружки и штриховая линия) и Персей OB1** (чёрные кружки и сплошная линия), свидетельствующие о расширении этих систем.

Они представлены в виде зависимостей средней абсолютной лучевой скорости ОВ-звезд от их среднего расстояния до центров ассоциаций Персей OB1* и Персей OB1** (рис. 6). Зависимости между этими величинами являются возрастающими для обеих ассоциаций. Это однозначно указывает на расширение рассматриваемых ОВ-ассоциаций.

Средняя скорость расширения составляет около 25 км/с для ближней и 14 км/с для дальней ассоциаций. Это различие, по-видимому, является следствием того, что в ассоциации Персей OB1** имеются много ядер центров расширения, что должно привести к уменьшению средней скорости ее расширения.

Судя по средней скорости расширения ассоциация Персей OB1* должна быть моложе ассоциации Персей OB1** по кинематическому возрасту.

6. Обсуждение. Новые данные значительно обогатили ассоциации Персей OB1* и Персей OB1**, в особенности последнюю. В табл. 7 представлены, соответствующие данные. В ней приводится также общее число звезд, вероятных членов этих систем.

Таблица 7

НОВЫЕ ПАРАМЕТРЫ ОВ-АССОЦИАЦИЙ, НАБЛЮДАЕМЫХ
В НАПРАВЛЕНИИ η И ζ ПЕРСЕЯ

Ассоциация	Число О-В2 звезд	Из них с известными V_r	MP	r (пк)	V_r (км/с)
Персей OB1*	38	20	10.25 ± 0.58	1160	-36.80 ± 17.22
Персей OB1**	130	37	11.75 ± 0.60	234 ¹⁾	-43.09 ± 8.96

Сравнение табл. 7 с аналогичной табл. 1, заимствованной из работы [5], показывает довольно хорошее согласие между ними. Несмотря на значительное расширение наблюдательного материала, существенных изменений в параметрах ассоциаций Персей OB1* и Персей OB1** практически не произошло.

Несмотря на то, что число звезд-вероятных членов этих ОВ-ассоциаций возросло почти в два раза в первом случае и почти в 5 раз во втором, эти параметры остались почти неизменными. Лишь в некоторых случаях для отдельных звезд заново определенные модули расстояния привели к переходу из одной ассоциации в другую.

Близость параметров, определенных нами (табл. 7) и в работе [5], дает основание считать реальным существование в направлении η и ζ Персея двух ОВ-ассоциаций: Персей OB1* и Персей OB1**, проектирующихся друг на друга.

Табл. 7 свидетельствует, что расстояние дальней ассоциации Персей OB1** совпадает с расстоянием считавшейся единой ассоциации

Персей OB1 [25]. Это позволяет допустить, что ближняя ассоциация Персей OB1* не обращала на себя внимания до последнего времени, из-за сравнительно низкой поверхностной плотности OB-звезд и отсутствия плотного ядра.

Анализ лучевых скоростей OB-звезд, вероятных членов ассоциаций Персей OB1* и Персей OB1**, показал, что обе ассоциации расширяются, то есть являются динамически неустойчивыми и распадаются.

Распределения звезд обеих ассоциаций по спектральному классу показало, что наиболее многочисленными в них являются звезды спектрального класса B1. Они составляют чуть больше 1/3 всех звезд—вероятных членов этих ассоциаций.

Рассмотрение распределения B1-звезд по классу светимости показывает, что в ближней ассоциации Персей OB1* почти 3/4 звезд являются звездами главной последовательности, а в дальней ассоциации чуть больше 1/3. Остальные звезды в обеих ассоциациях не столь резко отклоняются от равномерного распределения по классам светимости I—IV.

Преобладание звезд низких светимостей можно понять, если учесть большую частоту карликовых звезд в Галактике. Непонятно, однако, необычное обилие звезд спектрального класса B1 в обеих ассоциациях.

7. Заключение. Рассмотрение распределения и движений O-B2-звезд в направлении ассоциации двойного скопления η и χ Персея, в свете работы [5], подтверждает существование в этой области двух OB-ассоциаций, проектирующихся друг на друга. Разность расстояний этих двух OB-ассоциаций—Персей OB1* и Персей OB1** порядка 1000 пк, что исключает физическую связь между ними. Выделение OB-звезд, вероятных членов отдельных ассоциаций, свидетельствует о том, что дальнняя ассоциация Персей OB1** значительно богаче и протяженнее ближней (Персей OB1*).

Расстояния и средние лучевые скорости ассоциации Персей OB1* и Персей OB1**, по нашим определениям, соответственно равны 1160 ± 250 и 2340 ± 730 пк, -31 ± 17 и -43 ± 9 км/с. Они мало отличаются от значений этих параметров, определенных ранее в работе [5] (см. табл. 1). При этом статистические расчеты показывают, что вывод о реальном существовании двух OB-ассоциаций, расположенных на расстояниях, отличающихся на более чем 1000 пк, вполне обоснован. Гипотеза о том, что эти две ассоциации совпадают, имеет незначительную вероятность (уровень значимости = 0.01 [28]).

Распределение звезд—вероятных членов по спектральному классу для обеих ассоциаций почти одинаковое, за исключением необычного обилия O-звезд в ассоциации Персей OB1**. Максимум этого распре-

деления, исключая О-звезды дальней ассоциации, в обоих случаях приходится на спектральный класс В1. Причем для всех подклассов наблюдается существенное преобладание звезд низких светимостей (класса светимости V). Причем, если распределение звезд по классу светимости естественно объяснить тем, что звезды низких светимостей рождаются гораздо чаще, чем звезды высоких светимостей, то для распределения звезд по спектральному классу трудно предположить правдоподобное объяснение. Возможно, это связано с возрастом соответствующих систем. Известные лучевые скорости ОВ-звезд свидетельствуют о расширении обеих ассоциаций относительно их центров.

Следует добавить, что списки О-В2 звезд—вероятных членов ассоциаций Персей OB1* и Персей OB1**, представленные (табл. 2—4), не являются полными. В эти списки вошли лишь звезды каталога Бланко и др. [7], которым мы пользовались. Эта звезда не входила в наши планы. Мы задались целью лишь выяснения реальности существования двух ассоциаций в направлении η и ζ Персия и исследования некоторых особенностей этих ассоциаций.

В заключение отметим, что обе ассоциации, судя по средним лучевым скоростям ОВ-звезд, вероятных членов этих систем, приближаются к нам и, вероятно, удаляются друг от друга.

Бюраканская астрофизическая
обсерватория

DISTRIBUTION AND MOTIONS OF OB-STARS IN THE DIRECTION OF THE η AND ζ PERSEI

L. V. MIRZOYAN, V. V. HAMBARTIAN, A. T. GARIBJANIAN

The distribution and motions of O-B2 stars in the direction of the η and ζ Persei double cluster are studied. The existence of two independent OB-associations: Per OB1* and Per OB1** is confirmed. 38 and 130 probable members of these OB-associations are picked out. The distances of the associations, 1160 and 2340 pc, are determined. The unusual abundance of the O-stars in the Per OB1** association is observed. The B1-stars, mostly of the luminosity class V, consist about 1/3 of all probable members in both associations. Using the radial velocities of 20 (Per OB1*) and 37 (Per OB1**) stars it is shown that these associations are expanding, with the mean velocities of about 25 and 14 km/s, respectively.

ЛИТЕРАТУРА

1. Л. В. Мирзоян, Сообщ. Бюракан. обсерв., 35, 75, 1964.
2. W. Blaauw, *Astrophys. J.*, 105, 492, 1947.
3. V. A. Ambartsumian, *Max Planck Festschrift*, Berlin, 1958, p. 97.
4. A. T. Гарibdjanian, *Астрофизика*, 20, 437, 1984.
5. L. G. Balazs, A. T. Garibjantian, *Astrofizika*, 27, 245, 1987.
6. H. A. Abt, E. S. Biggs, *Bibliography of stellar Radial Velocities*, New-York, 1972.
7. V. M. Blanco, S. Demers, G. G. Douglass, M. P. Fitzgerald, Puhl. US Nav. Observ., Second Ser., v. 21, Washington, 1968.
8. G. Alter, J. Ruprecht, V. Vanysek, *Catalogue of Star Clusters and Associations*, Akademiai Kiado, Budapest, 1970.
9. Л. Г. Балаш, А. Т. Гарibdjanian (не опубликовано).
10. J. Ruprecht, *Trans. IAU*, 12B, 347, 1966.
11. Б. Е. Маркарян, ДАН АрмССР, 15, 11, 1952.
12. W. Becker, R. Fenkart, *Astron. and Astrophys. Suppl. Ser.*, 4, 241, 1971.
13. R. Schild, *Astrophys. J.*, 148, 449, 1967.
14. C. Waalkens, P. Lampens, D. Heynderickx, J. Cuypers, K. Degryse, S. Poedts, R. Polfliet, J. Denogela, K. Van Den Abeele, F. Rafener, P. Smeulers, *Astron. and Astrophys. Suppl. Ser.*, 83, 11, 1990.
15. P. S. Conti, W. R. Alschuler, *Astrophys. J.*, 170, 325, 1971.
16. R. E. Wilson, *General Catalogue of Stellar Radial Velocities*, Washington, 1953.
17. L. V. Mirzoyan, M. Marsaltn, A. T. Garibjantian, G. Beulestex, A. L. Mirzegan, Y. P. Georgelin, *Astrofizika*, 34, 67, 1991.
18. В. А. Амбарцумян, *Астрон. ж.*, 26, 3, 1949.
19. Г. Н. Салуквадзе, Бюл. Абастум. астрофиз. обсерв., 49, 39, 1978.
20. В. А. Амбарцумян, Сообщ. Бюракан. обсерв., 15, 3, 1954.
21. Л. В. Мирзоян, Сообщ. Бюракан. обсерв., 33, 41, 1963.
22. O. Cruz-Gonzalez, E. Racillas-Cruz, R. Costerõ, M. Peimbert, S. Torres-Peimbert, *Rev. Mex. Astron. Astrophys.*, 1, 211, 1974.
23. В. А. Амбарцумян, Доклад на VIII съезде МАС АН СССР, М., 1952.
24. Л. В. Мирзоян, М. А. Мнацаканян, *Астрофизика*, 6, 337, 1970.
25. Л. В. Мирзоян, Сообщ. Бюракан. обсерв., 29, 81, 1961.
26. Л. В. Мирзоян, М. А. Мнацаканян, *Астрофизика*, 6, 411, 1970.
27. R. M. Humphreys, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, 38, 309, 1978.
28. Г. Крамер, *Математические методы статистики*, Мир, М., 1975, стр. 453.

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 34

ИЮНЬ, 1991

ВЫПУСК 3

УДК: 524.7—74

СТРУКТУРА ЦЕНТРАЛЬНЫХ ОБЛАСТЕЙ НЕКОТОРЫХ ГАЛАКТИК С УЛЬТРАФИОЛЕТОВЫМ ИЗБЫТКОМ. II

Г. В. АБРАМЯН, К. А. СААКЯН, Э. Е. ХАЧИКЯН

Поступила 7 марта 1991

Принята к печати 30 марта 1991

Сообщается о выявлении двухъядерной или кратной структуры у семи галактик с ультрафиолетовым избытком. Определены морфологические типы этих галактик, расстояния между ядрами и произведена оценка их яркости. Две галактики с сейфертовскими характеристиками также имеют сложные ядра.

1. Исследованы центральные области ультрафиолетовых галактик на основании прямых снимков, полученных в первичном фокусе 2.6-м телескопа Бюраканской астрофизической обсерватории на фотопластинках ZU-21. У семи галактик, список которых приведен в табл. 1, впервые обнаружены двойные ядра. Пластиинки обработаны на комплексе PDS 1010А—СМ4 с помощью программы обработки протяженных объектов, действующей в рамках вычислительной системы АДА Бюраканской обсерватории. Обработка включала: сканирование изображения галактик с диафрагмой $0'5 \times 0'5$, поверхностную фотометрию объектов в системе *B* с построением карты изолиний либо в единицах звездных величин с кв. секунды, либо в почернениях; оценку интегральных звездных величин галактики и обнаруженных ядер; оценку геометрических характеристик ядер. Отметим, что точность фотометрии с переходом к системе *B* была оценена как $\pm 0.^m19$. Приведены также краткое описание центральных частей всех обследованных галактик, их изофоты и фотометрические разрезы, проходящие через оба ядра.

Галактики, сложная структура которых обнаружена впервые, собраны в табл. 1, где приведены номера галактик по Маркаряну, абсолютные и видимые интегральные величины галактик и их ядер, исправленные за вращение Солнца лучевые скорости по [1], размеры ядер в секундах дуги и килопарсеках, расстояния между компонентами в секундах дуги и килопарсеках, видимые и абсолютные интегральные величины

ядер, обозначенные как в статье [2], морфологические типы и класс спектра по [4, 5]. Видимые величины ядер были определены нами гла- зомерно, с той же методикой, что описана в [3].

Таблица 1

ГАЛАКТИКИ, ДВОЙСТВЕННАЯ СТРУКТУРА ЯДЕР
КОТОРЫХ ОБНАРУЖЕНА ВПЕРВЫЕ

Марк.	m_{pg} град.)	M_{pg} (град.)	Лучевая скорость (км/с)	Размеры ядер		Расстояния меж. парами		m_{pg} (яд.)	A'_{pg} (яд.)	Морфологи- ческий тип	Спек- тактор
				угл.	км	угл.	км				
1003	14.4	-18.6	3040	1.5	0.20	4.0	0.79	18.6	-14.4	SBe	s3e;
				2.0	0.39			18.9	-14.1		
1126	14.5	-18.6	3090	1.16	0.23	2.0	0.40	18.0	-15.1	SBe	s2e;
				1.65	0.33			18.2	-14.9		
1127	16.0	-19.0	7410	0.5	0.24	1.0	0.48	18.0	-17.0	Sb	s3
				1.0	0.48			19.2	-15.8		
1131	16.0	-16.2	2100	1.25	0.16	1.5	0.20	18.6	-13.6	She	d*3
				1.0	0.14			18.9	-13.3		
1141	17.0	-20.1	20040	1.5	1.94	1.25	1.62	19.7	-17.4	She	d2
				1.25	1.62			19.9	-17.2		
1156	15.5	-22.2	10410	1.6	1.06	5.0	3.36	18.2	-19.5	Sb	d3e
				1.5	1.01			19.0	-18.7		
1187	15.5	-20.8	13440	1.5	1.3	1.85	1.61	17.8	-18.5	Sc	s2
				2.0	1.74			18.5	-17.8		

На рис. 1 приведены картины изофот исследованных галактик. Изофоты построены в звездных величинах в полосе B с кв. секунды.

Ниже приводятся списания исследованных галактик согласно снимкам 2.6-м телескопа.

Маркарян 1003—Сpirальная галактика с перемычкой, рукава которой образуют сферическое кольцо. В экваториальной плоскости выделяются по крайней мере два сгущения. Слабое сгущение расположено в геометрическом центре, яркое же, возможно, является сверхассоциацией.

Маркарян 1126—Является галактикой типа сейфера с двумя ядрами. Вокруг балджа имеется кольцо. Галактика имеет три оболочки. Внутренние изофоты сферические, внешние имеют разрезанный вид.

Маркарян 1127—Сpirаль со слабыми рукавами. Внутри прямого

угольной самой внутренней изофоты наблюдаются, по меньшей мере, два сгущения. Возможно и наличие *ещё* двух сгущений, чего нам уверенно выявить не удалось, но они заподозрены на фотометрическом разрезе.

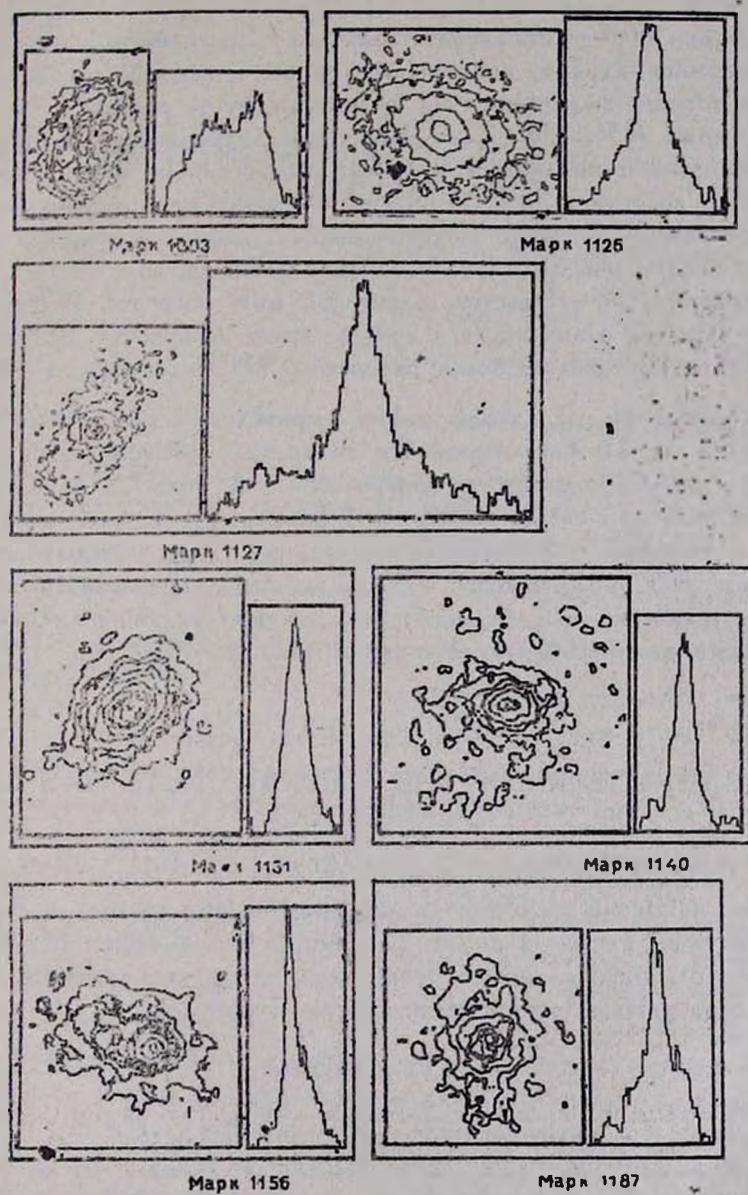


Рис. 1. Изофоты галактик, номера которых указаны согласно спискам Маркаряна. Рядом приведены фотометрические разрезы, проходящие через оба ядра галактики.

Маркарян 1131—Сpirальная галактика с балджеем больших размеров, на котором выделяются два ядра. Яркое ядро расположено ближе к центру галактики. Второе ядро может быть сверхассоциацией. Второй компонент из-за своей слабости не очень отчетливо выделяется на карте изофот.

Маркарян 1140—Сpirальная галактика с перемычкой с двумя четко выделяющимися ядрами, спиральные рукава которой однородны. Ядра особенно хорошо выделяются на фотометрическом разрезе.

Маркарян 1156—Несколько вытянутая двухъядерная галактика со слаборазвитыми спиральными рукавами. Ядра сильно отличаются друг от друга по яркости и ни одно из них не расположено в геометрическом центре галактики. Внешние изофоты сильно разрезаны. Возможно, первое ядро в свою очередь состоит из двух компонентов.

Маркарян 1187—Является галактикой типа сейфера. В центре два ядра, не слишком отличающиеся друг от друга по яркости. Все изофоты, и внешние и внутренние, очень разрезаны. Морфологический тип SBc.

2. Обсуждение. В данной работе приведены результаты прямых наблюдений на 2.6-м телескопе 7-и галактик, имеющих двойные или кратные ядра. Определены их морфологические типы. У двух галактик отмечено наличие сверхассоциаций. Двойные и кратные ядра встречаются в основном в нормальных спиральных галактиках или в спиральных галактиках с перемычкой. Такой же результат получен в работе [3]. Две галактики со сложной структурой центральной части являются галактиками типа сейфера: Маркарян 1126 и 1187.

Бюражанская астрофизическая
обсерватория

THE STRUCTURE OF THE CENTRAL PARTS OF SOME UV GALAXIES

H. V. ABRAHAMIAN, K. A. SAHAKIAN, E. Ye. KHACHIKIAN

The existence of double or multiple nuclei structure in 7 galaxies with ultraviolet excess is noted. The morphological types of these galaxies, the distances of nuclei from each other are determined. Two seyfert type galaxies also have a complex nuclei.

ЛИТЕРАТУРА

1. J. H. Mazzarella, V. A. Balzano, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, 62, 751, 1956.
2. Г. В. Абрамян, К. А. Саакян, Астрофизика, 31, 447, 1989.
3. А. Р. Петросян, К. А. Саакян, Э. Е. Хачикян, Астрофизика, 14, 69, 1978.
4. Б. Е. Маркарян, В. А. Липовецкий, Дж. Степанян, Астрофизика, 13, 397, 1977.
5. Б. Е. Маркарян, В. А. Липовецкий, Дж. А. Степанян, Астрофизика, 15, 201, 1979.

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 34

ИЮНЬ, 1991

ВЫПУСК 3

УДК: 524.45:520:84

ВЗАИМОДЕЙСТВУЮЩАЯ СИСТЕМА ГАЛАКТИК МАРКАРЯН 907

А. Р. ПЕТРОСЯН, А. Н. БУРЕНКОВ, К. А. СААКЯН

Поступила 10 декабря 1990

Принята к печати 15 февраля 1991

Приведены результаты детального спектрофотометрического и морфологического исследований галактики Маркарян 907. Наблюдательный материал получен на 6-м телескопе САО АН СССР и 2.6-м телескопе Бюраканской обсерватории. По относительным интенсивностям эмиссионных линий определены содержание тяжелых элементов, массы и коэффициенты скважности ионизованного газа, число звезд типа O9 и темп звездообразования в шести сгущениях галактики. Показано, что Маркарян 907 является взаимодействующей двойной системой. Южный компонент пары—SB_b галактика с мощным ядром; северный компонент—состоящая из трех отдельных сгущений карликовая голубая галактика. В спиральной галактике отождествлены две HII-области.

1. Введение. Маркарян 907 (NGC 7250, UGC 11980, МКГ 07-45-024) не сейфертовская галактика со сложной морфологической структурой. Маркарян и др. [1] избыточное УФ-излучение наблюдали только из яркой южной части объекта. Ими отмечалось также присутствие на северо-западе от объекта конденсированного спутника 16''. Согласно спектральным наблюдениям Маркарян 907-двойная взаимодействующая система [2]. Галактоцентрическая лучевая скорость её южного компонента $1440 \text{ км} \cdot \text{с}^{-1}$, северного— $1460 \text{ км} \cdot \text{с}^{-1}$. Абсолютная звездная величина системы— $19^m 4$ ($H_0 = 75 \text{ км} \cdot \text{с}^{-1} \text{ Мпк}^{-1}$). Бальзано [3] не наблюдал данный объект как кандидат в галактику со вспышкой звездообразования, из-за его диффузного вида. Согласно Санамяну и др. [4] на 31.0 см поток непрерывного радиоизлучения от объекта меньше 330 мЯн, а на 8.2 см равен 36 ± 18 мЯн. Маркарян 907 является источником далекого инфракрасного (FIR) излучения [5].

В настоящей работе приведены результаты детального морфологического и спектрофотометрического исследований галактики.

2. Наблюдательный материал и его обработка. Крупномасштабный прямой снимок галактики Марк 907 получен на 2.6-м телескопе БАО Республики Армения 7.10.1977 г. на голубой пластинке Zu-2 без фильтра, с экспозицией $15''$. При наблюдениях изображение звезд $\sim 2''$. Снимок галактики воспроизведен на рис. 1а. Для более детального исследования морфологической структуры Марк 907 ее прямой снимок просканирован на автоматическом микроденситометре АМД-1 САО АН СССР с диафрагмой 10×10 мкм, с шагом 10 мкм. Полученное двухмерное изображение после быстрого преобразования Фурье фильтровано с использованием рассчитанных оптимальных фильтров низких частот и фильтра Винера. Результаты обработки в виде картины изоденс воспроизведены на рис. 1б, с. С целью фотометрии различных деталей в галактике ее изображение обработано также на комплексе PDS 1010A + CM4 с помощью программы обработки протяженных объектов, действующей в рамках вычислительной системы АДА Бюраканской обсерватории. Ошибка фотометрии в системе *B* не превышает $0'''' 25$.

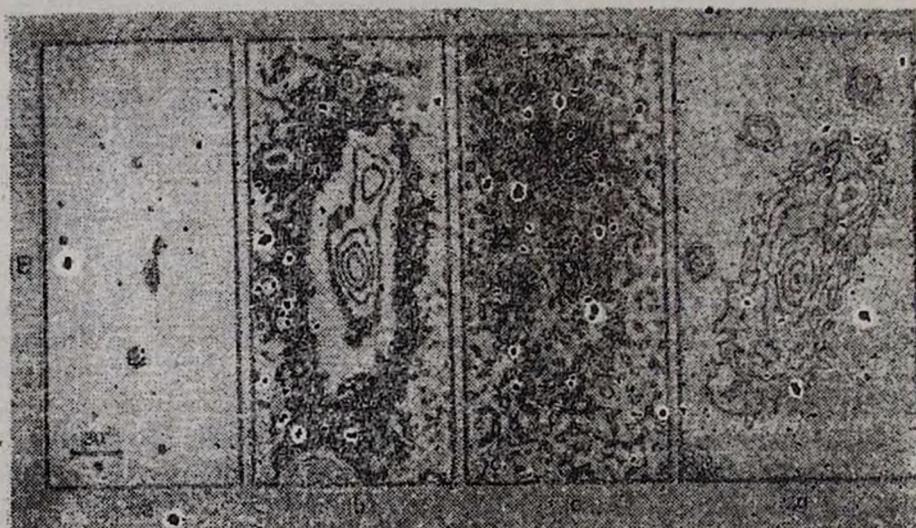


Рис. 1. Галактика Марк 907: а) Прямой снимок. б) Результат обработки прямого снимка с фильтром низких частот. в) То же с фильтром Винера. д) Картина изофот галактики. Самая слабая изофота соответствует $24'''' 0$ с кв. с. До $21'''' 5$ с кв. с. шаг построения изофот равен $0'''' 5$. Центральная изофота соответствует $21'''' 2$ с кв. с.

На рис. 1д воспроизведена изофотометрическая карта галактики, построенная в единицах звездных величин с кв. с. На рис. 1д самая

слабая изофота соответствует $24^m 0$ с кв. с. До $21^m 5$ с кв. с. шаг построения изофот равен $0^m 5$. Самая внутренняя центральная изофота имеет величину $21^m 2$ с кв. с.

Таблица 1.

ДАННЫЕ О СПЕКТРАЛЬНЫХ НАБЛЮДЕНИЯХ МАРК 907 НА БТА

№ спектра	Дата наблюдений	Экспозиция (мин)	Спектральный диапазон (Å)	Изображение
1	22.10.1981	10	3600—5100	$3''—4''$
2	"	10	4600—6100	
3	"	10	5700—7200	
4	23.10.1981	20	5700—7200	$1'' 5—2''$
5	"	20	3600—5100	
6	14.08.1983	10	3600—5100	$1''—1'' 5$
7	"	2	3600—5100	
8	"	10	4600—6100	
9	"	2	4600—6100	
10	"	18	5700—7200	
11	"	2.7	5700—7200	

Спектры Марк 907 получены в первичном фокусе 6-м телескопа САО АН СССР со спектрографом СП-160 с двухкамерным ЭОП УМК-91В. Галактика наблюдалась при одном положении щели спектрографа, проходящей вдоль вытянутости объекта. При наблюдениях дисперсия выбиралась как $65 \text{ \AA} \cdot \text{мм}^{-1}$, масштаб перпендикулярно дисперсии $\sim 17'' \cdot \text{мм}^{-1}$.

Данные о спектральных наблюдениях приведены в табл. 1. В качестве звезд сравнения служили ВД $25^{\circ}3941$ и 92 Фейджа [6]. Обработка спектров производилась на микроденситометре PDS 1010А Бюраканской обсерватории.

3. Результаты. Из-за своей сложной структуры Марк 907 в каталогах UGC, МКГ, а также в пересмотренном каталоге NGC не имеет четкой морфологической классификации. По нашим данным в общей структуре Марк 907 выделяются два ярких образования (рис. 1). Южное, более яркое расположено почти в геометрическом центре внешних изоденс галактики. Форма примыкающей к ней изоденсы, а также строение южной части галактики (рис. 1б и д) указывают, что южное сгуще-

нице является ядром галактики, у которой предположительный тип SAB b. Северное сгущение имеет сложную внутреннюю структуру (рис. 1с). Оно по своей структуре, яркости и положению в Марк 907 может быть или гигантской H II-областью в спиральной галактике, или компонентом взаимодействующей двойной системы. В корректной классификации системы помогут спектральные наблюдения Марк 907.

Как отмечалось, все спектры галактики получены при положении щели спектрографа, проходящей вдоль вытянутости объекта. Во всех спектрах видна сложная структура Марк 907. Своим сильным непрерывным излучением выделяется южное сгущение, которое излучает также в эмиссионных линиях [SII] λ 6731/16, He I λ 6678, [N II] λ 6584/48, H_α, [OI] λ 6300, He I λ 5876, [OIII] λ 5007, 4959, H_β, H_γ, H_δ, H_ε + [NeIII], H_θ, [NeIII] λ 3869 и [OII] λ 3727. Линии бальмеровской серии, начиная с H_γ и ниже, имеют слабые компоненты в поглощении.

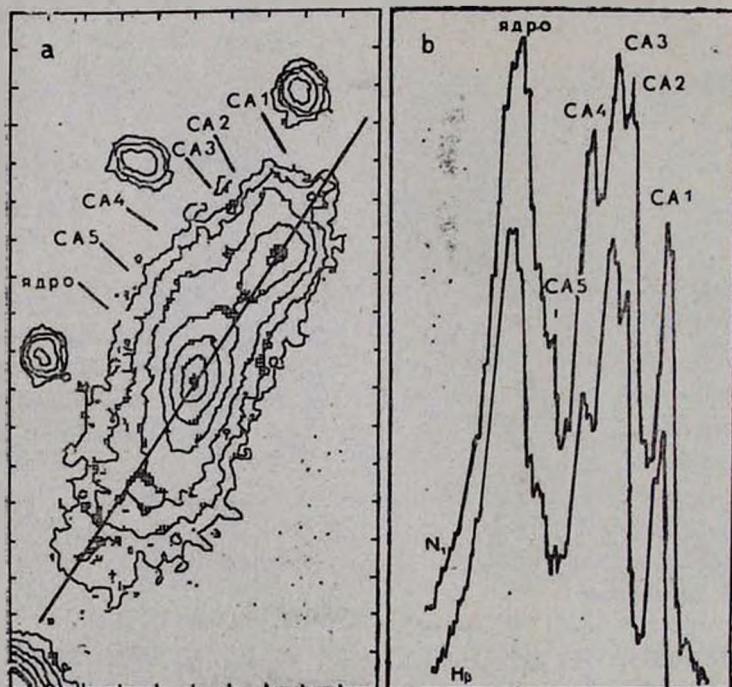


Рис. 2. а) Положения щели спектрографа при наблюдении и отождествление сгущений в Марк 907. б) Регистрограммы эмиссионных линий H_β и [OIII] λ 5007 перпендикулярно дисперсии. Отмечены положения ядра и пяти сгущений галактики.

В северном направлении от южного сгущения отождествлены спектры пяти отдельных сгущений. На рис. 2а, б, соответственно на картинах

изофот Марк 907 и регистрограмме эмиссионных линий H_{α} и $[O\text{ III}] \lambda 5007$, перпендикулярно дисперсии, отмечены положения этих структур—сверхассоциаций (СА), а также южного сгущения—ядра. СА2 и СА3, расположенные в центральной области северного яркого сгущения, имеют сильные непрерывные спектры. У них, как и у СА1, конденсации с сильными эмиссионными линиями и едва заметным непрерывным спектром, отождествлены те же эмиссионные линии, что и у южного сгущения—ядра. В их спектрах зарегистрирована также линия $[O\text{ III}] \lambda 4363$. СА4 и СА5, расположенные между северным и южным яркими сгущениями, со своими непрерывными спектрами слабо выявляются в общем непрерывном излучении галактики. Обе они являются источниками эмиссионных линий бальмеровской серии $[S\text{ II}]$, $[N\text{ II}]$, $[O\text{ III}]$, $[O\text{ I}]$, $[O\text{ II}]$.

Все отождествленные эмиссионные линии во всех спектрах Марк 907 фотометрированы. Наблюденные и исправленные за поглощение согласно [7] значения относительных интенсивностей эмиссионных линий всех пяти СА и южного сгущения—ядра приведены в табл. 2. В последних двух строках таблицы даны значения эквивалентных ширин эмиссионной линии H_{α} и избыток цвета $E(B-V)$. В скобках, во всех случаях, приведено число измерений, использованное для вычисления относительных интенсивностей, эквивалентных ширин и избыточных цветов.

Значения относительных интенсивностей $I([O\text{ III}] \lambda 5007) / I(H_{\alpha})$ и $I([N\text{ II}] \lambda 6584) / I(H_{\alpha})$ в спектрах всех образований Марк 907 характерны для HII-областей, в которых излучение в линиях обусловлено фотоионизацией коротковолновым излучением горячих O—B-звезд [8]. Для южного сгущения ядра и СА5 температура ионизующих звезд (T_*) должна быть $\sim 3.4 \cdot 10^4$ К [9], т.е. ионизация газа в них обусловлена преимущественно звездами спектральных типов BO-O9 [10]. Для всех остальных сгущений в галактике T_* должна быть в пределах $3.6 \div 3.8 \cdot 10^4$ К, а тип ионизующих звезд—O9.

Присутствие в спектрах СА1, СА2 и СА3 эмиссионных линий $[O\text{ III}] \lambda\lambda 5007, 4959$ и 4363 дает возможность вычислить электронную температуру. Используя данные, приведенные в работе [11], для T_e , соответственно для СА1, СА2 и СА3, получены значения $1.6 \cdot 10^4$ К, $1.55 \cdot 10^4$ К и $1.8 \cdot 10^4$ К. По этим значениям T_e и по отношениям $I([S\text{ II}] \lambda 6716) / I([S\text{ II}] \lambda 6731)$ (см. табл. 2) значения электронных плотностей (n_e) в этих СА оценены соответственно равными 60, 70 и 130 см^{-3} [11].

По вышеприведенным значениям электронных температур и плотностей, по относительным интенсивностям эмиссионных линий (табл. 2), произведен расчет содержания тяжелых элементов в СА1, СА2 и СА3.

Таблица 2

ЗНАЧЕНИЯ ОТНОСИТЕЛЬНЫХ ИНТЕНСИВНОСТЕЙ
ЭМИССИОННЫХ ЛИНИЙ, ЭКВИВАЛЕНТНЫХ ШИРИН И ИЗБЫТКОВ ЦВЕТА В СГУЩЕНИИ МАРК 907

	Ядро		СА1		СА2	
	$(I_\lambda / I_{H_\beta})_{\text{наб.}}$	$(I_\lambda / I_{H_\beta})_{\text{исп.}}$	$(I_\lambda / I_{H_\beta})_{\text{наб.}}$	$(I_\lambda / I_{H_\beta})_{\text{исп.}}$	$(I_\lambda / I_{H_\beta})_{\text{наб.}}$	$(I_\lambda / I_{H_\beta})_{\text{исп.}}$
[SII] $\lambda 6731$	0.84+0.09 (4)	0.48+0.07	0.29 (3)	0.22	0.52+0.10 (4)	0.36+0.08
[SII] $\lambda 6716$	1.11+0.07 (4)	0.63+0.08	0.40 (3)	0.30	0.72+0.15 (4)	0.50+0.12
HeI $\lambda 6678$	0.09 [3]	0.05	—	—	0.10 (1)	0.07
[NII] $\lambda 6584$	1.26+0.09 (4)	0.74+0.10	0.65 (3)	0.49	0.65 (3)	0.46+0.07
H _α	4.75+0.50 (4)	2.80+0.42	3.69+0.42 (4)	2.80+0.45	3.97+0.38 (4)	2.80+0.38
[NII] $\lambda 6548$	0.50+0.06 (4)	0.30+0.05	0.20 (3)	0.15	0.20+0.02 (4)	0.14+0.02
[OI] $\lambda 6300$	0.14+0.03 (4)	0.09+0.02	0.12 (1)	0.09	0.15 (2)	0.11
HeI $\lambda 5876$	0.20 (3)	0.14	0.12 (1)	0.10	0.14 (2)	0.11
[OIII] $\lambda 5007$	3.50+0.28 (7)	3.30+0.27	2.68+0.15 (?)	2.60+0.15	3.30+0.09 (8)	3.17+0.09
[OIII] $\lambda 4959$	1.27+0.09 (7)	1.22+0.09	0.96+0.04 (7)	0.94+0.04	1.12+0.03 (8)	1.09+0.03
H _β	1.00	1.00	1.00	1.00	1.00	1.00
[OIII] $\lambda 4363$	—	—	0.039 (1)	0.044	0.042 (1)	0.049
H _γ	0.27 (3)	0.34	0.020+0.04 (5)	0.33+0.05	0.32+0.04 (5)	0.38+0.05
H _δ	0.13 (2)	0.19	0.09 (?)	0.11	0.12+0.02 (4)	0.15+0.03
H _ε +[NeIII]	0.06 (2)	0.10	0.05 (3)	0.08	0.08+0.02 (1)	0.11+0.03
H _ζ	0.07 (2)	0.12	0.09 (?)	0.12	0.07 (3)	0.10
[NeIII] $\lambda 3869$	0.17+0.02 (4)	0.29+0.05	0.07 (?)	0.09	0.09+0.02 (3)	0.13+0.03
[OII] $\lambda 3727$	2.19+0.28 (4)	3.90+0.71	1.08+0.28 (4)	1.38+0.43	1.55+0.23 (5)	2.33+0.43
W _{H_β} (A)	19.8+1.5 (6)		127 (*)		101+11 (*)	
E (B-V)	0.48+0.10		0.24+0.11		0.31+0.09	

* Ошибки оценены при предположении $\sigma(H_\alpha / H_\beta) \sim 15\%$

CA3		CA
$(I_\lambda / I_{H_\beta})_{\text{stab.}}$	$(I_\lambda / I_{H_\beta})_{\text{non.}}$	$(I_\lambda / I_{H_\beta})_{\text{stab.}}$
0.62+0.07 (4)	0.41+0.05	0.57 (3)
0.77+0.06 (4)	0.50+0.06	0.70 (3)
0.10 (3)	0.07	0.06 (2)
0.96+0.14 (4)	0.64+0.11	0.86 (3)
4.17+0.36 (4)	2.80+0.34	4.13+0.40 (4)
0.37+0.11 (4)	0.25+0.08	0.28 (3)
0.11 (3)	0.08	0.05 (1)
0.13 (2)	0.10	0.17 (1)
3.20+0.30 (7)	3.06+0.29	3.60+0.52 (7)
1.12+0.09 (7)	1.09+0.09	1.27+0.10 (7)
1.00	1.00	1.00
0.057 (2)	0.068	—
0.35+0.04 (5)	0.42+0.05	0.37 (3)
0.17+0.03 (4)	0.23+0.04	0.12 (3)
0.12+0.03 (4)	0.17+0.04	0.16 (3)
0.18 (3)	0.26	0.13 (3)
0.16+0.05 (4)	0.24+0.05	0.17 (3)
1.68+0.34 (4)	2.68+0.61	0.71 (3)
74+11 (6)		52+7 (5)
0.35+0.08		0.34+0.09

4		CA5	
$(I_\lambda / I_{H_\beta})_{\text{obs.}}$	$(I_\lambda / I_{H_\beta})_{\text{theor.}}$	$(I_\lambda / I_{H_\beta})_{\text{obs.}}$	$(I_\lambda / I_{H_\beta})_{\text{theor.}}$
0.38	0.47 (3)	0.37	
0.46	1.49 (3)	0.53	
0.04	—	—	
0.58	1.38 (3)	0.56	
2.80 ± 0.38	6.92 (3)	$2.81 \pm 0.60^*$	
0.19	0.44 (2)	0.18	
0.04	0.17 (1)	0.08	
0.13	—	—	
3.45 ± 0.50	$2.98 \pm 0.29 (7)$	$2.6^e \pm 0.27^*$	
1.23 ± 0.10	$0.95 \pm 0.05 (7)$	0.89 ± 0.05	
1.00	1.00	1.00	
—	—	—	
0.44	0.33 (1)	0.50	
0.16	—	—	
0.22	—	—	
0.19	—	—	
0.25	0.14 (1)	0.34	
2.69	1.91 (3)	5.50	
	$8.8 \pm 1.1 (6)$		
	0.83		

Таблица 3

СОДЕРЖАНИЕ ТЯЖЕЛЫХ ЭЛЕМЕНТОВ
В СА1, СА2 И СА3 МАРК 907

	Но	Y	O	N	S	Ne
СА1	10.94	0.258	7.44	6.99	7.01	6.83
СА2	10.98	0.275	7.62	6.90	7.05	7.07
СА3	10.96	0.267	7.48	6.91	6.93	7.20
BCDG	10.91	0.245	8.02	6.59	7.28	7.39
HII	11.07	0.320	8.60	7.59	7.26	8.10

Расчеты основаны на данных работы [11]. При вычислении содержания серы использован метод работы [12]. Содержание гелия в объектах вычислено согласно [13, 14]. При вычислениях рекомбинационных коэффициентов для гелия использованы данные, приведенные в работе [15], для чисто радиативных процессов.

Полученные значения логарифмов содержания тяжелых элементов относительно к водороду для СА1, СА2 и СА3 приведены в табл. 3. В табл. 3 для сравнения даны содержания тяжелых элементов для изолированных Н II-областей (BCDG) и Н II-областей в спиральных галактиках (HII) [16—19]. Отметим, что количество атомов водорода принято равным 10^{12} .

Для трех конденсаций, южного сгущения—ядра, СА4 и СА5, в Марк 907 возможность непосредственного определения электронной температуры отсутствует. Содержание кислорода и азота в них определено согласно эмпирическим зависимостям, приведенными в работе [20]. Для южного сгущения—ядра использованы уравнения, выведенные для ядерных Н II-областей. Расположение СА5 в объекте указывает, что она с большой вероятностью является Н II-областью в спиральной галактике. Содержание кислорода и азота в ней определено согласно уравнениям, выведенным для Н II-областей в ранних спиральных галактиках [20]. По расположению СА4 можно отнести как к той же спиральной галактике, так и к комплексу сгущений СА1—СА3. Для нее использованы как уравнения, выведенные для Н II-областей в ранних спиральных галактиках [20], BCDG. Полученные данные приведены в табл. 4. В табл. 4 для сравнения приведены содержания кислорода и азота для ядер нормальных спиральных галактик [20], BCDG и Н II-областей в ранних спиральных галактиках [20], а также для Солнца [21, 22].

На основе поверхностной фотометрии Марк 907 оценены В-величины сгущений галактики, исследованных спектрофотометрически; они

СОДЕРЖАНИЕ КИСЛОРОДА И АЗОТА В ТРЕХ СГУЩЕНИЯХ МАРК 907

Объект содержание	Южное сгущение-ядро	CA5	CA4	Ядра спиралей	HII	BC	Солнце
12+lg O/H	8.74	8.30	8.40(7.97)	8.85 \pm 0.12	8.80 \pm 0.25	8.02 \pm 0.13	8.92
12+lg N/H	7.65	7.51	7.53(7.44)	7.84 \pm 0.41	7.72 \pm 0.20	6.63 \pm 0.28	7.99
lg N/O	-1.09	-0.79	-0.87(-0.53)	-1.02 \pm 0.43	-1.08 \pm 0.32	-1.39 \pm 0.31	-0.93

НЕКОТОРЫЕ ФИЗИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ СГУЩЕНИЙ МАРК 907

	Южное сгущение-ядро	CA1	CA2	CA3	CA4	CA5
m_B	16 ^m 2	19 ^m 6	18 ^m 2	18 ^m 2	18 ^m 6	18 ^m 3
F_{H_2} (эр см^{-2} с $^{-1}$)	(2.4 \pm 0.7) 10 $^{-14}$	6.7 \cdot 10 $^{-15}$	(1.9 \pm 0.6) 10 $^{-14}$	(1.4 \pm 0.4) 10 $^{-14}$	(6.8 \pm 2.1) 10 $^{-15}$	(1.5 \pm 0.5) 10 $^{-15}$
L_{H_2} (эр с^{-1})	(4.0 \pm 1.8) 10 39	4.9 \cdot 10 38	(1.8 \pm 0.7) 10 39	(1.5 \pm 0.6) 10 39	(7.1 \pm 3.1) 10 34	(8.5 \pm 5.2) 10 34
$V_{\text{эфф}}$ (см 3)	(1.7 \pm 0.8) 10 60	1.7 \cdot 10 60	(4.4 \pm 1.7) 10 60	(1.3 \pm 0.5) 10 60	(3.7 \pm 1.6) 10 60	(1.7 \pm 1.1) 10 61
$\mathfrak{M}_{\text{HII}}$ (\mathfrak{M}_\odot)	(1.4 \pm 0.7) 10 5	8.5 \cdot 10 4	(2.6 \pm 1.0) 10 5	(1.4 \pm 0.5) 10 5	(3.7 \pm 1.6) 10 4	(2.8 \pm 1.8) 10 5
a	(6.3 \pm 3.0) 10 $^{-3}$	5.1 \cdot 10 $^{-2}$	(1.3 \pm 0.5) 10 $^{-1}$	(3.9 \pm 1.5) 10 $^{-2}$	(1.1 \pm 0.5) 10 $^{-2}$	(5.1 \pm 3.3) 10 $^{-1}$
N_{LyC} (с^{-1})	(7.6 \pm 3.4) 10 51	9.4 \cdot 10 50	(3.4 \pm 1.3) 10 51	(2.9 \pm 1.2) 10 51	(1.4 \pm 0.6) 10 51	(1.6 \pm 1.1) 10 51
$N_{\ast}(\text{O9})$	3600 \pm 1600	440	1600 \pm 610	137 \pm 570	660 \pm 280	800 \pm 520
T_{30} ($\mathfrak{M}_\odot \text{ год}^{-1}$)	0.079 \pm 0.036	0.010	0.036 \pm 0.014	0.030 \pm 0.012	0.014 \pm 0.006	0.017 \pm 0.010

приведены в табл. 5. Используя эти оценки, а также приведенные в табл. 2 значения эквивалентных ширин линий H_{β} , рассчитаны наблюдаемые абсолютные потоки ($F_{H_{\beta}}$) и ошибки их определения, и на их основе вычислены: исправленные за поглощение абсолютные светимости в линии H_{β} ($L_{H_{\beta}}$); эффективные объемы ($V_{\text{эфф}}$) и массы излучаемого газа ($M_{H_{\beta}}$), а также факторы скважности в них (α); количество лаймановских квантов (N_{LyC}) по [23] и количество звезд типа O9, способных излучать такое количество лаймановских квантов (N_{\star}) [10]. Значения этих физических характеристик, для всех сгущений Марк 907, приведены в табл. 5. В табл. 5 приведены также оценки темпа звездообразования (все звезды с массами от 0.1 до 100 M_{\odot}) в исследованных образованиях согласно [24].

4. Обсуждение. Морфологическое и спектрофотометрическое исследования пекулярной галактики Марк 907 приводят к следующим выводам.

Отождествленное в галактике южное сгущение является ядром спиральной, предположительно SBb типа, галактики. В пользу этого говорят следующие факты:

- сгущение расположено почти в геометрическом центре галактика;
- со сгущением связаны, по форме напоминающие спиральные рука галактики, детали;
- по физическим параметрам оно наиболее мощное образование в галактике;
- содержание кислорода и азота в нем характерно для ядер спиральных галактик.

В галактике выделяется северный комплекс сгущений CA1, CA2 и CA3, который не вписывается в общую структуру спиральной галактики с южным сгущением — ядром. Содержание кислорода в среднем в 17 раз и азота в 5 раз в них ниже, чем в ядре Марк 907, и соответственно почти в 5 раз ниже, чем в двух других сгущениях галактики. По содержанию тяжелых элементов и голубых звезд [25] они более похожи на голубые карликовые галактики.

Таким образом, комплекс HII-областей CA1, CA2 и CA3, вероятно, является отдельной взаимодействующей с SBb спиралью, голубой галактикой. Хотя отметим, что принадлежность комплекса к спиральной галактике, как ее гигантской HII-области, в рамках настоящего исследования полностью исключить не представляется возможным.

Стущения СА4 и СА5, по всем своим особенностям, являются H II-областями спиральной галактики.

Бюраканская астрофизическая обсерватория

Специальная астрофизическая
обсерватория АН СССР

MARKARIAN 907 AN INTERACTING SYSTEM OF GALAXIES

A. R. PETROSIAN, A. N. BURENKOV, K. A. SAHAKIAN

The results of detailed morphological and spectrophotometrical investigation of the galaxy Markarian 907 are presented. Observational data has been carried out with 6-m telescope of the Special Astrophysical Observatory and 2.6 m telescope of Byurakan Observatory. By means of intensity ratio of emission lines the abundances of heavy elements, the masses and filling factors of the emitting gas, the number of the O9 type stars and star formation rates for six condensations in galaxy are estimated. It is shown that Markarian 907 is an interacting double system. Southern component of the pair is a SBb type galaxy, with powerful nucleus. Northern component is a blue dwarf galaxy containing three condensations. In spiral galaxy two HII regions are discovered.

ЛИТЕРАТУРА

1. Б. Е. Маркарян, В. А. Липовецкий, Дж. А. Степанян, Астрофизика, 13, 225, 1977.
2. Б. Е. Маркарян, Л. К. Ерастова, В. А. Липовецкий, Дж. А. Степанян, А. И. Шаповалова, Астрофизика, 22, 215, 1985.
3. V. A. Balzano, Astrophys. J., 268, 602, 1983.
4. В. А. Санамян, Р. А. Кандалян, Г. А. Оганян, Астрофизика, 19, 429, 1983.
5. G. J. Lonsdale, G. Helou, J. C. Good, W. Rice, Catalogued Galaxies and Quasars Observed in IRAS Survey, Pasadena, JPL, 1985.
6. R. P. S. Stone, Astrophys. J., 218, 767, 1977.
7. J. S. Mathis, Astrophys. J., 159, 263, 1970.
8. J. A. Baldwin, M. M. Phillips, R. Terlevich, Publ. Astron. Soc. Pacif., 93, 5 1981.
9. J. B. Kaler, Astrophys. J., 210, 843, 1976.
10. P. G. Mezger, L. F. Smith, E. Churchwell, Astron. and Astrophys., 32, 269, 1974.
11. J. Zamorano, M. Rego, Astron. and Astrophys. Suppl. Ser., 62, 173, 1985.
12. G. Stasinska, Astron. and Astrophys., 66, 257, 1978.
13. M. Peimbert, S. Torres-Peimbert, Astrophys. J., 168, 413, 1971.

14. G. Stasinka, *Astron. and Astrophys.*, 84, 320, 1980.
15. M. J. Seaton, *Adv. Atomic and Molecular Phys.*, 4, 331, 1968.
16. D. Kunth, W. L. W. Sargent, *Astrophys. J.*, 273, 81, 1983.
17. H. B. French, *Astrophys. J.*, 240, 41, 1980.
18. J. B. Kaler, *Astrophys. J.*, 244, 54, 1981.
19. S. A. Hawley, *Astrophys. J.*, 224, 417, 1978.
20. A. R. Петросян, *Сообщ. Бюракан. обсерв.*, 61, 15, 1989.
21. D. L. Lambert, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, 182, 249, 1978.
22. D. L. Lambert, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, 183, 79, 1978.
23. S. R. Pottash, *Vistas Astron.*, 6, 149, 1965.
24. D. A. Hunter, J. S. Gallagher III, *Puhl. Astron. Soc. Pacif.*, 98, 5, 1986.
25. J. Bergeron, *Astrophys. J.*, 211, 62, 1977.

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 34

ИЮНЬ, 1991

ВЫПУСК 3.

УДК: 524.33—355

ОJ 287 В 1983 ГОДУ: РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ЭНЕРГИИ В ОПТИЧЕСКОЙ И УФ-ОБЛАСТЯХ СПЕКТРА У ПЕРЕМЕННОГО ИСТОЧНИКА

В. А. ГАГЕН-ТОРН, А. И. ГАТАУЛЛИНА, О. В. МИКОЛАЙЧУК

Поступила 12 марта 1991

Принята к печати 6 мая 1991

Сопоставление оптических и УФ-наблюдений ОJ 287 показывает, что его переменность в 1983 г. в оптическом и УФ-диапазонах можно объяснить наличием единственного синхротронного источника, переменность потока которого обусловлена изменением количества в нем релятивистских электронов. Этот источник не несет ответственности за рентгеновское излучение ОJ 287.

1. *Введение.* ОJ 287 является одним из наиболее активных объектов типа BL Lac. Это обстоятельство, а также его относительная яркость привели к тому, что он был включен во многие наблюдательные программы, проводившиеся во всех спектральных диапазонах от радио до рентгена. Настоящая статья посвящена сопоставлению данных о его переменности в оптике и далеком УФ во время вспышки 1983 г. Оптические данные—это результаты пятицветных *UBVRI*-наблюдений из работ [1, 2], данные для УФ-области—это сведения, полученные на спутнике IUE и опубликованные в работе [3]. Анализ оптической переменности ОJ 287 в 1983—84 гг. был проведен нами в работе [4], и эта статья по существу является ее продолжением. Методика анализа, имеющего целью выделение переменного источника и изучение его спектральных свойств, изложена в работе [4].

2. *Анализ наблюдательных данных.* В основе методики анализа лежит идея Холоневского [5] сопоставления потоков, наблюдаемых в разных спектральных полосах. Наличие линейной зависимости между наблюдаемыми потоками позволяет сделать заключение о возможности объяснения переменности наличием единственного переменного по потоку источника с неизменным распределением энергии в спектре. Это распределение в относительных единицах легко находится, поскольку наклоны зависимостей дают отношения потоков переменного компонента в соответствующих спектральных полосах.

Рис. 1 иллюстрирует результаты проведенного в [4] анализа *UBVRI*-наблюдений OJ 287 (этот рисунок не был приведен там из-за недостатка места). Видно, что точки, которые соответствуют исправленным за межзвездное поглощение потокам, практически идеально лежат на прямых, что позволяет построить спектр дополнительного источника в интервале $\lg v$ от 14.585 до 14.915, приведенный на врезке. Ясно, что спектр является степенным ($\Phi \sim v^\alpha$), и для спектрального индекса было получено $\alpha = -1.27 \pm 0.03$.

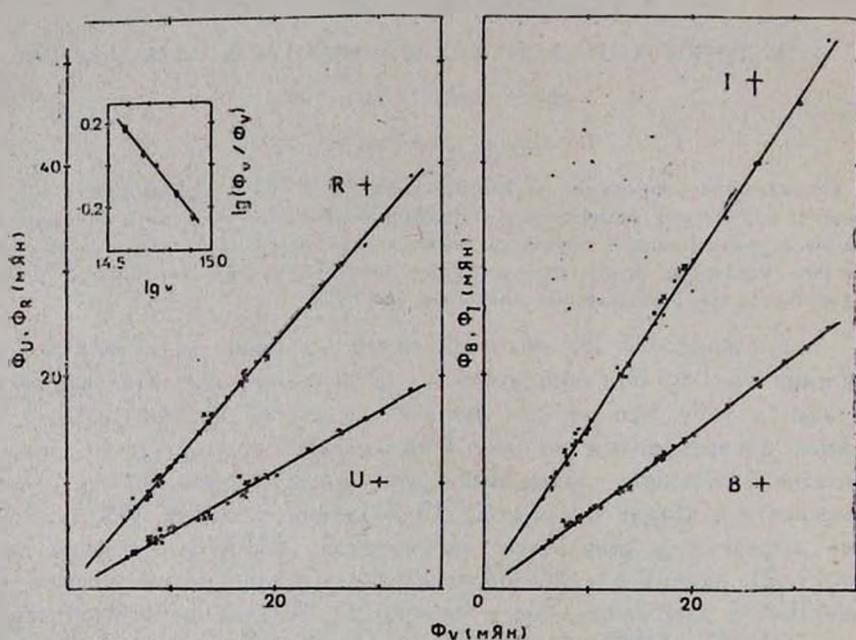


Рис. 1. Сопоставление *UBVRI*-потоков и спектр переменного источника в оптической области (врезка).

В [4] была отмечена важность продолжения спектра переменного источника в УФ-область для выяснения причин его переменности. Наличие выполненных на IUE в 1983 г. наблюдений OJ 287 в полосах $\lambda 2500 \text{ \AA}$ ($\lg v = 15.08$) и $\lambda 1500 \text{ \AA}$ ($\lg v = 15.30$) позволяет попытаться это сделать. Для этого надо сопоставить потоки в УФ-полосах с потоками в одной из полос *UBVRI*, и если зависимости окажутся линейными, то приведенный на врезке рис. 1 спектр можно продолжить до значения $\lg v = 15.30$.

Наблюдения на IUE не обеспечивались параллельными наблюдениями в оптике, поэтому оптические данные на моменты УФ-наблюдений ОJ 287 необходимо взять из литературы. Наибольшее количество наблюдений имеется в полосе B . Одним из авторов статьи была составлена сводная кривая блеска ОJ 287 в полосе B . Фрагмент этой кривой (при его построении использовались фотометрические оценки из работ [1, 2, 6—10]) после учета межзвездного поглощения ($A_B = 0.^m 08$) и перехода к потокам приведен на рис. 2. На том же рисунке нанесены исправленные за межзвездное поглощение УФ-данные (треугольники для $\lambda 1500$, крестики для $\lambda 2500$). В [3] приведены потоки, не исправленные за поглощение. Средняя кривая межзвездного поглощения [11] при $A_B = 0.^m 08$ дает $A_{2500} = 0.^m 148$, $A_{1500} = 0.^m 154$. Эти значения и были использованы при исправлении.

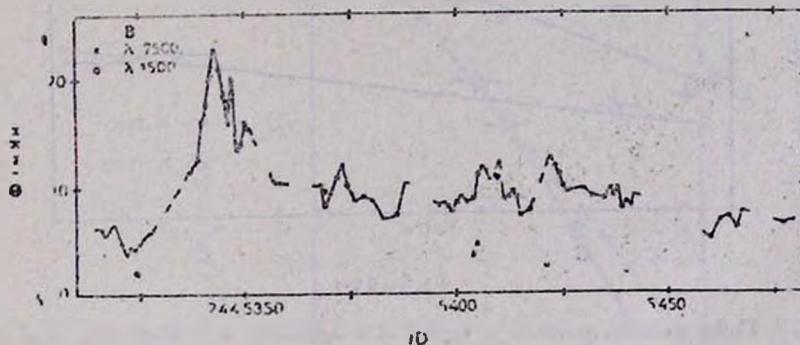


Рис. 2. Изменения потоков в оптике и УФ у ОJ 287 в 1983 г.

Видно, что во всех случаях, кроме двух, оптические данные на момент проведения УФ-наблюдений имеются. В двух случаях есть данные на соседнюю дату, и потоки Φ_B приходится находить интерполяцией.

Сопоставление потоков Φ_{1500} и Φ_{2500} с потоком Φ_B иллюстрирует рис. 3 (Φ_{1500} —крестики, Φ_{2500} —точки; ошибки указаны на уровне 1σ). Хотя здесь разброс существенно больше, чем на рис. 1, тем не менее зависимости можно считать прямолинейными, т. е. может быть использована модель единственного переменного по потоку источника с неизменным распределением энергии.

Найденные методом ортогональной регрессии уравнения прямых таковы:

$$\begin{aligned}\Phi_{2500} &= 0.403 \Phi_B + 0.739, \\ \Phi_{1500} &= 0.131 \Phi_B + 1.078.\end{aligned}\quad (1)$$

Ошибки угловых коэффициентов равны, соответственно, ± 0.069 и ± 0.044 . Таким образом, для отношения потоков переменного компонента имеем $\Phi_{2500}/\Phi_B = 0.403 \pm 0.069$, $\Phi_{1500}/\Phi_B = 0.131 \pm 0.044$.

На рис. 4 приведен спектр переменного источника во всем исследуемом интервале частот (точки; ошибки указаны на уровне 1σ). Видимо, что точки в УФ-области расположены ниже прямой, проведенной по $UBVRI$ -данным (штриховая линия), причем с ростом частоты уклонение увеличивается.

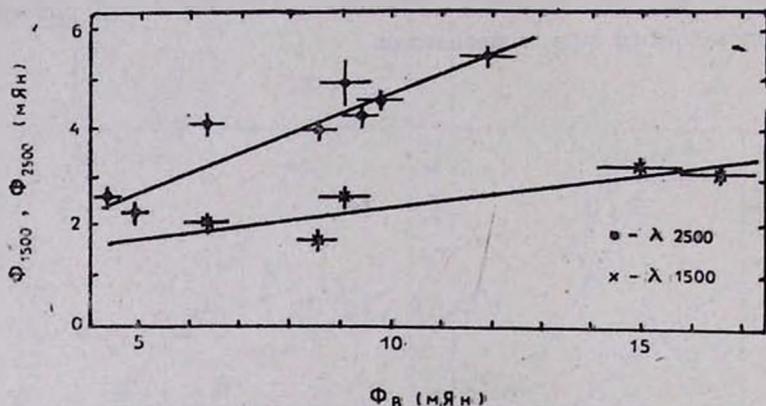


Рис. 3. Сопоставление потоков в полосе B с потоками в УФ-области спектра.

3. Представление наблюдаемого спектра. Качественно спектр похож на спектр синхронного источника с высокочастотным загибом. Как известно (см. [4]), зависимость потока от частоты для однородного синхротронного источника дается выражением

$$\Phi_v = \text{const} \cdot v^a \int_{v/v_c}^{\infty} x^{-(a+1)} F(x) dx. \quad (2)$$

Здесь $F(x)$ — табулированная функция, а

$$v_c = 1.608 \cdot 10^{13} H_{\perp} E_{\max}^2, \quad (3)$$

где H_{\perp} — перпендикулярная составляющая магнитного поля в Гс, а E_{\max} — максимальная энергия в распределении электронов источника по энергиям в ГэВ.

Для относительного распределения энергии получим

$$\Phi_u/\Phi_V = (\nu/\nu_V)^\alpha \left| \int_{\nu/\nu_c}^{\infty} x^{-(\alpha+1)} F(x) dx \right| \left| \int_{\nu_V/\nu_c}^{\infty} x^{-(\alpha+1)} F(x) dx \right|. \quad (4)$$

Тогда с учетом того, что $\alpha = -1.27$, уклонение точек на рис. 4 от прямолинейного спектра в зависимости от частоты будет даваться выражением:

$$\Delta(\nu) = \lg \left(\left| \int_{\nu/\nu_c}^{\infty} x^{0.27} F(x) dx \right| \left| \int_{\nu_V/\nu_c}^{\infty} x^{0.27} F(x) dx \right| \right). \quad (5)$$

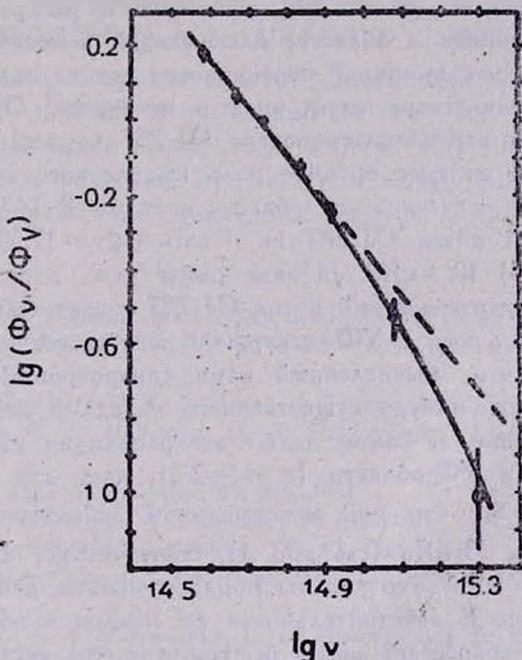


Рис. 4. Спектр переменного источника в оптической и УФ-областях (точки—наблюденный, сплошная кривая—вычисленный).

Вычисление $\Delta(\nu)$ было выполнено нами для разных значений ν_c (при вычислении верхний предел в интегралах брался равным 10, что не может привести к ошибке, превышающей несколько процентов). Наилучшее согласие было получено для $\nu_c = 1.8 \cdot 10^{15}$ Гц—сплошная кривая на рис. 4. Итак, наблюдаемый спектр хорошо представляется спектром однородного синхротронного источника с $\alpha = -1.27$ и $\nu_c = 1.8 \cdot 10^{15}$ Гц.

4. *Обсуждение результатов.* Определив величину v_c для источника, мы тем самым нашли произведение H_1 на E_{\max}^2 . Представляет интерес определить эти величины по отдельности. Грубую оценку можно получить, если предположить, что характерное время перемениости τ по порядку величины соответствует времени высвечивания электронов, которое зависит от H_1 и E_{\max} :

$$T_1 = 1/3.8 \cdot 10^{-6} H_1^2 E_{\max}. \quad (6)$$

При характерном времени перемениости в 1 сутки решение системы (3), (6) дает $H_1 = 0.44$ Гс, $E_{\max} = 16.1$ БэВ, при $\tau = 1$ час (что более правдоподобно) — $H_1 = 3.6$ Гс, $E_{\max} = 5.6$ БэВ. Эти значения напряженности поля согласуются с величинами, принимаемыми для магнитных полей в джетах.

Как было отмечено нами в [4], неизменность распределения энергии переменного источника в области, включающей высокочастотный загиб, указывает на то, что причиной перемениости потока является изменение количества релятивистских электронов в источнике. Очевидно, именно этим обусловлена перемениость потока ОJ 287 во вспышке 1983 г.

Представляет интерес оценить роль выделенного нами синхротронного источника в рентгеновской области спектра. В [4] было отмечено, что наблюдаемый поток ОJ 287 на 1 кэВ ($\lg v = 17.38$) изменяется в пределах $(3 \div 18) \cdot 10^{-4}$ мЯн. В ряде работ (см., например, [12]) утверждается, что рентгеновский поток ОJ 287 может быть получен экстраполяцией оптического и УФ-спектра на рентгеновскую область. Легко видеть, однако, что вычисленный нами синхротронный источник не может дать сколько-нибудь существенного вклада в наблюдаемое рентгеновское излучение. В самом деле, экстраполяция даже с наклоном, имеющим место в УФ-области ($\alpha = -2.2$), дает для 1 кэВ значение $\lg(\Phi_1/\Phi_V) = -5.60$, что при максимальном наблюдавшемся в полосе V потоке, равном 33 мЯн (см. рис. 1), соответствует потоку на 1 кэВ, равному $0.5 \cdot 10^{-4}$ мЯн. Это уже на порядок меньше наблюдаемых рентгеновских потоков. В действительности же наклон в области высокочастотного загиба возрастает очень быстро, так что экстраполированный на область 1 кэВ поток синхротронного источника, ответственного за перемениость в оптике и УФ, $\ll 0.5 \cdot 10^{-4}$ мЯн, и вклад его несуществен. В связи с этим отметим, что одновременные многочастотные наблюдения ряда активных объектов, например 3С 273 [13], не показывают корреляции между изменениями в оптико-ультрафиолетовой области и рентгене.

5. *Заключение.* Таким образом, нами установлено, что перемениость ОJ 287 во вспышке 1983 г. в широком диапазоне длин волн от ближней

ИК-области до далекой УФ может быть объяснена наличием единственного синхротронного источника, переменность которого обусловлена изменением в нем количества релятивистских электронов. Этот источник не несет ответственности за рентгеновское излучение ОJ 287.

Ленинградский государственный
университет

Удмуртский государственный
университет

Стерлитамакский педагогический
институт

OJ 287 IN 1983: SPECTRAL ENERGY DISTRIBUTION OF VARIABLE SOURCE IN OPTICAL AND UV REGIONS

V. A. HAGEN-THORN, A. I. OATAULLINA, O. V. MIKOLOAICHUK

The comparison of optical and UV observations of OJ 287 shows that its variability in 1983 in optical and UV regions may be explained by the existence of single synchrotron source. The flux variability of the source is due to variations of number of relativistic electrons. This source is not responsible for observed X-ray flux of OJ 287.

ЛИТЕРАТУРА

1. M. L. Sitko, G. D. Schmidt, W. A. Stein, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, 59, 323, 1985.
2. P. S. Smith, T. J. Balonek, R. Elston, P. A. Heckert, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, 64, 459, 1987.
3. L. Maraschi, G. Tagliaferri, E. G. Tanzi, A. Traves, *Astrophys. J.*, 304, 637, 1986.
4. В. А. Гаген-Торн, С. Г. Марченко, О. В. Миколайчук, *Астрофизика*, 32, 429, 1990.
5. J. Cholonek, *Acta Astronomica*, 31, 293, 1981.
6. A. Sillanpää, P. Teerikorpi, S. Huarala, T. Korhonen, Ju. S. Efimov, N. M. Shakhovskoy, *Astron. and Astrophys.*, 147, 67, 1985.
7. M. Moles, J. García-Pelayo, J. Masegosa, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, 211, 625, 1984.
8. С. А. Пустыльник, Л. А. Пустыльник, С. И. Неизвестный, В. М. Лютый, *Сообщ. Спец. астрофиз. обсерв. АН СССР*, № 48, 27, 1986.
9. В. А. Гаген-Торн, Н. С. Денисенко, Т. М. Максимова, С. Г. Марченко, О. В. Миколайчук, *Тр. АО ЛГУ*, 41, 96, 1987.
10. J. R. Webb, A. G. Smith, R. J. Leacock, G. L. Fitzgibbons, P.-P. Gombola, D. W. Shepherd, *Astron. J.*, 95, 374, 1988.
11. Л. Спиглер мл., *Физические процессы в межзвездной среде*, Мир, М., 1981, стр. 189.
12. G. M. Madejski, D. A. Schwartz, *Astrophys. J.*, 330, 776, 1988.
13. T. G.-L. Ccurvoisier, E. I. Robson, A. Blecha, P. Beuchet, R. Falomo, M. Nak sack, R. Staubert, H. Teräsranta, M. J. L. Turner, E. Valtaoja, R. Walter, W. Wamsteker, *Astron. and Astrophys.*, 234, 73, 1990.

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 34

ИЮНЬ, 1991

ВЫПУСК 3

УДК: 53—64

ОЦЕНКА ТОЧНОСТИ ГЛУБИННЫХ АСИМПТОТИК В НЕКОТОРЫХ ЗАДАЧАХ ТЕОРИИ ПЕРЕНОСА ИЗЛУЧЕНИЯ

Ж. М. ДЛУГАЧ, Э. Г. ЯНОВИЦКИЙ

Поступила 18 января 1991

Принята к печати 20 марта 1991

Показано, что оценка точности глубинных асимптотических формул для плоских однородных атмосфер большой оптической толщины сводится к нахождению одной универсальной функции $\delta(\tau, \lambda)$, которая для заданной индикатрисы рассеяния зависит лишь от двух параметров: оптической глубины τ и альбедо однократного рассеяния λ . Рассмотрены свойства этой функции и проведены ее расчеты для индикатрисы рассеяния Хенни—Гринстейна, результаты которых представлены на графиках.

1. *Введение.* В астрофизических и ряде других приложений теории переноса излучения самое широкое применение находят всевозможные асимптотические формулы. Благодаря своей простоте и физической наглядности эти формулы служат стандартным инструментом при проведении количественных оценок, связанных с интерпретацией тех или иных наблюдений. Примеры различного рода асимптотик можно найти, например, в книгах В. В. Соболева [1] и ван де Холста [2].

Поскольку причины появления тех или иных асимптотических упрощений весьма разнообразны (подробнее см. [3]), сразу же уточним: в настоящей работе будет идти речь о так называемых глубинных асимптотиках, возникающих вследствие разделения угловых переменных при описании излучения, проходящего сквозь оптически толстые слои. Основой для нахождения упомянутых асимптотик служит формула В. В. Соболева [4] (см. также [1], гл. II, § 4).

$$I^a(\tau, \mu, \mu_0) = i(\mu) u(\mu_0) \mu_0 e^{-k\tau}. \quad (1)$$

Здесь $I(\tau, \mu, \mu_0)$ — усредненная по азимуту интенсивность излучения в полубесконечной плоской однородной атмосфере в задаче с параллельным внешним потоком, падающим на границу под углом $\arccos \mu_0$.

к оси оптических глубин τ и создающим освещенность, равную μ_0 . Функция $i(\mu)$ есть относительное угловое распределение интенсивности излучения в глубоких слоях среды; $\psi(\tau_0)$ — функция выхода или интенсивность излучения на границе в задаче Милнса; κ — показатель диффузии или минимальный положительный корень характеристического уравнения (см. ниже). Индекс «as» означает, что формула (1) справедлива лишь в глубоких слоях среды ($\tau \gg 1$). Эта формула является основной как при получении асимптотических выражений для коэффициентов отражения $\rho^{as}(\mu, \mu_0; \tau_0)$ и пропускания $\theta^{as}(\mu, \mu_0; \tau_0)$ атмосферой большой оптической толщины ($\tau \gg 1$) [4, 5], так и при определении интенсивности излучения внутри такой атмосферы [6].

Более того, оказалось, что и в других проблемах теории переноса излучения, связанных с изучением асимптотических свойств полей излучения и имеющих широкие астрофизические приложения, формула (1) играет ключевую роль. Речь идет о свечении плоского слоя большой оптической толщины при облучении его свечением источником [7], а также об аналогичной задаче, возникающей при рассмотрении рассеяния света в сферической оболочке и шаре [8—12].

Однако при практическом использовании упомянутых выше асимптотических формул возникает естественный вопрос: начиная с каких значений τ_0 (или τ , если речь идет о внутренних полях излучения) можно применять то или иное асимптотическое выражение, не внося существенных погрешностей? На первый взгляд дать ответ на этот вопрос в достаточно обозримой форме весьма трудно, поскольку соответствующие выражения содержат в себе множество переменных и параметров. Но более внимательный анализ, как мы увидим, позволяет это сделать.

Следует сказать, что Н. В. Коновалов в [13] подробно изучил область применимости асимптотических формул для интенсивности излучения как диффузно пропущенного, так и диффузно отраженного атмосферой, состоящей из оптически толстых однородных слоев. В частности, им установлена зависимость степени точности асимптотических формул от числа корней соответствующего характеристического уравнения. Подробнее об этом речь будет идти далее.

В настоящей работе предлагается общий подход к решению проблемы оценки точности глубинных асимптотик и приведены результаты расчетов соответствующей вспомогательной функции, которые позволяют легко проводить упомянутые оценки в зависимости от степени анизотропии рассеяния света в среде и ее поглощающих свойств.

2. Исходные соотношения и формулы. Рассмотрим плоскую полубесконечную однородную атмосферу, освещенную параллельными лучами. Мысленно проводя разрез на произвольной оптической глубине τ_0 и воспользовавшись обобщенным принципом инвариантности [14], можно записать ($\mu \in [-1, +1]$, $\tau \in [0, \tau_0]$):

$$I(\tau, \mu, \mu_0; \tau_0) = I(\tau, \mu, \mu_0) - I(\tau_0, \mu, \mu_0) e^{(\tau_0-\tau)/\mu} \theta(-\mu) - 2 \int_0^1 I(\tau_0 - \tau, -\mu, \mu'; \tau_0) I(\tau_0, -\mu', \mu_0) d\mu'. \quad (2)$$

Здесь обозначено $I(\tau, \mu, \mu_0; \tau_0)$ — нулевая азимутальная гармоника интенсивности диффузного излучения, идущего в направлении, определяемом величиной μ в слое оптической толщины τ_0 . Величина $\theta(\mu)$ есть функция единичного скачка:

$$\theta(\mu) = \begin{cases} 0, \mu < 0, \\ 1, \mu \geq 0. \end{cases} \quad (3)$$

Из (2) и (1) нетрудно получить [6] (см. также [5] следующую асимптотическую формулу для интенсивности излучения:

$$I^{as}(\tau, \mu, \mu_0; \tau_0) = I(\tau, \mu, \mu_0) - \{ I(\tau, \mu) r(\tau_0) - [I(\tau_0 - \tau, -\mu) - I^{as}(\tau_0 - \tau, -\mu)] t(\tau_0) \} u(\mu_0) \mu_0. \quad (4)$$

Здесь верхний индекс «as» у функции $I(\tau, \mu, \mu_0; \tau_0)$ отмечает, что взят слой большой оптической толщины ($\tau_0 \gg 1$), но величина τ — произвольна ($\tau \in [0, \tau_0]$). Функция $I(\tau, \mu)$ есть интенсивность излучения в задаче Милна. Факторы отражения $r(\tau_0)$ и пропускания $t(\tau_0)$ связаны между собой соотношением

$$r(\tau_0) = t(\tau_0) N e^{-k\tau_0} = \frac{M N e^{-2k\tau_0}}{1 - N^2 e^{-2k\tau_0}}, \quad (5)$$

где асимптотические постоянные M и N определяются формулами

$$M = 2 \int_{-1}^1 i^2(\mu) \mu d\mu; \quad N = 2 \int_0^1 u(\mu) i(-\mu) \mu d\mu. \quad (6)$$

Имеют место соотношения, полученные В. В. Ивановым в [15]

$$i(\mu) e^{-kz} = 2 \int_0^1 I(\tau, \mu, \mu') i(\mu') d\mu' + i(\mu) e^{-\tau \mu} \theta(\mu), \quad (7)$$

$$MI(\tau, \mu) = i(-\mu) e^{kz} - 2 \int_0^1 I(\tau, \mu, \mu') i(-\mu') d\mu' - \\ - i(-\mu) e^{-\tau \mu} \theta(\mu), \quad (8)$$

из которых при $z = 0$ следуют соотношения Соболева—ван де Хюлста [1, 2]

$$i(-\mu) = 2 \int_0^1 \rho(\mu, \mu') i(\mu') \mu' d\mu', \quad (9)$$

$$i(\mu) = MI(\mu) + 2 \int_0^1 \rho(\mu, \mu') i(-\mu') \mu' d\mu'. \quad (10)$$

Из (8) при консервативном рассеянии ($\lambda = 1$) следует

$$2 \int_0^1 I_0(\tau, \mu, \mu') d\mu' + e^{-\tau \mu} \theta(\mu) = 1, \quad (11)$$

где нижний индекс «0» здесь и далее означает, что соответствующая величина относится к случаю консервативного рассеяния. Из (8) с помощью (1) для глубоких слоев среды ($\tau \gg 1$) легко получить [2]

$$MI^{as}(\tau, \mu) = i(-\mu) e^{kz} - i(\mu) Ne^{-kz}. \quad (12)$$

3. Оценка точности асимптотической формулы для интенсивности извлечения в задаче Милна. Введем величину

$$\delta(\tau, \mu, \mu_0) = 1 - \frac{I(\tau, \mu, \mu_0)}{I^{as}(\tau, \mu, \mu_0)}, \quad (13)$$

где функция $I^{as}(\tau, \mu, \mu_0)$ дается формулой (1).

Из (7) и (8) с помощью (13) легко найти

$$MI(\tau, \mu) = i(-\mu) e^{kz} - i(\mu) e^{-kz} + [i(\mu) - i(-\mu)] e^{-\tau \mu} \theta(\mu) -$$

$$\begin{aligned}
 & -2 \int_{-\infty}^1 I^{as}(\tau, \mu, \mu') \{i(-\mu') - i(\mu')\} d\mu' + \\
 & + 2 \int_0^1 I^{as}(\tau, \mu, \mu') \theta(\tau, \mu, \mu') [i(-\mu') - i(\mu')] d\mu'.
 \end{aligned} \tag{14}$$

Обозначим

$$\delta(\tau, \lambda) = \max_{\mu, \mu_0} |\delta(\tau, \mu, \mu_0)|, \tag{15}$$

т. е. значение величины $|\delta(\tau, \mu, \mu_0)|$ для тех μ и μ_0 , при которых она становится максимальной. Тогда из (14) с помощью (1), (6) и (12) получаем следующую оценку:

$$\begin{aligned}
 M |I(\tau, \mu) - I^{as}(\tau, \mu)| & < (1 - N) e^{-k\tau} \delta(\tau, \lambda) + \\
 & + |i(\mu) - i(-\mu)| e^{-\tau \mu} \theta(\mu).
 \end{aligned} \tag{16}$$

В консервативном пределе отсюда следует, что

$$|I_0(\tau, \mu) - I_0^{as}(\tau, \mu)| < \frac{3}{4} [\gamma_0 \delta_0(\tau, 1) + \mu e^{-\tau \mu} \theta(\mu)], \tag{17}$$

где

$$I_0^{as}(\tau, \mu) = \frac{3}{4} \left| \left(1 - \frac{x_1}{3}\right) \tau - \mu + \gamma_0 \right|, \tag{18}$$

$$\gamma_0 = 2 \int_0^1 u_0(\mu) \mu^2 d\mu, \tag{19}$$

а величина x_1 есть первый коэффициент в разложении индикатрисы рассеяния в ряд по полиномам Лежандра.

Таким образом, если известна функция $\delta(\tau, \lambda)$, которая для конкретной индикатрисы рассеяния зависит лишь от двух параметров τ и λ , то оценка погрешности асимптотических формул (12) и (18) может быть элементарным образом осуществлена с помощью выражений (16) и (17), поскольку входящие в них функции и параметры остаются теми же, что и в исходных асимптотиках (12) и (18).

4. Плоский слой большой оптической толщины. В этом случае проблема становится заметно более сложной. С помощью (13) при учете (4) перепишем формулу (2) следующим образом:

$$\begin{aligned}
 \Delta I(\tau, \mu, \mu_0; \tau_0) &= I(\tau, \mu, \mu_0; \tau_0) - I^{as}(\tau, \mu, \mu_0; \tau_0) = \\
 &= I^{as}(\tau_0, \mu, \mu_0) \delta(\tau_0, \mu, \mu_0) e^{(\tau_0-\tau)/\mu} \theta(-\mu) - \\
 &- 2 \int_0^1 \Delta I(\tau_0 - \tau, -\mu, \mu'; \tau_0) I^{as}(\tau_0, -\mu', \mu_0) d\mu' + \\
 &+ 2 \int_0^1 \Delta I(\tau_0 - \tau, -\mu, \mu'; \tau_0) I^{as}(\tau_0, -\mu', \mu_0) \delta(\tau_0, -\mu', \mu_0) d\mu' + \\
 &+ 2 \int_0^1 I^{as}(\tau_0 - \tau, -\mu, \mu'; \tau_0) I^{as}(\tau_0, -\mu', \mu_0) \delta(\tau_0, -\mu', \mu_0) d\mu'.
 \end{aligned} \tag{20}$$

Далее будем рассматривать такие значения τ_0 , для которых величина $\delta(\tau_0, \mu, \mu_0)$ будет достаточно мала по сравнению с единицей. Иными словами, в правой части (20) отбросим третье слагаемое*. Воспользовавшись (1), вместо (20) будем иметь

$$\begin{aligned}
 \Delta I(\tau, \mu, \mu_0; \tau_0) &= \{ i(\mu) e^{(\tau_0-\tau)/\mu} \theta(-\mu) \delta(\tau_0, \mu, \mu_0) + \\
 &+ 2 \int_0^1 I^{as}(\tau_0 - \tau, -\mu, \mu'; \tau_0) \delta(\tau_0, -\mu', \mu_0) i(-\mu') d\mu' - \\
 &- 2 \int_0^1 \Delta I(\tau_0 - \tau, -\mu, \mu'; \tau_0) i(-\mu') d\mu' \} e^{-k\tau_0} u(\mu_0) \mu_0.
 \end{aligned} \tag{21}$$

Домножим обе части (21) на $2i(-\mu_0)$ и проинтегрируем по μ_0 от 0 до 1. В полученном таким образом выражении заменим τ на $\tau_0 - \tau$ и μ на $-\mu$. В результате имеем систему уравнений относительно последнего слагаемого в правой части (21). Решив эту систему, (21) можно переписать следующим образом:

$$\Delta I(\tau, \mu, \mu_0; \tau_0) = \left| i(\mu) e^{(\tau_0-\tau)/\mu} \theta(-\mu) \delta(\tau_0, \mu, \mu_0) + \right.$$

* Как следует из (27), фактически это означает пренебрежение величинами порядка малости δ^2 .

$$+ 2 \int_0^1 I^{as}(\tau_0 - \tau, -\mu, \mu'; \tau_0) \delta(\tau_0 - \mu', \mu_0) i(-\mu') d\mu' + \\ + \left[\frac{Ne^{-k\tau_0} F(\tau_0 - \tau, -\mu; \tau_0) - F(\tau, \mu; \tau_0)}{1 - N^2 e^{-2k\tau_0}} \right] e^{-k\tau_0} u(\mu_0) \mu_0, \quad (22)$$

где обозначено

$$F(\tau, \mu; \tau_0) = 2e^{-k\tau_0} [i(-\mu) e^{-\tau/\mu} \theta(\mu) \int_0^1 \delta(\tau_0 - \mu, \mu') i(-\mu') u(\mu') \mu' d\mu' + \\ + 2 \int_0^1 I^{as}(\tau, \mu, \mu'; \tau_0) i(-\mu') d\mu' \int_0^1 \delta(\tau_0 - \mu', \mu'') u(\mu'') i(-\mu'') \mu'' d\mu'']. \quad (23)$$

Поскольку из (13) и (1) с учетом (8) и (12) следует, что

$$2 \int_0^1 \delta(\tau_0, \mu, \mu') u(\mu') i(-\mu') \mu' d\mu' = \\ = N - \frac{e^{k\tau_0}}{i(\mu)} \left[i(-\mu) e^{k\tau_0} - MI(\tau_0, \mu) - i(-\mu) e^{-\tau_0/\mu} \theta(\mu) \right], \quad (24)$$

а из (4) и (12), учитывая (7) и (8), вытекает

$$2 \int_0^1 I^{as}(\tau, \mu, \mu'; \tau_0) I^{as}(\tau_0 - \mu') d\mu' = \\ = I(\tau_0 - \tau, -\mu) - I^{as}(\tau_0, -\mu) e^{-\tau/\mu} \theta(\mu), \quad (25)$$

то после довольно утомительных преобразований можно найти

$$Ne^{-k\tau_0} F(\tau_0 - \tau, -\mu; \tau_0) - F(\tau, \mu; \tau_0) = \\ = 2MNe^{-k\tau_0} \int_0^1 I^{as}(\tau_0 - \tau, -\mu, \mu'; \tau_0) [I(\tau_0, -\mu') - I^{as}(\tau_0, -\mu')] d\mu' - \\ - 2M \int_0^1 I^{as}(\tau, \mu, \mu'; \tau_0) [I(\tau_0, -\mu') - I^{as}(\tau_0, -\mu')] d\mu' + \\ + Ne^{(\tau_0 - \tau)/\mu - k\tau_0} \theta(-\mu) \cdot M \cdot [I(\tau_0, \mu) - I^{as}(\tau_0, \mu)] - \\ - e^{-\tau/\mu} \theta(\mu) M [I(\tau_0, -\mu) - I^{as}(\tau_0, -\mu)]. \quad (26)$$

Наконец, подставляя (4) в (26), воспользовавшись (16) и неравенством

$$2 \int_0^1 I(\tau, \mu, \mu') d\mu' \leq 2 \int_0^1 I_0(\tau, \mu, \mu') d\mu' = 1 - e^{-\tau \mu} \theta(\mu),$$

которое следует из (11), а также пренебрегая слагаемыми, пропорциональными $e^{-\tau_0 \mu}$, окончательно получаем

$$\begin{aligned} |\Delta I(\tau, \mu, \mu_0; \tau_0)| &\leq [I(\tau, \mu, \mu_0) - I''(\tau, \mu, \mu_0; \tau_0)] \delta(\tau_0, \tau) + \\ &+ \frac{1-N}{M} t(\tau_0) e^{-k\tau_0} \{1 + Ne^{-k\tau_0} + C |Me^{-k\tau_0} I(\tau_0 - \tau, -\mu) - \\ &- e^{-k\tau} i(\mu)|\} \delta(\tau_0, \tau) u(\mu_0) \mu_0, \end{aligned} \quad (27)$$

где

$$C = 2 \int_0^1 u(\mu) \mu d\mu. \quad (28)$$

Таким образом, как видно из (27), если известна величина $\delta(\tau_0, \tau)$, то при достаточно больших значениях τ_0 оценка погрешности асимптотической формулы (4) может быть осуществлена с помощью тех же функций и параметров, которые входят в (4). Заметим, что для асимптотической постоянной C справедливо неравенство

$$\frac{4}{\tau} \frac{1-\lambda}{kM} \leq C \leq \frac{8}{\tau} \frac{1-\lambda}{kM}, \quad (29)$$

которое легко может быть получено с помощью соотношений (9) и (10).

При консервативном рассеянии, учитывая (4) и (5), вместо (27) имеем

$$\begin{aligned} |\Delta I_0(\tau, \mu, \mu; \tau_0)| &\leq \left\{ I_0(\tau, \mu) - I_0(\tau_0 - \tau, -\mu) + \right. \\ &\left. + \frac{3}{4} \left| \left(1 - \frac{x_1}{3}\right) (\tau_0 - \tau) + \mu + 2\lambda_0 \right| \right\} t_0(\tau_0) u_0(\mu_0) \delta_0(\tau_0, \tau) \mu_0, \end{aligned} \quad (30)$$

где

$$t_0(\tau_0) = \frac{4}{(3 - x_1) \tau_0 + 6\lambda_0}. \quad (31)$$

Отсюда, в частности, для коэффициентов отражения ρ и пропускания σ вытекают следующие оценки:

$$|\Delta \varphi_0| \leq \frac{4u_0(\mu) + 3\gamma_0}{(3 - x_1)\gamma_0 + 6\gamma_0} u_0(\mu_0) \delta_0(\gamma_0, 1), \quad (32)$$

$$|\Delta \sigma_0| \leq \left| 1 - \frac{4u_0(\mu) - 3\gamma_0}{(3 - x_1)\gamma_0 + 6\gamma_0} \right| u_0(\mu_0) \delta_0(\gamma_0, 1), \quad (33)$$

где обозначено $\Delta \varphi_0 = \varphi_0(\mu, \mu_0; \gamma_0) - \varphi_0^{as}(\mu, \mu_0; \gamma_0)$, $\Delta \sigma_0 = \sigma_0(\mu, \mu_0; \gamma_0) - \sigma_0^{as}(\mu, \mu_0; \gamma_0)$.

Из этих формул видно, что при консервативном рассеянии степень точности асимптотики для коэффициента отражения всегда выше, чем для коэффициента пропускания. Нетрудно показать, что это заключение остается справедливым и в случае почти консервативного рассеяния ($k \ll 1$) при $k\gamma_0 \ll 1$. Вывод, который мы только что сделали, был ранее сформулирован Н. В. Коноваловым [13] как следствие результатов проведенных им численных экспериментов.

Для поглощающих сред при $k\gamma_0 \gg 1$ из (27) при учете (4), (5) и (12) имеем

$$|\Delta \varphi| \leq \delta(\gamma_0, i) u(\mu_0) M N e^{-2i\gamma_0} \left| u(\mu) + \frac{1 - N}{MN} \right|, \quad (34)$$

$$|\Delta \sigma| \leq \delta(\gamma_0, i) u(\mu_0) e^{-k\gamma_0} [i(\mu) - u(\mu) M], \quad (35)$$

т. е. и в этом случае точность асимптотики для коэффициента отражения оказывается выше, чем для коэффициента пропускания.

5. Функция $\delta(\tau, \lambda)$ и ее свойства. Как было показано выше, основной величиной, через которую определяется погрешность глубинных асимптотик, является универсальная функция $\delta(\tau, \lambda)$. На рис. 1—5 приведены графики функций $\Delta(\tau, \lambda) = -\lg \delta(\tau, \lambda)$, рассчитанных для индикатрисы рассеяния Хенни—Гринстейна при различных значениях g и λ . Вычисления функции $I(\tau, \mu, \mu_0)$, входящей в $\delta(\tau, \lambda)$, проводились по формуле удвоения В. В. Иванова [15] методом, описанным в [16].

Проведем некоторый анализ свойств функции $\Delta(\tau, \lambda)$ основываясь преимущественно на идеях, высказанных в статье Н. В. Коновалова [13]. Как видно из рисунков, характерной чертой поведения функции $\Delta(\tau, \lambda)$ для достаточно больших значений оптической толщины есть практически линейная зависимость ее от τ . Некоторое отклонение от линейности наблюдается лишь для очень сильно вытянутой индикатрисы рассеяния ($g=0.9$, рис. 5).

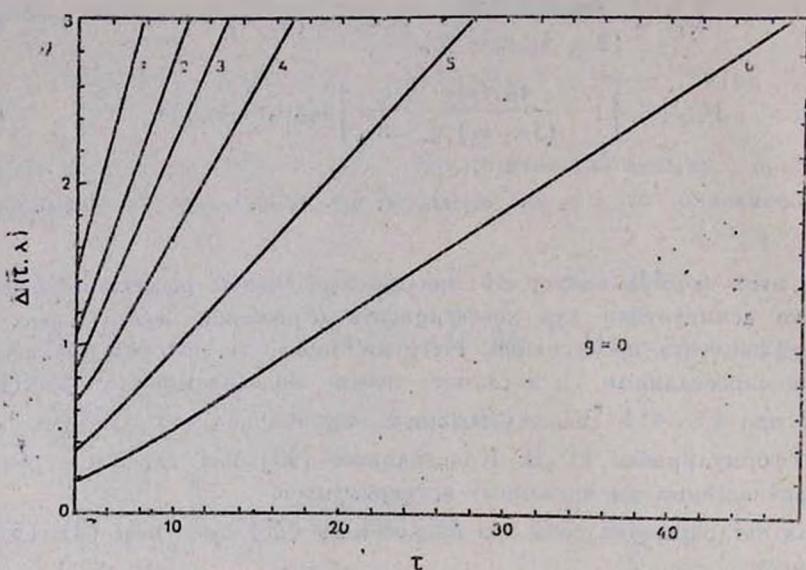


Рис. 1. Функция $\Delta(t, \lambda) = -\lg |z(t, \lambda)|$ (см. текст) для различных значений при изотропном рассеянии. Кривые: 1 — $\lambda = 1$; 2 — $\lambda = 0.98$; 3 — $\lambda = 0.95$; 4 — $\lambda = 0.9$; 5 — $\lambda = 0.8$; 6 — $\lambda = 0.7$.

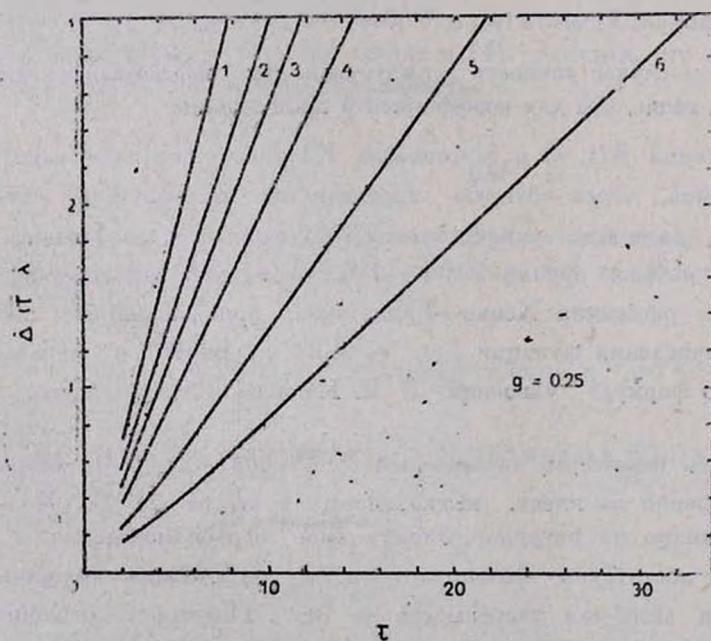


Рис. 2. То же, что на рис. 1, для индикаторы рассеяния Хенни—Гринстейна при $g = 0.25$.

Такое поведение $\Delta(z, \lambda)$ легко объясняется следующими соображениями [13]. Общее выражение для нулевой азимутальной гармонии интенсивности излучения можно представить следующим образом:

$$I(z, \mu, \mu_0) = \sum_{i=0}^n f_i(\mu, \mu_0) e^{-k_i z} + \int_0^1 \varphi(\mu', \mu, \mu_0) e^{-\tau_{\mu\mu'}^z} d\mu', \quad (36)$$

где $f_i(\mu, \mu_0)$ и $\varphi(\mu', \mu, \mu_0)$ — некоторые функции, причем

$$f_0(\mu, \mu_0) = i(\mu) u(\mu_0) \mu_0, \quad (37)$$

k_i — корни характеристического уравнения ($k_i \in [0, 1]$)

$$\int_0^1 \frac{\psi(\mu')}{1 - k\mu'} d\mu' = 1, \quad (38)$$

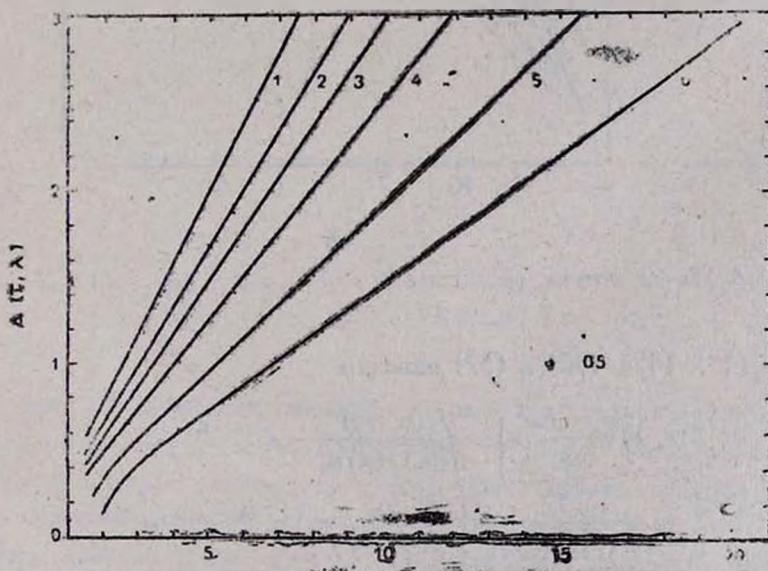


Рис. 3. То же, что на рис. 1, для $g=0.5$.

а $\psi(\mu)$ есть характеристическая функция, которая легко может быть найдена, если задана индикаторика рассеяния (подробнее см. [1], гл. V).

Как показала Т. А. Гермогенова [17], знание функции $\psi(\mu)$ позволяет оценить число корней характеристического уравнения.

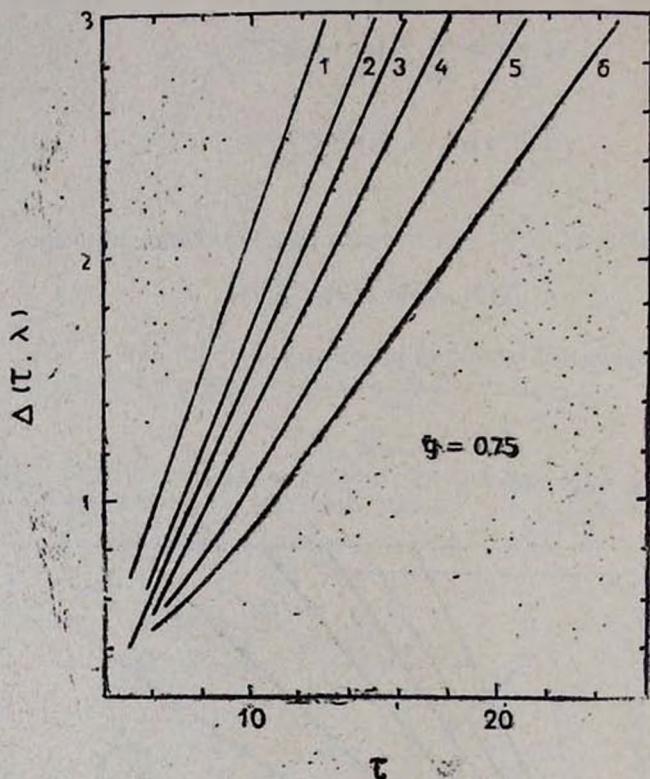


Рис. 4. То же, что на рис. 1, для $g=0.75$.

Из (13), (15), (36) и (37) находим

$$\delta(t, \lambda) = \max_{\mu, \mu_0} \left| \frac{f_1(\mu, \mu_0)}{u(\mu_0) i(\mu) \mu_0} e^{-(\lambda_1 - \lambda_0)t} + \right. \\ \left. + \frac{1}{u(\mu_0) i(\mu) \mu_0} \left[\sum_{i=2}^n f_i(\mu, \mu_0) e^{-(\lambda_i - \lambda_0)t} + \right. \right. \\ \left. \left. + \int_0^1 \varphi(\mu', \mu, \mu_0) e^{-\tau/\mu'} d\mu' \right] \right|. \quad (39)$$

Отсюда видно, что, если для $i \geq 2$ корни характеристического уравнения отсутствуют, то для достаточно больших значений t величина

$$\Delta(\tau, \lambda) \simeq (k_1 - k_0) \tau \lg e - \lg \max_{\mu, \mu_0} \left| \frac{f_1(\mu, \mu_0)}{u(\mu_0) i(\mu) \mu_0} \right|,$$

т. е. зависимость $\Delta(\tau, \lambda)$ от τ будет линейной.

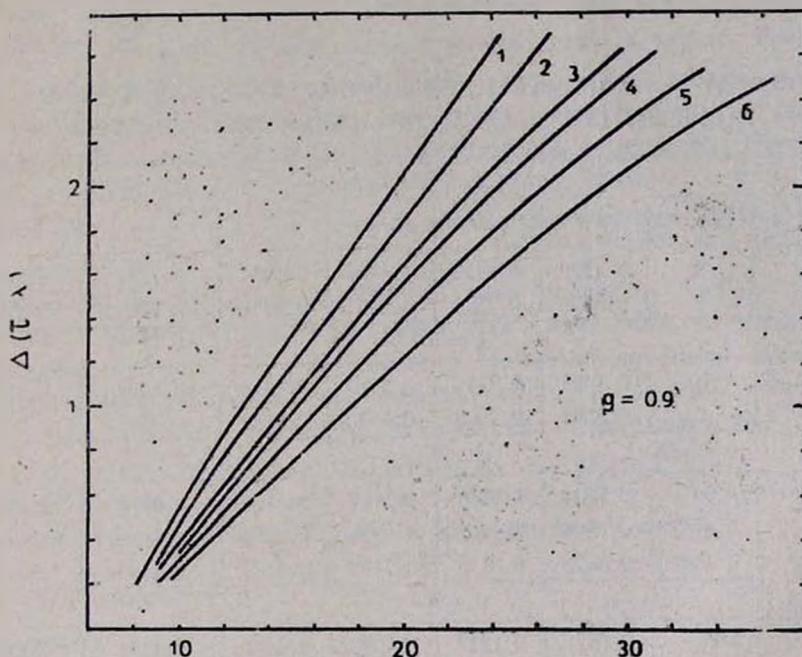


Рис. 5. То же, что на рис. 1, для $g=0.9$. Кривые: 1 — $\lambda = 1$; 2 — $\lambda = 0.995$; 3 — $\lambda = 0.95$; 4 — $\lambda = 0.9$; 5 — $\lambda = 0.8$; 6 — $\lambda = 0.7$.

В табл. 1 приведены значения корней характеристического уравнения для различных g и λ . Кроме того, в конце каждого из блоков таблицы, в которых приведены корни для соответствующих g , даны также величины разности $k_1 - k_0$. При этом для $g=0$ и 0.25 , а также для тех значений λ при $g=0.5$, для которых корень k_1 отсутствует, приближенно полагалось $k_1=1$. Как нетрудно убедиться, именно поведение разности $(k_1 - k_0)$ и определяет, в основном, ход кривых, представленных на рис. 1—5. Что же касается заметного отклонения от линейности кривых на рис. 5 для $g=0.9$, то, как видно из (39), оно связано, в основном, с заметным влиянием старших корней ($i \geq 2$) характеристи-

ческого уравнения. Интересно также отметить, что для всех значений g и того диапазона τ , для которого рассчитывались функция $\Delta(\tau, \lambda)$, представленные на рисунках, максимум величины $|\delta(\tau, \mu, \mu_0)|$ достигается при $\mu = \mu_0 = 1$.

Таблица 1

КОРНИ k_n ХАРАКТЕРИСТИЧЕСКОГО УРАВНЕНИЯ ДЛЯ
ИНДИКАТРИСЫ РАССЕЯНИЯ ХЕНЬИ—ГРИНСТЕЙНА

g = 0							
n	λ	1.0	0.99	0.98	0.95	0.9	0.8
0	0	0	0.1725	0.2430	0.3795	0.5254	0.7104
$k_1 - k_0$	1	0.8275	0.7570	0.6205	0.4746	0.2896	0.1714
g = 0.25							
0	0	0.1496	0.2110	0.3310	0.4618	0.6344	0.7532
$k_1 - k_0$	1	0.8504	0.7890	0.6690	0.5382	0.3656	0.2468
g = 0.5							
0	0	0.1224	0.1731	0.2733	0.3856	0.5418	0.6579
1	0.9887	0.9896	0.9906	0.9931	0.9963	—	—
$k_1 - k_0$	0.9887	0.8672	0.8175	0.7198	0.6107	0.4582	0.3421
g = 0.75							
0	0	0.0871	0.1239	0.1990	0.2881	0.4234	0.5345
1	0.7110	0.7183	0.7254	0.7459	0.7776	0.8333	0.8802
2	0.9427	0.9451	0.9474	0.9540	0.9641	0.9802	0.9915
$k_1 - k_0$	0.7110	0.6312	0.6015	0.5469	0.4895	0.4099	0.3457
g = 0.9							
0	0	0.0561	0.0810	0.1354	0.2064	0.3258	0.4325
1	0.3403	0.3530	0.3654	0.4007	0.4547	0.5510	0.6364
2	0.5524	0.5615	0.5704	0.5963	0.6368	0.7097	0.7739
3	0.7086	0.7152	0.7217	0.7405	0.7701	0.8231	0.8691
4	0.8217	0.8263	0.8309	0.8442	0.8651	0.9019	0.9329
5	0.9007	0.9039	0.9070	0.9159	0.9298	0.9537	0.9726
6	0.9528	0.9548	0.9567	0.9622	0.9706	0.9842	0.9936
7	0.9837	0.9847	0.9857	0.9886	0.9926	0.9980	—
8	0.9979	0.9982	0.9985	0.9993	—	—	—
$k_1 - k_0$	0.3403	0.2969	0.2844	0.2653	0.2483	0.2252	0.2039

6. **Заключение.** Итак, на примере классических проблем—задачи Милна и задачи с параллельным внешним потоком для оптически толстого слоя—оценка погрешности соответствующих асимптотических формул сведена нами к нахождению функции $\delta(\tau, \lambda)$, которая для заданной индикатрисы рассеяния зависит лишь от параметров λ и τ . Можно показать, что и в иных задачах (см. [8—12] проблема также сводится к оценке функции $\delta(\tau, \lambda)$). Хотя результаты наших расчетов этой функции приведены лишь для индикатрисы рассеяния Хенни—Гринстейна, следует ожидать, что они могут быть полезными для оценок погрешности (по крайней мере, в первом приближении) соответствующих асимптотических формул и для произвольной индикатрисы рассеяния. Видимо, в этом случае следует найти величину x_1 и использовать те значения $\Delta(\tau, \lambda)$, для которых $g = x_1/3$.

Наконец, следует подчеркнуть, что нами проведена оценка погрешности асимптотических формул лишь для интенсивности излучения, усредненной по азимуту. Что касается влияния старших азимутальных гармоник интенсивности на поле излучения, то на этом вопросе мы здесь останавливаются не будем. Заметим лишь, что некоторые оценки для этого случая можно найти, например, в работе [16].

В заключение выражаем признательность Д. И. Нагирнеру, чьи замечания стимулировали выполнение настоящей работы.

Главная астрономическая

обсерватория АН УССР

AN ESTIMATION OF ACCURACY FOR DEPTH ASYMPTOTIC FORMULAS IN SOME RADIATIVE TRANSFER PROBLEMS

J. M. DLUGACH, E. G. YANOVITSKIJ

An estimation of accuracy of depth asymptotic formulas for plane-homogeneous atmospheres of large optical thickness is shown to be reduced to the determination of one universal function $\delta(\tau, \lambda)$. For given phase function, the function $\delta(\tau, \lambda)$ depends only on two parameters: the optical depth τ and the single scattering albedo λ . The properties of this function are considered and some calculations are provided for the Henyey-Greenstein phase function. The results of these calculations are presented in Figures.

ЛИТЕРАТУРА

1. В. В. Соболев, Рассеяние света в атмосферах планет, Наука, М., 1972.
2. H. C. van de Hulst, Multiple Light Scattering, v. 1, 2, Academic Press, N.-Y., 1980.
3. В. В. Иванов, Астрофизика, 10, 194, 1974.
4. В. В. Соболев, Докл. АН СССР, 179, 41, 1968.
5. Т. А. Гермогенова, Ж. вычисл. мат. и физ., 1, 1001, 1961.
6. В. В. Иванов, Тр. астрон. обсерв. ЛГУ, 82, 3, 1975.
7. В. В. Соболев, Докл. АН СССР, 270, 837, 1983.
8. Д. И. Назирнер, Уч. зап. ЛГУ, № 328, 66, 1965.
9. Т. А. Гермогенова, Астрофизика, 2, 251, 1966.
10. В. В. Соболев, Докл. АН СССР, 273, 573, 1983.
11. А. К. Колесов, Астрофизика, 21, 309, 1984.
12. А. К. Колесов, Астрофизика, 22, 177, 1985.
13. Н. В. Коновалов, Изв. АН СССР, Физ. атмосф. и океана, 11, 1263, 1975.
14. Э. Г. Яновицкий, Астрон. ж., 58, 119, 1981.
15. В. В. Иванов, Астрон. ж., 52, 217, 1975.
16. Ж. М. Длугач, Астрон. ж., 53, 1295, 1976.
17. Т. А. Гермогенова, Ж. вычисл. мат. и мат. физ., 14, 1526, 1974.

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 34

ИЮНЬ, 1991

ВЫПУСК 3

УДК: 524.3:535. 317

МАКСИМАЛЬНО ПРАВДОПОДОБНОЕ ВОССТАНОВЛЕНИЕ ИЗОБРАЖЕНИЙ. VII. КОМПЕНСАЦИЯ АТМОСФЕРНЫХ СМЕЩЕНИЙ И РЕКОНСТРУКЦИЯ В КОМПЬЮТЕРНОЙ ТОМОГРАФИИ

В. Ю. ТЕРЕБИЖ, О. К. ЧЕРБУНИНА, Ю. Г. ЧЕРБУНИН

Поступила 10 мая 1991

Подход, основанный на статистической параметризации обратных задач (*SPIPR*), применяется для исследования двух конкретных проблем: восстановления изображений, размытых смещениями вследствие атмосферной турбулентности, и реконструкции объектов при томографических проекциях. Приведены необходимые для расчетов соотношения, даны модельные примеры. Описанный подход определяет теоретический предел эффективности восстановления.

1. *Введение.* В предыдущих наших публикациях (см., в частности, [1–6]) был изложен подход к задаче восстановления изображений, включающий следующие четыре составные части: 1) описание с нужной полнотой стохастической модели формирования изображения; 2) нахождение плотности вероятности $f(N, S)$ получить наблюдаемое в действительности изображение N при некотором исходном объекте S ; 3) нахождение теоретической границы эффективности и точности восстановления по основному распределению $f(N, S)$ на основании теоремы Фреше-Рао-Крамера (*FRC*); 4) построение конкретного способа достижения границы *FRC*, опирающегося на метод максимально правдоподобного восстановления изображений (*MLIR*). В упомянутых работах показано, что этот подход в действительности применим не только к проблеме восстановления изображений, но охватывает значительно более широкий круг обратных задач, для которых существенное значение имеет стохастический характер формирования наблюдаемых данных. В соответствии с сущностью предлагаемых операций описанному выше подходу было дано сокращенное наименование *SPIPR*—от Statistical Parameterization of Inverse Problems.

Настоящая статья посвящена применению *SPIPR* к исследованию двух важных направлений—восстановлению изображений, размытых вследствие атмосферной турбулентности, и реконструкции внутренней

структурой объектов на основании данных о распределении яркости в прошедшем сквозь них излучении. При этом мы не стремимся включить все детали соответствующих процессов, ограничиваясь лишь теми из них, которые составляют существо дела. В особенности это касается первой задачи, где рассматриваются только смещения изображения как целого, обусловленные наклонами волнового фронта. Это ограничение позволяет ввести всего один дополнительный параметр, однако ясно, что подход останется практически тем же и при усложнении описания формы волнового фронта—в это описание войдут лишь дополнительные параметры. Более реалистические модели и примеры будут рассмотрены в последующих публикациях.

2. *Компенсация атмосферных блужданий изображения.* Полное описание деформаций волнового фронта при прохождении сквозь турбулентную атмосферу имеет достаточно сложный характер [7—9]. В первом приближении эти деформации могут быть описаны заданием трех характерных масштабов: введенного Фридом [8] пространственного радиуса корреляции неоднородностей фронта—радиуса *коherence* r_0 (обычно $r_0 \approx 10—20$ см), амплитудой неоднородностей на этом масштабе $A \approx \lambda$ и временем корреляции неоднородностей $\tau_0 \approx 0.01—0.05$ с. Конечно, при рассмотрении сравнительно больших участков волнового фронта нужно задать и законы изменения соответствующих корреляционных функций, однако для телескопов с диаметром апертуры $D < r_0$, рассмотрением которых мы здесь и ограничимся, достаточно описания с помощью трех указанных выше параметров.

Действительно, в этом случае мы можем допустить, что на телескоп в течение промежутков времени порядка τ_0 падают плоские участки волнового фронта, каждый раз имеющие различные углы наклона к оптической оси. Следовательно, если продолжительность коротких экспозиций взять равной для определенности τ_0 , то в течение каждой такой экспозиции регистрируется изображение с присущей данному телескопу оптической передаточной функцией, но сдвинутое как целое в угловой мере на величину порядка $A/D \approx \lambda/D$. Таким образом, за длительное время экспозиции T на приемнике будет зарегистрировано порядка T/τ_0 отдельных изображений объекта, сдвинутых друг относительно друга на случайный угол $\approx \lambda/D$.

Если все короткие экспозиции просто суммировать, то изображение будет сильно размыто (характерный размер дифракционной картины тоже порядка λ/D), и восстановление объекта на основании длительной экспозиции не позволит получить информацию в области пространствен-

ных частот. Однако при наличии совокупности изображений для коротких экспозиций, а также *априорной информации о функции рассеяния точки и законе смещений* можно найти в качестве оценки объекта такое распределение яркости, которое наилучшим образом согласуется со всеми имеющимися данными.

Как легко видеть, исходные положения приведенного выше подхода к компенсации атмосферных помех, основанные на получении серии коротких экспозиций, совпадают с предложенным Лабейри [10, 11] методом спекл-интерферометрии. Различие состоит в способе дальнейшего анализа «мгновенных» снимков: в методе Лабейри выполняется преобразование Фурье каждого изображения и затем используются лишь модули трансформант Фурье. При этом исключается влияние атмосферных сдвигов, но также теряется и полезная информация о фазе трансформант Фурье оригинала. В простых случаях (при наличии весьма существенной априорной информации) удается восстановить основные черты оригинала, но такие ситуации являются исключениями из правила.

Все последующие методы решения «фазовой проблемы» также исходят из преобразования Фурье. Немаловажно заметить, что они не учитывают внутреннего (радиационного) шума, сбусловленного квантовой природой света [3]. В отличие от этого, мы не ограничиваем себя необходимостью решить задачу при помощи именно линейного метода; *SPIR* стремится найти адекватную постановку задачи, что в дальнейшем определяет и выбор метода восстановления. Последний оказывается существенно нелинейным, и именно нелинейность снимает надобность в использовании корреляционных функций высокого порядка в области пространственных частот.

То обстоятельство, что ниже рассматривается единственный спекл, не является принципиальным недостатком. Как уже отмечалось выше, для описания развитой спекл-структуры нужно лишь задать более сложную форму падающего волнового фронта, однако при этом никак не изменится предлагаемый подход. Следует также иметь в виду, что даже при $D \gg r_0$ около 74% энергии в спектре мощности флюктуаций изображения сосредоточено на низких частотах, т. е. вызвано случайными смещениями изображения как целого [12].

Для более ясного описания сути дела рассмотрим одномерную картину. Пусть $S \equiv (S_1, \dots, S_n)$ — средние количества фотособытий, которые были бы зарегистрированы в n пикселях приемника за время короткой экспозиции в случае идеальной формирующей изображение системы, т. е. для δ -образной функции рассеяния точки (ФРТ) при отсутствии смещений. Предполагается для простоты, что источник излучения

чекогерентен, так что накопленные в пикселях числа событий представляют собой реализации независимых в совокупности пуассоновских случайных величин со средними S (см. детальное обсуждение в [5]). Вектор S и понимается как искомый объект, оценка которого должна быть получена.

Пусть далее h_{jk} —вероятность того, что при отсутствии смещений изображения событие, которое должно было быть зарегистрировано в пикселе k , будет на самом деле зарегистрировано в пикселе j , где $j=1, 2, \dots, m \geq p$. Другими словами, матрица (h_{jt}) —это ФРТ оптической системы при нулевом смещении изображения как целого. Если обозначить через $h_{jk}(x)$ ФРТ системы при смещении изображения, равном x , то мы можем написать:

$$h_{ji}(x) = h_{j-i+x, k}, \quad \sum_{j=1}^m h_{jk}(x) = 1. \quad (1)$$

Эти соотношения определяют нужную для рассмотрения случайных изображений ФРТ через аналогичную функцию собственно оптической системы.

Обозначим через N_{pj} количество фотособытий, которое зарегистрировано в пикселе j в течение p -ой короткой экспозиции ($p=1, 2, \dots, P$), и через $N_{(p)} = \{N_{pj}\}_{j=1}^m$ —вектор изображения для p -ой короткой экспозиции. Предположим, наконец, что внешний шум подчиняется пуассоновскому распределению с вектором средних значений для короткой экспозиции (b_j) .

Поскольку результаты наблюдений при различных коротких экспозициях взаимно независимы, вероятность получить данную совокупность $N \equiv \{N_{(p)}\}_{p=1}^P$ измерений равна произведению индивидуальных вероятностей:

$$f(N, S) = P! \cdot \prod_{p=1}^P \text{pr}[N_{(p)} | S], \quad (2)$$

где множитель $P!$ учитывает то обстоятельство, что порядок экспозиций не имеет значения.

Согласно [5], вероятность получить вектор $N_{(p)}$ при заданном смещении всего изображения x равна

$$f(N_{(p)}, S, x) = \prod_{j=1}^m \exp[-\lambda_j(x)] \cdot [\lambda_j(x)]^{N_{pj}} / (N_{pj}!), \quad (3)$$

где

$$\lambda_j(x) = \sum_{k=1}^m h_{jk}(x) \cdot S_k + b_j \quad (4)$$

—средние количества событий в пикселях при фиксированном смещении x . Предположим для простоты, что случайные блуждания изображения представляют собой стационарный случайный процесс. Если $u(x)$ —плотность распределения случайных смещений, то для отдельной короткой экспозиции мы имеем согласно формуле полной вероятности:

$$\Pr [N_{(p)} | S] = \int u(x) dx \prod_{j=1}^m \exp [-\lambda_j(x)] \cdot [\lambda_j(x)]^{N_{pj}} / (N_{pj}!). \quad (5)$$

Подставляя это выражение в (2), получаем окончательно:

$$\ln f(N, S) = \sum_{p=1}^P \ln \int u(x) dx \prod_{j=1}^m [\lambda_j(x)]^{N_{pj}} - P(S + B) + \text{const.} \quad (6)$$

где

$$S = \sum_{k=1}^m S_k, \quad B = \sum_{j=1}^m b_j \quad (7)$$

—соответственно полная яркость объекта и суммарный внешний шум.

Последние формулы дают искомое выражение для вероятности получить ту совокупность измерений, которая наблюдалась в действительности при P коротких экспозициях.

Заметим, что при плотности $u(x)$, равной δ -функции Дирака, из (6) следует обычное выражение (3) работы [5] для вероятности $f(N, S)$ с естественной заменой S_k и b_j на $P \cdot S_k$ и $P \cdot b_j$ в соответствии с тем фактом, что теперь сделано P экспозиций.

Нам осталось обсудить вид распределения $u(x)$ случайных смещений при атмосферном блуждании изображений. Как теория, так и эксперимент (см., например, [7—9]) показывают, что этот закон очень близок к плотности Гаусса с дисперсией.

$$\sigma^2 = \frac{\tau^2}{2\pi^2 D^{1/2}} \cdot \left(\frac{2.099}{r_0} \right)^{1/2}, \quad D < r_0. \quad (8)$$

Следовательно, если известен параметр Фрида r_0 для периода наблюдений, т. е. среднее качество изображений в это время, то функционал (6) становится полностью определенным и мы, как и ранее, можем строить независимые от метода восстановления оценки предельной точ-

ности и эффективности, а также применить какой-либо конкретный метод восстановления, реализующий точность на границе FRC .

Приемлемую оценку σ_0 можно получить, исходя непосредственно из суммарного изображения в течение длительной экспозиции. С другой стороны, если параметр Фрида неизвестен из основных или специальных наблюдений, следует включить его в число разыскиваемых параметров S и получить, таким образом, совокупность, включающую $n+1$ неизвестную величину. При обращении к $MLIR$ задача сводится к максимизации (6) по этим переменным в области их неотрицательных значений.

Заметим в связи с обсуждением проблемы случайных смещений, что и при их отсутствии, т. е. при обычных наблюдениях с детерминированной ФРТ, наличие нескольких независимых экспозиций одного и того же объекта позволяет использовать совместные результаты при восстановлении объекта вместо того, чтобы восстанавливать каждое изображение независимо, а затем усреднять полученные оценки объекта.

3. Модельный пример к разделу 2. Приведем модельный пример, показывающий возможности $SPIPR$. Наша задача в данном случае заключается лишь в том, чтобы продемонстрировать тот факт, что функционал (6) действительно «работает».

На рис. 1а представлен исходный объект—оригинал, состоящий всего из 7 ненулевых средних значений пуассоновских отсчетов. Предполагалось, что наблюдатель путем «коротких экспозиций» получает много изображений объекта, каждое из которых, во-первых, случайным образом размыто при помощи ФРТ вида

$$h_{jk} = \begin{cases} 0.4, & s \equiv |j - k - 2| = 0; \\ 0.2, & s = 1; \\ 0.1, & s = 2; \\ 0, & s > 2; \end{cases} \quad k = 1, \dots, 17; \quad j = 1, \dots, 21; \quad (9)$$

во-вторых, к получившейся картине добавлен пуассоновский случайный шум с постоянным по формату средним значением $b_j \equiv 1$, и, наконец, каждое изображение как целое испытывало независимое от предыдущих сдвигов гауссовское случайное смещение с нулевым средним значением и стандартным отклонением $\sigma = 2$ пикс. Всего было реализовано 100 размытых и смещенных описанным образом изображений; на рис. 1б показаны три из них.

При восстановлении мы можем идти двумя путями. Если исходить из результатов «длинной экспозиции», то нужно провести суммирование всей совокупности отдельных изображений (рис. 1с) и затем выполнить восстановление оригинала на основании такого суммарного изображения.

С использованием *MLIR* и функционала (3) при $x=0$ это приводит к оценке объекта, представленной на рис. 1d. С другой стороны, мы можем исходить из данного в предыдущем пункте обобщения теории, учитывающего всю совокупность отдельных изображений при коротких экспозициях. Максимизация функционала (6) позволяет найти в этом случае оценку оригинала, показанную на рис. 1e. Мы видим, что качество восстановления при втором подходе значительно превосходит то качество, которое достижимо при использовании лишь усредненного изображения, и это вполне согласуется с тем фактом, что при образовании усредненного изображения мы теряем существенную часть информации об оригинале.

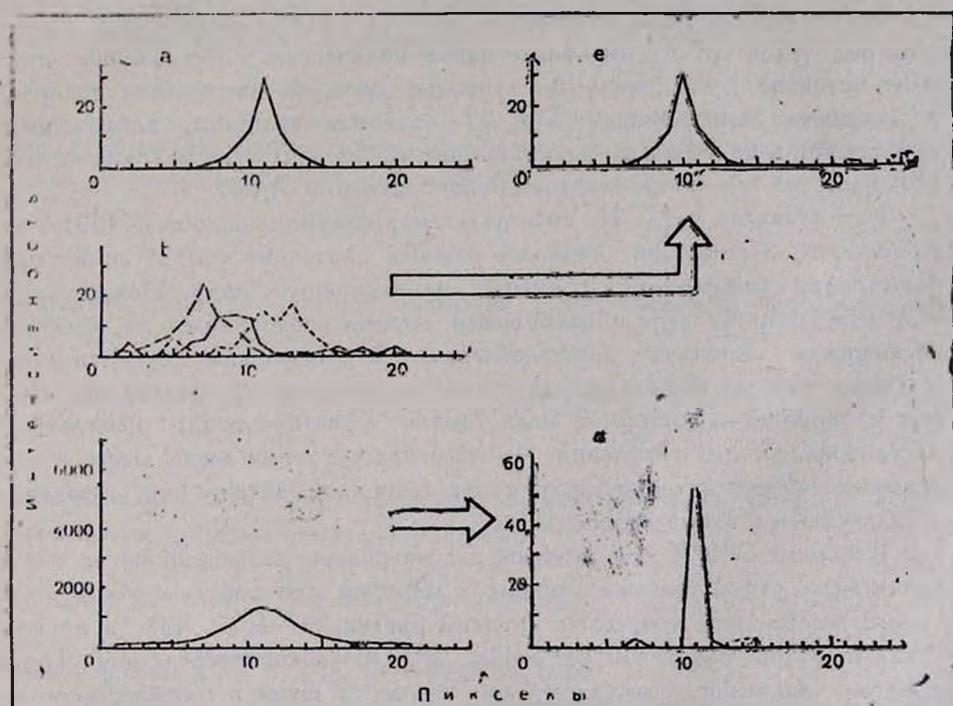


Рис. 1. Объект (а), примеры его случайно искаженных и смещенных при коротких экспозициях изображений (б), суммарное изображение для 100 коротких экспозиций (с), результат восстановления суммарного изображения (д) и результат восстановления всей совокупности отдельных изображений (е).

Сходные результаты получаются при рассмотрении других модельных примеров.

4. Компьютерная томография. Поскольку все версии компьютерной томографии в принципе единообразны [13], рассмотрим здесь только наиболее показательный вариант: объект освещен бесконечно тонким параллельным пучком рентгеновских лучей и объемная картина восстанавливается путем анализа последовательных тонких «срезов».

Общепринятый подход исходит в данном случае из интегральных уравнений

$$\left| \begin{array}{l} N(u, \varphi) = N_0(u, \varphi) \cdot \exp[-R(u, \varphi)] + \zeta(u, \varphi), \\ R(u, \varphi) = \int S(u \cos \varphi - t \sin \varphi, u \sin \varphi + t \cos \varphi) dt, \end{array} \right. \quad (10)$$

где $N \cdot du$ — наблюдаемое количество событий вблизи точки u для проекции под углом φ ; $N_0 \cdot du$ — аналогичное количество, обусловленное прямым потоком; ζ — аддитивный случайный шум; R — оптическая толщина в заданном направлении; $S(x, y)$ — искомая величина, коэффициент поглощения в заданной точке изучаемого объекта. Второе из соотношений (10) известно как преобразование Радона функции $S(x, y)$.

Как показано в [2, 3], интегральные уравнения, подобные (10), не принимают во внимание наиболее важный источник флуктуаций при регистрации изображений, а именно, радиационный шум. Между тем, этот «внутренний» шум в наибольшей степени ограничивает на практике достижимую точность восстановления. В особенности существенным является учет радиационного шума при слабых потоках излучения, которые и типичны, и скажем, в медицинской практике ввиду нежелательности больших доз облучения. Аналогичная ситуация имеет место и при астрономической интерпретации томографической задачи (мы вернемся в дальнейшем к этому вопросу).

Согласно SPIR, мы должны рассматривать падающий поток излучения как стохастический процесс. Примем для определенности, что это — пуассоновский процесс со средним значением $I_0(j, \varphi_p)$ в пикселе j для проекции под углом φ_p , $p = 1, 2, \dots, P$. Обозначив посредством $b(j, \varphi_p)$ среднее значение пуассоновского внешнего шума в соответствующем пикселе и через $R(j, \varphi_p)$ — оптическую толщину в указанном направлении, мы можем написать для среднего числа фотособытий в пикселе (j, φ_p) следующее выражение:

$$\lambda(j, \varphi_p) = I_0(j, \varphi_p) \cdot \exp[-R(j, \varphi_p)] + b(j, \varphi_p). \quad (11)$$

Полная оптическая толщина в направлении L есть сумма элементарных оптических толщин S_{lk} вдоль соответствующего пути сквозь объект:

$$R(j, \varphi_p) = \sum_k S_{ik}, \quad (12)$$

где, например, можно просто принять

$$\begin{cases} i = \text{Integer}(j \cdot \cos \varphi_p - l \cdot \sin \varphi_p), \\ k = \text{Integer}(j \cdot \sin \varphi_p + l \cdot \cos \varphi_p) \end{cases} \quad (13)$$

и выполнить суммирование по всем l , скажем, от $-l_{\max}$ до $+l_{\max}$. Более точная дискретизация полезна на практике, однако не имеет принципиального значения; мы рассмотрим один из возможных вариантов ниже.

Обратимся к нахождению основной функции—вероятности $f(N, S)$, получить наблюдаемое изображение

$$N = \{N(j, \varphi_p) \mid j = -a \dots a, p = 1 \dots P\}, \quad (14)$$

где a —внешний радиус проекций объекта. В качестве искомого оригинала рассматривается совокупность

$$S = \{S_{ik} \mid i, k = -a\}. \quad (15)$$

Очевидно, принятые условия приводят к многомерному распределению Пуассона:

$$f(N, S) = \prod_{p=1}^P \prod_{j=-a}^a \exp[-\lambda(j, \varphi_p)] \cdot \frac{[\lambda(j, \varphi_p)]^{N(j, \varphi_p)}}{N(j, \varphi_p)!}. \quad (16)$$

Следовательно, для того, чтобы восстановить оригинал методом *MLIR*, мы должны максимизировать функционал

$$\ln f(N, S) = \sum_{p=1}^P \sum_{j=-a}^a \left[N(j, \varphi_p) \cdot \ln \lambda(j, \varphi_p) - \lambda(j, \varphi_p) \right] + \text{const} \quad (17)$$

по отношению к S_{ik} при ограничениях $S_{ik} > 0$.

Существует нижний предел для числа проекций, необходимых при восстановлении объекта с площадью сечения πa^2 . Поскольку общее количество измерений должно превосходить количество разыскиваемых параметров, мы имеем:

$$P \cdot (2a + 1) > \pi a^2 \quad (18)$$

или, приближенно,

$$P > \frac{\pi}{2} \cdot a. \quad (19)$$

Конечно, для получения высокого качества восстановления требуется значительно более жесткое условие, скажем $P > D$, где $D = 2a$ — количество пикселов на диаметре изучаемого объекта.

5. *Модельный пример к разделу 4.* На рис. 2а, б представлено распределение коэффициента поглощения в модельном объекте размером 9×9 пикселов, где для наглядности более высокая плотность отвечает латинским буквам *IR* (от Image Restoration). Всего здесь присутствует 5 градаций элементарных оптических толщин: 0.0; 0.1; 0.2; 0.3 и 0.5. Размеры приемника (проекций) приняты равными 15 пикселям. Среднее значение падающего потока излучения I_0 соответствовало 10^4 событий/пиксель; аддитивный шум предполагался пуассоновским с постоянным по формату средним значением $b(j, \varphi_p) = 100$ событий/пиксель. Размеры пикселов объекта и спроектированных изображений были приняты равными друг другу. При вычислении суммарной оптической толщины в заданном направлении учитывался не просто факт попадания центров пикселов объекта в проекции пикселов приемника, но более полная информация относительно поглощения в каждом пикселе объекта. Именно, последние аппроксимировались кругами с постоянным коэффициентом поглощения, и для каждого круга, «задевающего» проекцию пикселя приемника, вычислялась некоторая эффективная длина хорды путем деления площади соответствующего сегмента на его высоту. Таким образом, вместо (12) применялось соотношение:

$$R(j, \varphi_p) = \sum_L S_{ik} \cdot l_{ik}(j, \varphi_p), \quad (20)$$

где суммирование вдоль направления L включает все круговые пиксели объекта (i, k) , которые задевают проекцию пикселя (j, φ_p) изображения $(i, k = -4, +4; j = -7, +7)$; S_{ik} — коэффициент поглощения в пикселе (i, k) ; l_{ik} — упомянутая выше эффективная длина отрезка поглощения:

$$l_{ik}(j, \varphi_p) = \begin{cases} 0, & \text{при } d \equiv |i \cdot \cos \varphi_p + k \cdot \sin \varphi_p - j| \geq 1, \\ \frac{[2 \cdot \arccos(2d-1) - \sin(2 \cdot \arccos(2d-1))]}{8(1-d)}, & \text{при } d < 1. \end{cases} \quad (21)$$

На рис. 2с представлены в качестве примера несколько спроектированных под разными углами распределений интенсивности, в совокупности составляющих «изображение», на основании которого восстанавливается распределение плотности в объекте. Результаты такого восстановления при 125 равномерно распределенных углах поворота φ_p даны на рис. 2д, е.

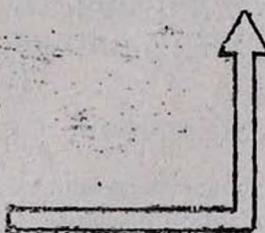
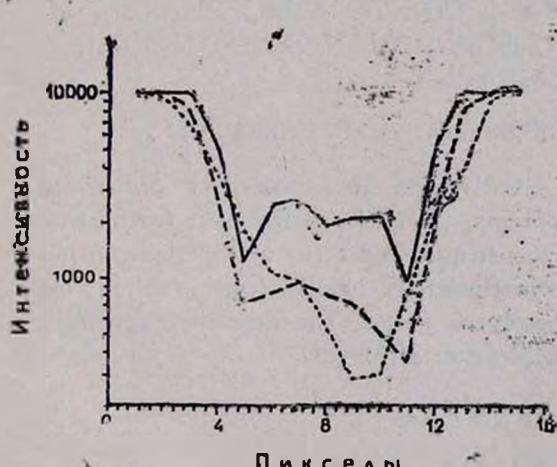
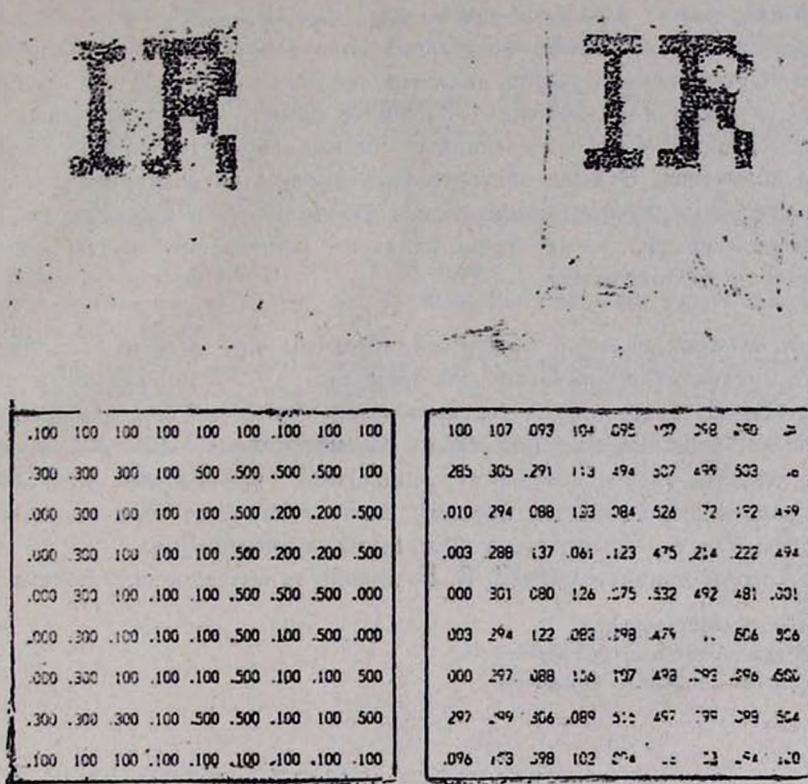


Рис. 2. Графическое (а) и численное (б) представления объекта (двух первых букв слов Image Restoration), примеры его томографических проекций (с), численное (д) и графическое (е) представления реконструкции объекта методом *MLIR* по 125 проекциям.

Очевидно, количество пикселов, проекций и интенсивность падающего излучения в каждом отдельном случае могут быть согласованы с требуемыми точностью восстановления и пространственным разрешением. Существенным здесь является тот факт, что при заданных значениях точности и разрешения описанные нами ранее «предельные» свойства подхода *SPIPR* обеспечивают минимально возможную в принципе дозу облучения. Это же обстоятельство можно характеризовать и таким образом: при фиксированном потоке излучения *SPIPR* позволяет достичь наиболее высокого пространственного разрешения и максимальной точности восстановления.

6. Заключительные замечания. Отметим еще раз, что приведенный выше анализ не исчерпывает возможностей *SPIPR* в указанных областях приложений; наша задача состояла лишь в выяснении принципиальных вопросов, возникающих при таком рассмотрении. Особое внимание следует уделить адекватному учету априорной информации, поскольку от нее самым существенным образом зависит качество восстановления. Эти вопросы будут рассмотрены в последующих публикациях.

Авторы признательны В. В. Бирюкову за полезное обсуждение.

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

MAXIMUM LIKELIHOOD IMAGE RESTORATION.
VII. WANDERING OF IMAGE DUE TO ATMOSPHERE
TURBULENCE AND RECONSTRUCTION IN COMPUTERIZED
TOMOGRAPHY

V. YU. TEREBIZH, O. K. CHERBUNINA, YU. G. CHERBUNIN

Two concrete problems are investigated in a frame of *Statistical Parameterization of Inverse Problems (SPIPR)* approach: restoration of blurred by atmosphere wandering images and structure reconstruction of objects, using tomographic projections. All needed for practice formulae and corresponding model cases are given. The described approach attains the theoretical limit of restoration efficiency.

ЛИТЕРАТУРА

1. В. Ю. Теребиж, Астрофизика, 32, 327, 1990.
2. V. Yu. Terebizh, Astron. and Astrophys. Transac., 1, No. 1, 1991.
3. V. Yu. Terebizh, Proc. Third ESO/ST-ECF Data Analysis Workshop, Garching, 22–23 April 1991.

4. V. Yu. Terebikh, *Experimental Astronomy* (in press).
5. B. Ю. Теребих, О. К. Чербунина, Ю. Г. Чербунин, В. В. Бирюков. Астрофизика, 34, 91, 1991.
6. B. Ю. Теребих, В. В. Бирюков, Астрофизика 34, 233, 1991.
7. С. М. Рытов, Ю. А. Кравцов, В. И. Татарский, Введение в статистическую радиофизику, ч. II, Наука, М., 1978.
8. D. L. Fried, J. Opt. Soc. Amer., 55, 1427, 1965.
9. F. Roddier, *Progress in Optics*, ed. E. Wolf, North-Holland, Amsterdam, London, 19, 281, 1981.
10. A. Labeyrie, *Astron. and Astrophys.*, 6, 85, 1970.
11. A. Labeyrie, *Progress in Optics*, ed. E. Wolf, North-Holland, Amsterdam, New York, Oxford, 14, 49, 1976.
12. J. M. Beckers, L. E. Goad, *Instrumentation for Ground-Based Optical Astronomy*, Proc. 9th Santa Cruz Summer Workshop, ed. L. B. Robinson, Springer, New York, 1988, p. 315.
13. A. K. Jain, *Fundamentals of Digital Image Processing*, Prentice Hall, Englewood Cliffs, 1989.

П О П Р А В К А

В статье В. Ю. Теребижка «Максимально правдоподобное восстановление изображений. IV. Предельное разрешение при заданной альтернативе» (Астрофизика, 33, выпуск 3, 409—427) по вине автора допущена ошибка в одном из примеров, иллюстрирующих общие соотношения. Именно, в формуле (35) пропущена операция возвведения в квадрат модулей спектральных плотностей. Правильное написание формул (35), (36), (38) и (39) имеет вид:

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

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

$$r \cong K \cdot \frac{z_a + z_b}{\Psi}, \quad \Psi \gg 1, \quad (38)$$

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

Таким образом, для относительно ярких объектов в приближении детерминированного формирования изображения предельно малое обнаружимое смещение обратно пропорционально первой степени отношения сигнала к шуму, в отличие от рассматриваемого далее случая двойных источников, где предельное разделение компонентов обратно пропорционально квадратному корню из отношения сигнала к шуму.

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 34

ИЮНЬ, 1991

ВЫПУСК 3

УДК: 524.354.4—6

ПЛАЗМЕННАЯ МОДЕЛЬ ИЗЛУЧЕНИЯ ПУЛЬСАРОВ И ЕЕ НЕКОТОРЫЕ НАБЛЮДАТЕЛЬНЫЕ СЛЕДСТВИЯ

А. З. КАЗБЕГИ, Г. З. МАЧАБЕЛИ, Г. И. МЕЛИКИДЗЕ, Т. В. СМИРНОВА

Поступила 15 февраля 1991

Принята к печати 15 мая 1991

Описана модель излучения пульсаров, развиваемая авторами, основанная на плазменных механизмах генерации волн. Эта модель положена в основу интерпретации некоторых наблюдаемых фактов, не имеющих объяснения в других моделях. Сделаны некоторые предсказания. Например, предсказывается корреляция между компонентами I и II второго профиля (излучения типа «сона»). Это подтверждается анализом наблюдений по корреляциям вариаций интенсивности. Предложенная модель объясняет пространственную структуру источников излучения и, соответственно, наблюдаемое смещение максимумов кросс-корреляционных функций временных вариаций интенсивности, а также сверхдисперсионное запаздывание импульсов (СДЗИ) на низких частотах. Кроме того, для H -волны, в отсутствие затухания, предсказывается несимметричное уширение профиля относительно центра излучения.

1. *Введение.* Целью работы является описание модели излучения пульсаров, развиваемой в работах [1—4], и ее применение к объяснению некоторых наблюдательных данных (см. разделы 3 и 4, а также работы [5—8]). Результаты этих наблюдений получены методом кросс-корреляционных функций. Следует подчеркнуть, что они не поддаются объяснению в рамках теоретических моделей, развивавшихся ранее.

Предполагается, что для пульсаров с периодом 0.5 с магнитное поле у поверхности звезды характеризуется напряженностью $B_0 \sim 10^{12}$ Гс. Вследствие совместного вращения звезды с ее магнитным полем генерируется статическое электрическое поле, имеющее составляющую вдоль силовых линий магнитного поля звезды. Электрическое поле вырывает электроны из поверхности звезды, образуя «первичный» пучок с лоренци-фактором $\gamma_b \simeq 10^7$ и плотностью $n_b \simeq 10^{11}$ см⁻³. Электроны ускоряются до релятивистских скоростей. Двигаясь вдоль искривленных силовых линий электронные первичного пучка генерируют гамма-кванты, которые рождают электронно-позитронную пару. Электроны и позитроны, в свою очередь, вновь рождают гамма-кванты и т. д.

Такой каскадный процесс продолжается до тех пор, пока из-за разделения зарядов статическое электрическое поле не экранируется (область зазора). За завором будем иметь функцию распределения, изображенную на рис. 1 [9], которая состоит: 1) из электронно-позитронной плазмы, в которой сосредоточена основная масса частиц с лоренц-фактором $\gamma = \gamma_p \approx 3 \div 10$ и плотностью $n = n_p \approx 10^{16} \div 10^{17} \text{ см}^{-3}$; 2) высокозергетичного электронно-позитронного хвоста с $\gamma = \gamma_t \approx 10^3 \div 10^4$ и плотностью $n = n_t \approx 10^{14} \div 10^{15} \text{ см}^{-3}$; 3) первичного электронного пучка с $\gamma = \gamma_b \approx 10^6$ и плотностью $n = n_b \approx 10^{11} \text{ см}^{-3}$. Предполагается, что

$$n_p \gamma_p = n_t \gamma_t = \frac{n_b \gamma_b}{2}. \quad (1.1)$$

В такой плазме возможно существование трех типов волн [10]: одной чисто поперечной электромагнитной lt -волны со спектром

$$\omega_0^t = kc(1 - \delta), \quad (1.2)$$

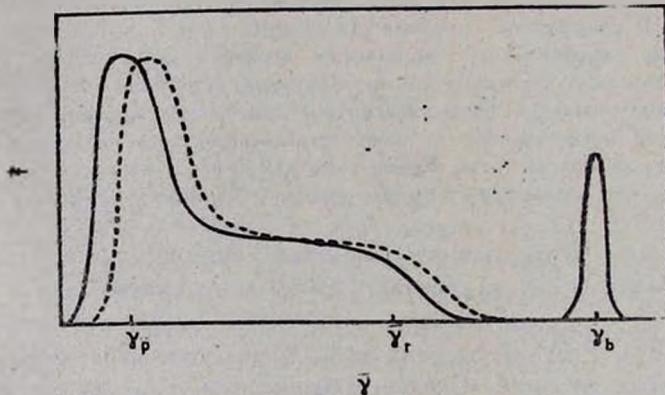


Рис. 1. Функция распределения частиц (f) по энергиям (γ). Сплошная линия описывает электроны, пунктирная — позитроны.

(здесь ω_0 и k — частота и волновой вектор рассматриваемой волны, $\delta = \omega_p^2/4\omega_B^2\gamma_p^3$, $\omega_p^2 = 4\pi e^2 n_p/m$, $\omega_B = eB/\pi c$) и двух потенциально-непотенциальных lt -волн. Одна из них (почти потенциальная) высокочастотная ($\omega > \omega_p/\gamma_p^{1/2}$) лежит почти полностью в засветовой области, когда фазовая скорость волны больше скорости света ($v_{ph} > c$). Возбуждение такой волны затруднено, и далее мы ее рассматривать не будем. Вторая lt -волна имеет спектр [10, 1]

$$\omega_0^{tt} = k_* c \left(1 - \delta - \frac{k_\perp^2 c^2}{16 \omega_p^2 \tau_p} \right). \quad (1.3)$$

Здесь и далее будем пользоваться цилиндрической системой координат x, r, Φ , когда ось x направлена перпендикулярно плоскости, в которой лежит искривленная силовая линия, r -радиальная, а Φ -азимутальная координаты. Заметим, что мы пренебрели изменением радиуса кривизны R_B от расстояния $\partial R_B / \partial r = 0$.

Эти волны могут быть возбуждены тремя различными механизмами [1, 2].

I механизм

Наиболее надежным представляется возбуждение волн на аномальном доплер-эффекте [11, 12], при выполнении условия [2]

$$\omega_0 - k_* c - k_x u_x + \frac{\omega_{Bx}}{\tau_p} = 0. \quad (1.4)$$

Здесь τ_p — лоренц-фактор резонансных частиц, $u_x = c v_p \gamma / R_B \omega_{Bx}$ — дрейфовая скорость частиц, вызванная кривизной силовых линий магнитного поля; ось x направлена вдоль дрейфовой скорости позитронов. Используя выражение (1.2) и разложения $k = k_\perp (1 + k_\perp^2 / 2k_\parallel^2)$ и $v_p = c (1 - 1/2\gamma^2 - u^2/2c^2)$, из (1.4) получим, что для t -волн возбуждение возможно в малом угле

$$\theta^2 = \frac{k_\perp^2}{k_\parallel^2} < 2\delta \quad (1.5)$$

с инкрементом

$$\Gamma = \pi \frac{\omega_{pr}^2}{\omega_0^2 \tau_T}. \quad (1.6)$$

Здесь τ_T — тепловой разброс резонансных частиц, $\omega_{pr}^2 = 4\pi e^2 n_r / m$, n_r — плотность резонансных частиц. Из условия развития кинетической неустойчивости (ширина резонанса должна быть больше величины инкремента) имеем еще одно ограничение, накладываемое на величину Γ

$$\Gamma \ll \omega_B \frac{\tau_T}{\tau_p^2}. \quad (1.7)$$

а) Если резонанс происходит на частотах хвоста функции распределения $\tau_r = \tau_t \simeq 10^3 + 10^4$ и $\tau_p = 3$, то резонанс имеет место на расстоя-

ниях $R/R_c \approx 0.3 \div 1$ (R_c —радиус светового цилиндра). Частота при этом попадает в диапазон $10^8 \leq \omega_0^t \leq 10^{10}$ Гц, т. к. из резонансного условия (1.4) следует, что $\omega_0^t \approx \omega_B / \delta \gamma_r$. Учитывая то, что на больших расстояниях магнитное поле дипольно и меняется по закону $B = B_0 (R_0/R)^3$, а также $n = n_0 (R_0/R)^3$ (индексом «0» обозначены значения величин у поверхности звезды), получим зависимость частоты генерируемой волны от расстояния:

$$\omega_0 = \frac{4 \gamma_p^3}{\gamma_r} \frac{\omega_{B_0}^2}{\omega_{\rho_0}^2} \left(\frac{R_0}{R} \right)^6, \quad (1.8)$$

т. е. низкие частоты возбуждаются дальше от звезды, а т. к. с ростом R параметр δ растет, то увеличивается и угол θ .

б) Генерация t -волн оказывается возможна и на первичном пучке с параметрами $\gamma_r = \gamma_b \approx 10^5$, $\gamma_b \approx 3$, $\gamma_T \approx 10^3$ на расстояниях $R/R_c \approx 0.1 \div 0.3$. Важно, что в этом механизме генерации ограничение на угол $\theta = k_{\perp}/k_{\parallel}$ накладывается только сверху, $\theta^2 < 2\delta$, и излучающая область будет давать сплошное пятно (вслед за Рэнкин [13] будем называть ее излучением типа «соге»). Заметим, что частота генерации t -волн ограничена сверху $\omega_0^t < 2\gamma_p \omega_B$.

в) На аномальном доплер-эффекте возможно возбуждение и lt -волн с тем же инкрементом и в тех же углах, что и при возбуждении t -волн, но для частот, ограниченных неравенством $\omega_0^{lt} < 2^3 \gamma_p \omega_B$.

II механизм

При выполнении черенковского резонанса

$$\omega_0 - k_{\parallel} v_{\parallel} - k_x u_x = 0 \quad (1.9)$$

оказывается, что волны могут генерироваться частицами пучка, и выражение для инкремента t и lt -волн имеет один и тот же вид:

$$\Gamma = \frac{\pi}{2} \frac{\omega_b^2}{\omega} \frac{\gamma_b}{\gamma_T} A, \quad (1.10)$$

где $A = k_r^2/k_{\perp}^2$ для t -волн и $A = k_x^2/k_{\perp}^2$ для lt -волн.

Условие возбуждения кинетической неустойчивости ограничивает величину инкремента условием:

$$\frac{\Gamma}{\omega_0} < \left(\frac{u}{c} \right)^2 \frac{\gamma_T}{\gamma_b}, \quad (1.11)$$

где $u = |u_x|$. А резонансное условие (1.9) для t и lt -волн можно свести соответственно к выражениям [2]

$$\left(2\delta - \frac{k_r^2}{k_\varphi^2}\right) = \left(\frac{u_x}{c} - \frac{k_x}{k_\varphi}\right)^2 \quad (1.12)$$

и

$$\left(\frac{u_x}{c} - \frac{k_x}{k_\varphi}\right)^2 = 2\left(\delta + \frac{k_\perp^2 c^2}{16\omega_p^2 \gamma_p} + \frac{k_x^2}{2k_\varphi^2}\right). \quad (1.13)$$

В совокупности эти условия показывают, что для параметров $\gamma_b \simeq 10^6$, $\gamma_p \simeq 3$, $\gamma_T \simeq 10^2$ возможна генерация как t , так и lt -волн в малых углах 0 , ограниченных как снизу, так и сверху $0_1 < \theta < \theta_2$. Следовательно, лучи будут составлять полый конус, т. е. излучение типа «сона». Зависимость частоты от R имеет вид

$$\omega_0 = \frac{c \gamma_b \omega_b}{u \gamma_T^{3/2}} \propto \left(\frac{R_0}{R}\right)^{1/2}.$$

III механизм

Этот механизм может иметь место только в том случае, если на частицах пучка в результате выполнения резонансного условия (1.4) возбуждаются t и lt -волны. Взаимодействуя с частицами пучка, t и lt -волны вызывают квазилинейную диффузию частиц, в результате которой частицы приобретают отличный от нуля эффективный питч-угол Φ ($\tan \Phi = P_\perp / P_\varphi$). Напомним, что на пучке, при условии (1.4), возбуждение волн возможно только для старых пульсаров с $\gamma_b \simeq 10^5$. Для таких пульсаров на расстояниях $0.2 \div 0.5$ (R/R_c) может выполняться условие

$$\Phi > \frac{u}{c},$$

и тогда при черенковском резонансе (1.9), который для t -волн сводится к выполнению условия

$$\frac{1}{2} \left(\frac{k_\perp}{k_\varphi}\right)^2 + \frac{1}{2} \Phi^2 = \delta + \left(\frac{k_x}{k_\varphi}\right) \left(\frac{u_x}{c}\right),$$

возможно возбуждение t -волн с инкрементом

$$\frac{\Gamma}{\omega_0^{lt}} = \frac{\pi}{8} \left(\frac{\omega_b}{\omega_B}\right)^2 \frac{k_\perp^2}{k^2} \gamma_b \left(\frac{\gamma_\perp}{\gamma_T}\right)^2.$$

Условие возбуждения кинетической неустойчивости имеет вид

$$\frac{\Gamma}{\omega_0} < \Phi^2 \frac{\gamma_T}{\gamma_b}.$$

Для lt -волн имеем инкремент

$$\frac{\Gamma}{\omega_0^t} = \pi \left(\frac{\omega_b}{\omega_0} \right)^2 \frac{\gamma_b^3}{\gamma_T^2} \frac{1}{\gamma_\perp^2} \left(\frac{k_x}{k_\varphi} \right)^2.$$

Условие (1.9) сводится к равенству

$$\frac{1}{2} \Phi^2 = \zeta + \frac{k_\perp^2}{k^2} \frac{\omega_0^2}{16 \omega_\varphi \gamma_\varphi} + \frac{k_x}{k_\varphi} \frac{u_x}{c}.$$

Возбуждение волн на черенковском резонансе (механизмы II и III) может происходить только на пучке при $(\partial f / \partial \gamma)_{\gamma=\gamma_r} > 0$.

2. Модель. Важно отметить, что волны могут сильно затухать при выполнении циклотронного резонанса

$$\omega - k_\varphi v_\varphi - k_x u_x - \frac{|\omega_{Ba}|}{\gamma} = 0. \quad (2.1)$$

Функция распределения асимметрична, и поэтому условие (2.1) в области генерации не выполняется, однако при распространении волн к световому цилинду волны могут попасть в область сильного поглощения, и из магнитосферы будут выходить только те волны, которые не проходят через область затухания. А это возможно только для волн, генерируемых у края магнитосферы в непосредственной близости к замкнутым силовым линиям. Действительно, у светового цилиндра происходит релятивистское утяжеление массы электронов и позитронов. Поэтому, с увеличением инертности, частицы отклоняются в противоположную направлению вращения пульсара сторону и вытягивают «вмороженные» в плазму силовые линии (см. рис. 2). Поэтому из магнитосферы будут выходить только те волны, которые при распространении легко попадают в область между замкнутыми и разомкнутыми силовыми линиями, где плотность сильно понижена. Попадая в область с пониженной плотностью t и lt -волны без трансформации переходят в «вакуумную» волну. Из выражений (1.2) и (1.3) при $\pi \rightarrow 0$, $\omega_p \rightarrow 0$ следует, что ω^t и $\omega^u \rightarrow kc$, сохраняя при этом свои поляризационные свойства. Заметим, что при распространении lt -волны, в отличие от t -волн,

следуют за направлением силовой линии [14]. Для них попасть в область затухания более вероятно, чем для t -воли.

Резюмируя вышесказанное, приходим к модели излучения пульсара. В достаточно узкой (по сравнению с размерами магнитосферы пульсара) области, в районе последней разомкнутой силовой линии, возможна генерация излучения пульсара тремя различными механизмами. Один из них (третий) может иметь место только для старых пульсаров с $\tau_4 \simeq 10^5$ (для $\tau_6 \simeq 10^6$ III механизмом волны не возбуждаются). Этот механизм может играть роль для излучения с 5 субимпульсами и далее его рассматривать не будем.

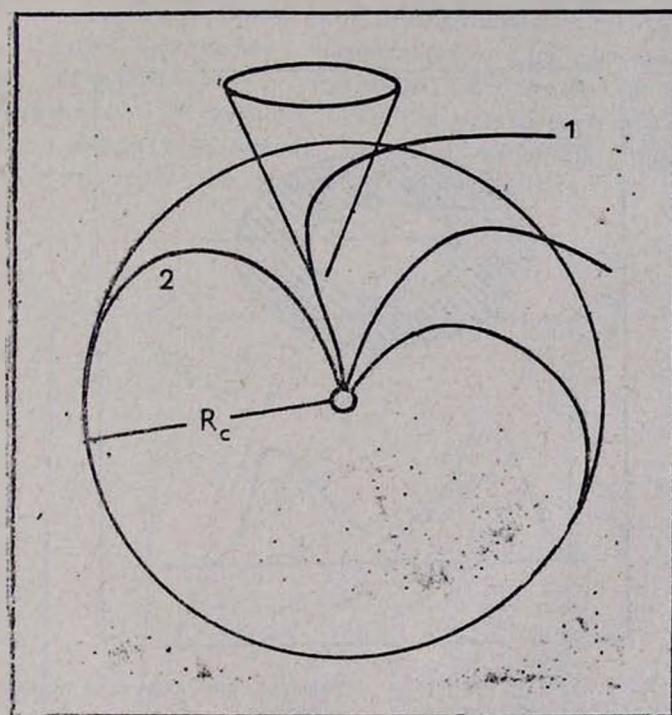


Рис. 2. Модель магнитосферы пульсара и конус излучения. 1—последняя не-замкнутая силовая линия; 2—замкнутая силовая линия.

Трехкомпонентные импульсы определяются двумя механизмами: I—на аномальном доплер-эффекте частицами хвоста функции распределения генерируется стабильное излучение, заполняющее конус с углом раствора $\theta_0^2 \sim \delta \ll 1$ в основном t -волами. Его мы вслед за Рэнкин [13] будем называть «соге».

Возбуждение волн вторым механизмом происходит ближе к световому цилинду. Поэтому возбуждаемые этим механизмом ll -волны, также, как и l -волны, легко достигают области с пониженной плотностью и слабо затухают. Это излучение заполняет полный конус, раствор которого $\theta_1 \sim u/c \geq \sqrt{2}\delta$ (см. рис. 3). Отметим, что сами механизмы генерации не зависят от движения заряженных сгустков вдоль искривленных магнитных силовых линий, и, очевидно, диаграмма излучения не повторяет геометрии магнитного поля магнитосферы. Такая модель более последовательна, так как является следствием строгой теории, описывающей процессы в электронно-позитронной плазме, и представляется более реалистичной.

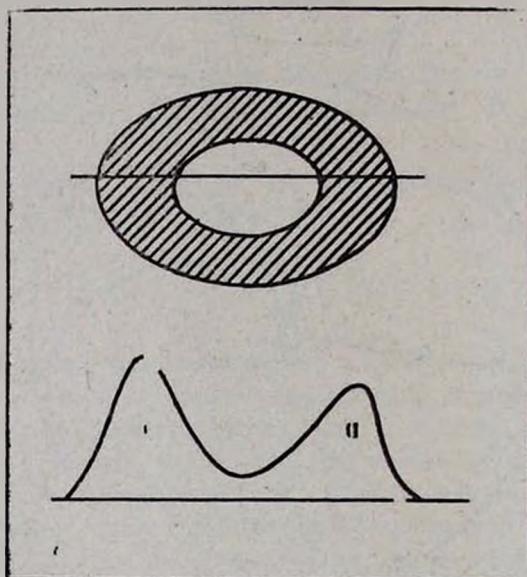


Рис. 3. Сечение конуса излучения двугорбого профиля типа «сопа». Прямая линия соответствует ходу луча зрения.

До наблюдателя достигает излучение, генерируемое в области, в которой силовые линии магнитного поля можно считать параллельными. Однако это вовсе не означает, что свойства импульсов излучения не зависят от геометрии. Например, если генерация излучений разных частот происходит на таких расстояниях друг от друга, что источники этого излучения можно считать расположенными вдоль прямого участка силовой линии, то будем иметь симметричную картину вдоль всего окна. Если же источники низкочастотного (S_1) и высокочастотного (S_2) из-

лучения расположены так, как это указано на рис. 4, картина не будет симметричной. Такая модель хорошо объясняет результаты работы Попова [6] по наблюдениям PSR 0809+74, в которой методом кросс-корреляционных функций показано, что на высокой частоте 1700 МГц, излучение заполняет окно от -14° до $+14^\circ$ по долготе, тогда как на частоте 102.5 МГц излучением заполнено окно от -6° до $+18^\circ$. Следовательно, отрезки AB и CD на рис. 4 будут в точности соответствовать наблюдательной картине Попова, если $-14^\circ \leq AB \leq +14^\circ$ и $-6^\circ \leq CD \leq +18^\circ$. Интерпретируя это явление, Попов [6] утверждает, что оно не объясняется загибом силовых линий магнитного поля, как это предлагается в работе [8] для объяснения сверхдисперсионного запаздывания импульсов (СДЗИ). Более того, Попов считает, что СДЗИ нет вообще, а сдвиг максимума интенсивности на низкой частоте (102.5 МГц) по отношению к максимуму интенсивности на частоте 1700 МГц объясняется затуханием [15] или отсутствием излучения переднего фронта профиля излучения. При этом физические причины для затухания или отсутствия излучения не обсуждаются.

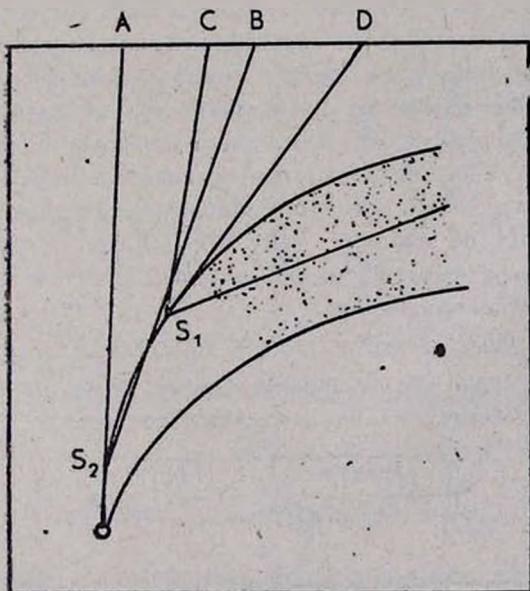


Рис. 4. Окно излучения от высокочастотного источника S_2 (отрезок AB) и низкочастотного $-S_2$ (отрезок CD). Только эффект загиба силовых линий приводит к сдвигу профиля излучения на НЧ относительно профиля ВЧ—излучения. При этом сам профиль остается симметричным. Отсутствие его симметричности указывает на затухание излучения заднего фронта профиля (заштрихованная область).

В нашей модели этот наблюдаемый эффект объясняется и загибом силовых линий, и затуханием заднего фронта профиля низкочастотного излучения (см. рис. 4). Таким образом, если выбрать в качестве пульсовой долготы среднюю точку профиля излучения на высокой частоте, то, исходя из нашей модели, можно утверждать: средний профиль на низкой частоте может быть сдвинут только к заднему фронту (СДЗИ). Возможно отсутствие симметрии из-за затухания части излучения заднего фронта профиля. Картина должна быть более четкой для пульсаров с недрейфующими субимпульсами.

Второй механизм дает излучение типа «сопал», и в нашей модели оба компонента имеют общий источник (см. рис. 3), и, следовательно, компоненты I и II должны коррелировать друг с другом. Этот очевидный результат, следующий из предлагаемой модели, поддается проверке, которая приводится в следующем разделе. Заметим, что в общепринятой модели полого конуса, в которой излучение генерируется движением заряженных сгустков вдоль силовых линий дипольного магнитного поля, субимпульсы не должны коррелировать.

3. Корреляция субимпульсов излучения пульсара PSR 1133+16 (наблюдения). Для того, чтобы выяснить, есть ли физическая связь между лучами, исходящими из пространственно-разнесенных областей излучения типа «сопал» (т. е. между компонентами I и II на рис. 3), полезно исследовать взаимную зависимость флуктуаций интенсивности излучения на различных долготах среднего профиля. С этой целью был сделан двумерный кросс-корреляционный анализ наблюдений индивидуальных импульсов PSR 1133+16. Наблюдения проводились на антенну БСА ФИАН на частоте 102.7 МГц. Область долгот среднего профиля была разбита на 11 интервалов с дискретом 4.864 мс ($1^{\circ}47$) и сформирован двумерный массив $I_j(m)$, где m —номер импульса ($1 \leq m \leq N$) и j —номер долготы внутри профиля ($1 \leq j \leq 11$). Вычислялись нормированные кросс-корреляционные функции (ККФ) между флуктуациями интенсивности на различных долготах.

$$K_{jj}(\tau) = \sum_{m=1}^{N-1} \frac{(I_j(m) - \langle I_j \rangle)(I_j(m + \tau) - \langle I_j \rangle)}{\sigma_j(N - \tau) \sigma_j(N - \tau)},$$

где $\langle I_j \rangle$, $\langle I_l \rangle$ и σ_j , σ_l —средние значения и среднеквадратические отклонения интенсивности на долготах j и l , τ —сдвиг по номеру импульса, число импульсов $N = 200$. На рис. 5 показаны средние профили и ККФ между флуктуациями интенсивности на соответствующих долготах при сдвигах по номеру импульса в диапазоне $\tau = \pm 10$. Номера по диагонали и по горизонтали определяют номера долгот, между которыми считались

ККФ. Вертикальные линии соответствуют моментам $\tau=0$ —нулевые линии. ККФ по диагонали являются авто-корреляционными функциями. Сдвиг влево от нулевой линии означает опережение субимпульсов на более ранних долготах. Из рис. 5 видно, что коэффициент кросс-корреляции падает при движении по долготе от передней части профиля к центру (на долготах 6 и 7 корреляция отсутствует) и затем снова увеличивается на долготах II компонента (8–11). Максимумы ККФ при движении по долготе внутри каждого из компонентов находятся на $\tau=0$, в то время как максимум ККФ между флюктуациями интенсивности I и II компонентов смещен на $2P$ влево. Это может быть связано со смещением положения субимпульсов от передней к хвостовой части среднего профиля. Регуляционный дрейф у пульсара PSR 1133+16 отсутствует.

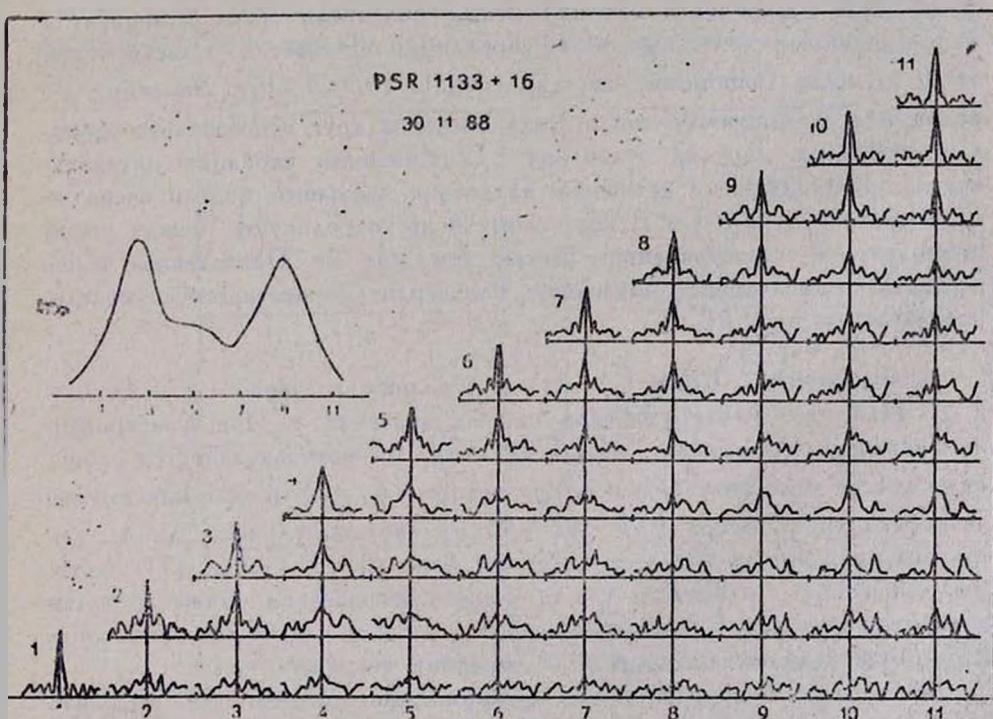


Рис. 5. Двумерные корреляционные карты флюктуаций интенсивности на разных долготах среднего профиля. Номера внизу и по диагонали соответствуют номерам долгот среднего профиля, между которыми считались нормированные кросс-корреляционные функции. Максимальный сдвиг ККФ по номеру импульса: $\tau = \pm 10 P$. ККФ по горизонтали соответствуют корреляции флюктуаций в первой в дальнем ряду долготе и всеми последующими долготами. Расстояние между соседними долготами 4.864 мс или $1^{\circ}47$.

Наличие протяженной коррелирующей составляющей во всей области долгот среднего профиля (см. рис. 5) обусловлено мерцаниями в межзвездной среде [7], а корреляция с масштабом $1 \div 2\rho$ относится к самому пульсару.

Корреляционная карта за следующий день наблюдений (27.11.88) слегка отличается от предыдущей. Область минимальной корреляции также приходится на долготы центра профиля (остается лишь протяженная составляющая). Однако максимум ККФ между вариациями интенсивности на долготах 4 и $9 \div 11$ смещен в другую сторону на $\tau = \pm 1\rho$ (смещение вправо), т. е. субимпульсы на более поздних долготах приходят раньше. Внутри каждого из компонентов вариации происходят в фазе.

Таким образом, существует достаточно высокая корреляция внутри долгот I и II компонентов среднего профиля (вариация происходит в фазе). Она практически исчезает между долготами обеих компонентов и центральными долготами, т. е. корреляция исчезает в области углов от θ_1 до нуля (напомним, что для «сопа!» $(\theta_1 \leq \theta \leq \theta_2)$). Заметим, что положения субимпульсов могут быть смещены друг относительно друга, а в остальном картина стабильна. Естественные вариации интенсивности, происходящие в источнике излучения, для нашей модели очевидно совпадают по фазе в I и II компоненте и не коррелируют между этими компонентами и центральной частью (см. рис. 3). Приведенные выше результаты наблюдения позволяют подтвердить теоретическую модель, предлагаемую нами [1, 2].

4. **Заключение.** ККФ $F_{i,j}(\tau)$ для разных значений i и j ($i, j = 1, 2 \dots 11$) имеет максимумы для разных значений τ . При фиксированном значении i и разных j введем величину $\delta\tau$, которая является разностью между теми значениями τ , при которых $F_{i,j}(\tau)$ имеют максимумы. Для того же пульсара PSR 1133+16 по наблюдательным данным построена зависимость $\delta\tau$ от дол. от $\delta\Phi$ (рис. 6) (см. также [7]), которая до сих пор не находила теоретического обоснования. Ниже приведем интерпретацию рис. 6 на основе нашей модели и в качестве возможных предсказаний приведем некоторые следствия теории.

Метод кросс-корреляционных функций дает возможность выделить лучи, идущие от пульсара к наблюдателю вдоль определенного направления. Для точечного источника с радиальным излучением, если бы он был неподвижным относительно наблюдателя (Земли), при вращении пульсара все лучи попадали бы в нужное направление. Однако пульсар, кроме вращения, совершает и поступательное движение, поэтому по мере изменения положения пульсара относительно Земли лучи будут приходить к наблюдателю вдоль разных направлений и флюктуация ин-

тенсивности излучения окажется не коррелированной. В случае же разделяемой нами модели излучающую область (область, выходя из которой лучи далее распространяются прямолинейно) мы разбиваем на 11 участков. В эти участки излучение попадает из области генерации, которую идеализированно можно представить как совокупность расположенных в ряд источников (рис. 7). Каждый из этих источников излучает в конус с углом раствора θ . При таком расположении источников очевидно, что зависимость δt от $\delta\Phi$, $\delta t = I(\delta\Phi)$, имеет вид ломанной линии, похожей на наблюдаемую фазовую кривую [7]. Излучение, исходящее от источника II (луч A_{II}), может попадать к наблюдателю раньше луча B_I , исходящего от источника I. Поэтому при движении пульсара слева направо на рис. 7 возможно существование отрицательных значений t на фазовой кривой. Средний ход фазовой кривой будет зависеть от того, какие лучи попадают в окно. Например, если в окно попадают лучи, находящиеся между A_I B_{II} , то t с ростом долготы будет расти. Если же между A_{II} A_{III} , то t будет отрицательным.

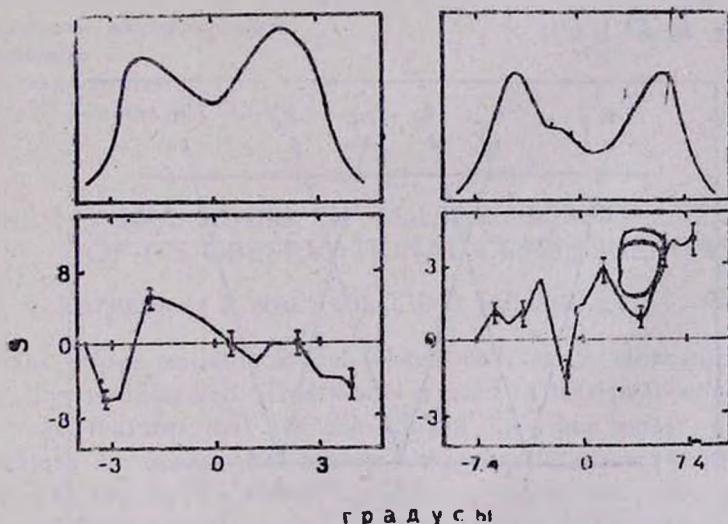


Рис. 6. Средние профили и смещения ККФ временных вариаций интенсивности (зависимость δt от $\delta\Phi$).

Здесь же следует обсудить вопрос усреднения. В наблюдениях удавалось проводить усреднение по 200 импульсам. Наиболее разумным представляется усреднение по тому времени, за которое форма среднего профиля характеризуется стабильностью (шоряда 1000 импульсов). Наиболее вероятным при таком усреднении должна быть неизменность

средней формы фазовой кривой. Переменность среднего хода кривой $\delta t = f(\delta\Phi)$ должна означать изменение размеров области и места генерации радиоизлучения.

Направление электрического вектора как E , так и lt -волны определяется ориентацией плоскости D , в которой лежат векторы k и E . В области генерации силовые линии B_0 практически параллельны друг другу. Следовательно, при пересечении лучом зрения излучающей области наблюдатель принимает k различной ориентации. Поэтому меняется ориентация плоскости D , а следовательно и позиционного угла [16]. У t -волны вектор электрической напряженности E' направлен перпендикулярно плоскости D , у lt -волны вектор E'' лежит в плоскости D почти перпендикулярно волновому вектору k . Поэтому t и lt -волны наблюдатель смог бы отличить ориентацией электрических векторов. Для одинаковых k , $E' \perp E''$.

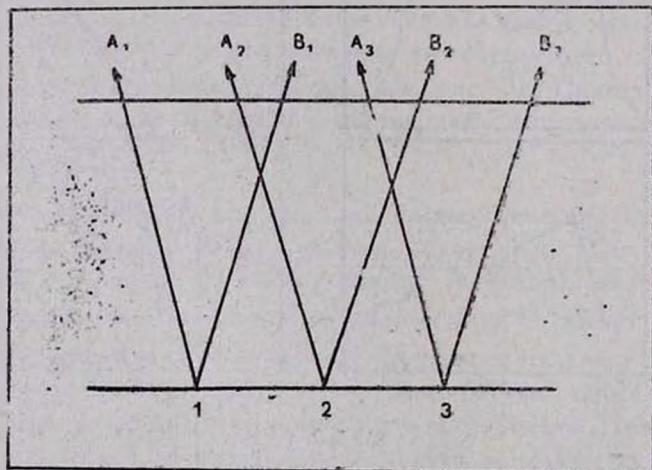


Рис. 7. Модель генерирующей (нижняя прямая) и излучающей (верхняя прямая) областей, объясняющая аномальный ход кривой $\delta t = f(\delta\Phi)$. 1, 2 и 3—проекция на плоскость источников излучения. $A_i B_i$ ($i = 1, 2, 3$)—лучи, определяющие края светового конуса t -го источника.

Выше отмечалось, что t -волны распространяются прямолинейно, тогда как lt -волны отклоняются от прямолинейного распространения, пока

не попадают в область с пониженной плотностью. Если в излучении типа «*конал*» *t* и *lt*-волны генерируются на одной высоте и часть волн, возбуждаемых у последней открытой силовой линии (например лучи A_1 на рис. 7), легко попадает в область с пониженной плотностью, другая же часть лучей (например лучи B_{11}) «следит» за силовой линией, то весьма вероятно, что ширина излучающей области для *lt*-волны (d_{lt}) может оказаться больше излучающей области *t*-волны (d_t). Если же лучи A_1 не сразу попадают в область с пониженной плотностью, то области (d_{lt}) и (d_t) могут оказаться сдвинутыми друг относительно друга. Вначале окна преимущественно *t*-волны, затем *lt*-волны. По той же причине нам представляется возможным, в отсутствие затухания, обнаружение уширения профиля на НЧ: для излучения типа «*конал*», с уменьшением частоты, смещение субимпульсов II компонента должно быть больше, чем I компонента, т. е. имеет место искривление конуса излучения в сторону хвостового компонента.

В заключение авторы благодарят И. Ф. Малова, В. М. Малофеева, С. А. Сулейманову и М. В. Попова за полезные обсуждения.

Абастуманская астрофизическая
обсерватория
Физический институт
им. П. Н. Лебедева АН СССР

THE PLASMA MODEL OF PULSAR EMISSION AND SOME OF ITS OBSERVATIONAL CONSEQUENCES

A. Z. KAZBEGI, G. Z. MACHABELI, G. I. MELIKIDZE, T. V. SMIRNOVA

The pulsar emission model, based on plasma mechanisms of wave generation is described. This model is used to interpret some of the observational features that are unexplained in other pulsar models. Some predictions are made. For example the correlation between components I and II of the double “conal” profile is predicted. The prediction is confirmed by the analysis of the observations based on the intensity variation correlation. The proposed model explains the spatial structure of the emission sources and consequently the observed shift of the maximums of the cross-correlation functions of the intensity temporal variations. Besides the effect of superdispersion delay is explained and for *lt*-waves in the absense of damping the asymmetric broadening of the profile on low frequencies relative to the emission centre is predicted.

ЛИТЕРАТУРА

1. *A. Z. Kazbegi, G. Z. Machabeli, G. I. Melikidze, V. V. Usov*, Proc. Joint Varenna-Abastumani Summer School & Workshop on Plasma Astrophysics, 1, 271, 1989.
2. *A. Z. Kazbegi, G. Z. Machabeli, G. I. Melikidze*, Proc. IAU Symp. 128, The Magnetospheric Structure and Emission Mechanisms of Radio Pulsars, paper I, 1990, (in press).
3. *A. Z. Kazbegi, G. Z. Machabeli, G. I. Melikidze*, Proc. IAU Symp. 128, The Magnetospheric Structure and Emission Mechanisms of Radio Pulsars, paper II, 1990, (in press).
4. *A. Z. Kazbegi, G. Z. Machabeli, G. I. Melikidze*, Proc. IAU Symp. 128, The Magnetospheric Structure and Emission Mechanisms of Radio Pulsars, paper III, 1990, (in press).
5. *A. Wolszcan, J. Cordes*, *Astrophys. J.*, 320, L35, 1987.
6. *М. В. Попов*, Письма в Астрон. ж., 13, 101, 1987.
7. *Т. В. Смирнова, В. И. Шишов*, Письма в Астрон. ж., 15, 443, 1989.
8. *Ю. П. Шитов, В. М. Малафеев, В. А. Извекова*, Письма в Астрон. ж., 14, 429, 1988.
9. *J. Arons*, Proc. Varenna Summer School & Workshop on Plasma Astrophysics, 273, 1981.
10. *А. С. Волокитин, В. В. Красносельских, Г. З. Мачабели*, Физика плазмы, 11, 310, 1985.
11. *Г. З. Мачабели, В. В. Усов*, Письма в Астрон. ж., 5, 445, 1979.
12. *J. G. Lominadze, G. Z. Machabeli, V. V. Usov*, *Astrophys. and Space Sci.*, 90, 19, 1983.
13. *J. M. Rankin*, *Astrophys. J.*, 274, 333, 1983.
14. *J. Barnard, J. Arons*, *Astrophys. J.*, 302, 138, 1986.
15. *N. Bartel, N. S. Kardashev, A. D. Kuzmin, N. Y. Nikolaev, M. V. Popov, W. Steber, T. V. Smirnova, V. A. Soglasnov, R. Wielebinski*, *Astron. and Astrophys.*, 93, 85, 1981.
16. *A. Z. Kazbegi, G. Z. Machabeli, G. I. Melikidze*, Proc. Joint Varenna-Abastumani International School & Workshop on Plasma Astrophysics, 1, 277.

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 34

ИЮНЬ, 1991

ВЫПУСК 3

УДК: 524.354.6—327

ДИНАМИКА ВРАЩЕНИЯ И ПОВЕРХНОСТНЫЕ ТЕМПЕРАТУРЫ НЕЙТРОННЫХ ЗВЕЗД

Д. М. СЕДРАКЯН, А. Д. СЕДРАКЯН

Поступила 28 марта 1991

Принята к печати 25 апреля 1991

Рассмотрена динамика вращения нейтронной звезды, при наличии внутреннего нагрева, обусловленного диссипацией энергии в ее сверхтекучем ядре. Показано, что изменение момента инерции звезды вследствие нагрева ее ядра мало, и энерговыделение не влияет на динамику ее вращения. Рассчитаны поверхностные температуры нейтронных звезд и проведены сравнения с наблюдениями.

1. Введение В последнее десятилетие бурное развитие рентгеновской астрономии, связанное с выводом на орбиту ряда рентгеновских сателлитов, выдвинуло в ряд весьма актуальных проблем изучение явлений, приводящих к наблюдаемому неимпульсному рентгеновскому излучению одиночных радиопульсаров. С помощью обсерваторий *Einstein* и *EXOSAT* удалось наблюдать десяток радиопульсаров как слабые источники, излучающие в мягком рентгеновском диапазоне [1, 2]. Обычно в предположении, что с поверхности пульсара излучается планковский спектр, из наблюдаемого полного потока излучения на поверхности звезды определяется ее эффективная поверхностная температура T_s . Это дает значения температур, лежащие в интервале 10^5 — 10^6 К. Теоретические расчеты стандартного остывания нейтронных звезд приводят к значениям T_s в этом интервале для пульсаров с временем жизни порядка 10^5 лет [3]. С другой стороны, весьма существенную роль в установлении определенной поверхностной температуры T_s могут играть механизмы диссипации энергии в сверхтекучем ядре нейтронной звезды. В условиях термического баланса именно эти механизмы и будут определять T_s [4].

В работах [5, 6] были предложены новые механизмы диссипации энергии в сверхтекучих ядрах нейтронных звезд. Вместе с безусловно существенным эффектом на температуры нейтронных звезд также рассматривалась возможность их влияния на динамику вращения пульсаров.

В работе [7] исследовалась эволюция пульсаров в предположении, что механизмы диссипации приводят к торможению нейтронной звезды. Однако оставался открытым вопрос о потере момента количества движения звезды как целого. Ниже покажем, что утверждение о наличии торможения пульсара, обусловленного предложенными механизмами диссипации, некорректно [7]. Диссипация энергии и соответственно выделение тепла в сверхтекущих ядрах пульсаров влияют на динамику их вращения посредством двух эффектов: реакции излучения потока фотонов с поверхности пульсара и изменением момента инерции звезды. Далее покажем, что эти эффекты малы и ими можно пренебречь.

В предположении, что пульсар замедляется стандартным механизмом магнито-дипольного излучения наклонного ротора, определены поверхностные температуры нейтронных звезд. Проведено их сравнение с наблюдательными данными.

2. *Динамика вращения пульсара.* Пусть нейтронная звезда вращается с угловой скоростью Ω и на нее действует внешний момент сил N_{ext} . Тогда закон сохранения энергии запишется:

$$\delta E_{int} + \delta E_{gr} + \delta E_{rot} = \delta(\Omega N_{ext}), \quad (1)$$

где

$$\delta E_{int} = -P\Omega V + T\delta S, \quad (2)$$

$$\delta E_{gr} = -\frac{1}{3} E_{gr} \frac{\delta V}{V}, \quad (3)$$

$$\delta E_{rot} = \Omega \delta M - E_{rot} \frac{dI}{I}. \quad (4)$$

Здесь E_{int} , E_{gr} , E_{rot} —внутренняя, гравитационная и вращательная энергии звезды, M —момент количества движения и I —момент инерции звезды. Величины P , V , T и S , входящие в уравнение (2) (первый закон термодинамики), имеют свой обычный термодинамический смысл. Заметим, что здесь и далее мы пренебрегаем изменением магнитной энергии звезды. Для рассматриваемой квазистационарной конфигурации имеет место виримальное соотношение [8—10].

$$3PV + E_{gr} + 2E_{rot} = 0. \quad (5)$$

Далее, используя уравнения (2)–(5) и вводя обозначение $\delta Q = T\delta S$, из уравнения (1) имеем:

$$2\delta M + \delta \Omega = \delta(\Omega N_{ext}). \quad (6)$$

Оценим величину относительного изменения момента инерции звезды — $\delta I/I$. Применим подход, аналогичный работам [9, 10]. Будем исходить из вироиального соотношения (5) и уравнения состояния для вырожденного нейтронного газа, которое запишем с точностью до второго члена разложения давления по степеням малого отношения T/T_F :

$$P = P_0 (1 + \alpha (T/T_F)^2). \quad (7)$$

Взяв уравнение состояния при $T=0$ в форме политропы $P_0 = k_F r$ ($k = 5.4 \cdot 10^9$, $\gamma = 5/3$), имеем:

$$\frac{\delta P}{P} = \frac{1}{P} \left| \left(\frac{\partial P}{\partial S} \right)_V \delta S + \left(\frac{\partial P}{\partial n} \right)_S \delta n \right| = \frac{\delta Q}{PV} + \gamma \frac{\delta n}{n}. \quad (8)$$

Далее варьируя вироиальное соотношение (5), с учетом уравнений (2) — (4) и соотношения $\delta n/n = (-3/2) \cdot \delta I/I$ получаем

$$\frac{\delta P}{P} = \frac{\delta I}{I} \left| \frac{E_r}{3PV} - 2 \right| - \frac{2\Omega \delta M}{3PV}. \quad (9)$$

Приравнивая уравнения (8) и (9), окончательно имеем:

$$\frac{\delta I}{I} = \frac{\frac{2\delta Q}{PV} + \frac{4}{3} \frac{\Omega \delta M}{PV}}{\frac{2}{3} \left(\frac{E_r}{PV} - 4 \right) + \frac{2}{3} \frac{E_r}{PV}} = \frac{2\delta Q + 4/3 \cdot \Omega \delta M}{(3\gamma - 4) \cdot PV + \frac{2}{3} E_r}. \quad (10)$$

Таким образом, относительное изменение момента инерции нейтронной звезды, связанное с внутренним нагревом, порядка величины $\delta Q/PV$. Так как внутренняя энергия звезды $E_{int} \sim k_F^{4/3} M_p \sim 10^{39}$ эрг, где $p \approx 10^{14} \text{ г} \cdot \text{см}^{-3}$ — средняя плотность, $M_p = M_\odot$ — масса нейтронной звезды, а энергия, диссилируемая в единицу времени $\delta Q \sim 10^{33}$ эрг, то с большой точностью влиянием нагрева звезды на изменение ее момента инерции можно пренебречь.

Также можно пренебречь влиянием реакции излучения потока фотонов с поверхности пульсара. Действительно, величина относительного изменения момента импульса звезды M в единицу времени, обусловленное этим эффектом, дается оценкой:

$$\frac{\delta M}{M} \approx \frac{L_\gamma}{M^2 c^3} \sim 10^{-21}. \quad (11)$$

Здесь $L_\gamma \sim 10^{33}$ эрг·с⁻¹—фотонная светимость пульсара, с—скорость света.

Таким образом, выделение тепла в сверхтекучем ядре нейтронной звезды не приводит к ее торможению.

Отметим, однако, что хотя движение вихрей и диссипация энергии в сверхтекучем ядре, согласно вышесказанному, не влияют на торможение нейтронной звезды, эти процессы определяют динамический отклик сверхтекучего ядра при наблюдаемых резких скачках угловых скоростей вращения твердой коры пульсаров. Таким образом, на малых временных масштабах ($t \sim$ года) диссипативные процессы, связанные с вихревой структурой, могут влиять на динамику вращения звезды. Однако на больших временных масштабах эти процессы не играют существенной роли.

Далее рассмотрим конкретные механизмы диссипации энергии в сверхтекучих ядрах нейтронных звезд с учетом результата $\delta I = 0$.

3. а) Диссипация энергии из-за движения протонных вихрей [6].

Диссипативный механизм, возникающий при радиальном движении протонных вихрей, существенно связан с дифференциальным вращением сверхтекучего и нормального компонентов. Причем, если отвлечься от скачков угловой скорости вращения пульсаров, т. е. рассматривать процесс замедления нейтронной звезды на больших временных масштабах, то в таком случае устанавливается постоянная разность угловых скоростей между нормальным и сверхтекучим компонентами, $\omega = \Omega_s - \Omega_n = \text{const}$. Учитывая, что в таком случае $\delta \Omega_n = \delta \Omega_s$, уравнение (6) запишется в виде:

$$I_n \delta \Omega_n + I_s (\Omega_s - \Omega_n) \delta \Omega_n + \delta Q_1 = \delta (\Omega_n N_{\text{ext}}), \quad (12)$$

где I_n —момент инерции сверхтекучего компонента. С учетом вышесказанного уравнение (12) распадается на два независимых уравнения:

$$I_n \dot{\Omega}_n = N_{\text{ext}}, \quad (13)$$

$$I_s (\Omega_s - \Omega_n) \dot{\Omega}_n = \delta Q_1. \quad (14)$$

Первое уравнение отражает тот факт, что звезда как целое замедляется внешним моментом сил. Второе уравнение позволяет определить угловую скорость дифференциального вращения нормального и сверхтекучего компонентов и характерное время релаксации между этими компонентами. Действительно, имея мощность диссипации $W = dQ_1/dt$, посредством рассматриваемого механизма имеем одноку:

$$\frac{\omega}{\Omega_n} = \frac{W}{I_n \dot{\Omega}_n \Omega_n} \sim 0.01. \quad (15)$$

Таким образом, угловая скорость дифференциального вращения ча несколько порядков меньше угловой скорости вращения пульсара.

6) *Диссипация энергии посредством модифицированного механизма MDRSN (МДИСВ).*

Наше исследование механизма MDRSN [5] было стимулировано работой [11], где рассматривалось магнито-дипольное излучение сверхтекущих нейтронов, спаренных в состоянии 3P_2 и совершающих круговую циркуляцию в среднем магнитном поле $B \sim 10^{12}$ Гс. В работе [5] этот механизм был существенно модифицирован. Во-первых, было рассмотрено магнито-дипольное излучение только нормальных стволов нейтронных вихрей, ввиду того, что циркуляции сверхтекущих нейтронов вокруг ствала нейтронного вихря квантована, и последние не могут излучать. Во-вторых, было учтено наличие сильных магнитных полей $B \sim 10^{14}$ Гс, генерируемых токами увлечения.

Рассмотрим нейтронный вихрь. Изменение момента импульса m и энергии в вихре вследствие действия механизма МДИСВ есть соответственно:

$$\frac{dm}{dt} = h \frac{dN}{dt}, \quad \frac{d\varepsilon}{dt} = h \omega_c \frac{dN}{dt}, \quad (16)$$

где dN/dt — число излученных фотонов в единицу времени. Вследствие передачи момента импульса нормальному компоненту, последний приобретает добавочную угловую скорость Ω_{n1} , и его энергия увеличивается на величину E_1 . Если обозначить Q_2 тепло, выделяемое в единицу времени посредством механизма МДИСВ, то имеем:

$$\frac{d\varepsilon}{dt} - \frac{dE_1}{dt} = (\omega_c - \Omega_{n1}) \frac{dm}{dt} = -Q_2. \quad (17)$$

Здесь ω_c — угловая скорость вращения нормального ствала вихря. С другой стороны, потеря момента импульса ствала вихря компенсируется моментом импульса сверхтекущего компонента: $\delta m = \delta M_b$. Следовательно, изменение момента импульса сверхтекущего компонента из-за действия механизма МДИСВ есть:

$$\frac{dM_b^{(2)}}{dt} = - \frac{Q_2}{\omega_c - \Omega_{n1}} \approx \frac{Q_2}{\omega_c}. \quad (18)$$

Здесь очевидно $\omega_c \gg \Omega_{n1}$.

Из вышесказанного следует, что механизм МДИСВ можно рассматривать как обусловленный излучением фотонов механизм эффективного трения нормального и сверхтекущего компонентов.

В случае действия также механизма, связанного с движением вихрей (эффективной вязкостью), получаем:

$$\frac{dM_s}{dt} = - \frac{Q_1}{\Omega_s - \Omega_n} - \frac{Q_2}{\omega_c}, \quad (19)$$

В целом же звезда замедляется тормозящим моментом внешних сил.

4. Поверхностные температуры нейтронных звезд. Рожденная вследствие взрыва сверхновой нейтронная звезда имеет температуру порядка 10^{11} К. Далее в течение короткого времени, $t \sim 10^3$ лет, звезда остывает до критических температур $T \sim 10^9$ К, при которых нейтроны и протоны конденсируются в сверхтекущую фазу, и в ядре нейтронной звезды начинают действовать рассмотренные выше диссипативные процессы. Отметим, что мощность диссипативных процессов, сбрасываемых движением протонных вихрей, пропорциональна квадрату относительного замедления звезды $(\dot{p}/p)^2$, и, следовательно, эти процессы играют доминирующую роль для относительно молодых пульсаров [6]. С другой стороны, мощность, рассеиваемая посредством механизма МДИСВ, обратно пропорциональна периоду пульсара и не зависит от ее производной. Это указывает на то, что этот процесс более эффективен для пульсаров с большими характерными временами жизни [5]. В случае магнитодипольного торможения звезды на частоте вращения характерное время жизни пульсара определяется как $\tau = p/2\dot{p}$.

Термическая эволюция изотермического ядра нейтронной звезды описывается уравнением [4]:

$$c_v \frac{dT_c}{dt} = -L_v - L_{\gamma} + H(t), \quad (20)$$

где c_v — теплоемкость, T_c — температура сверхтекущего ядра, $H(t)$ — мощность диссилируемой энергии, L_v и L_{γ} — фотонная и нейтронная свечимости соответственно.

Здесь мы ограничимся рассмотрением нейтронной звезды, находящейся в условиях термического баланса и означающей, что мы пренебрегаем членом $c_v dT/dt$ в уравнении (20).

Это достаточно хорошее приближение для подавляющего большинства пульсаров, так как их характерные времена жизни $t \gtrsim 10^5$ лет. Исключение составляют лишь молодые пульсары, такие, как пульсар в Крабовидной туманности (PSR 0531+21) или пульсар в созвездии Парусов (PSR 0833-45). Задача определения поверхностных температур этих пульсаров требует численного решения уравнения (20) и будет рассмотрена отдельно.

В рассматриваемом нами случае, т. е. когда звезда находится в условиях термического баланса, температуры сверхтекучего ядра $T \leq 5 \cdot 10^6$ К, [4] и тепло, выделяемое в звезде, уносится посредством тормозного излучения нейтрино в коре нейтронной звезды и излучения фотонов с поверхности. Для нейтринной и фотонной светимостей, а также связи между внутренней температурой T_c и поверхностной температурой T_s , согласно работам [11, 12], имеем:

$$L_s = 2.1 \cdot 10^{20} (\bar{Z}^2/A) (M_{\text{ср}}/M)^2 M/\rho_{\text{я}} T_c^6, \quad (21)$$

$$L_s = 4\pi\sigma R^2 T_s^4, \quad (22)$$

$$T_c(x) = 6.3 \cdot 10^7 T_{s6}^2 \frac{R_6}{M_{33}} \ln [(1+x^2)]^{1/4}. \quad (23)$$

Здесь $M_{\text{ср}}/M$ —отношение массы коры к полной массе нейтронной звезды, $(Z^2/A) \approx 1.1$ —значение соотношения Z^2/A (где Z —число протонов A —массовое число ядра), усредненное по профилю плотности коры звезды, $\rho_{\text{я}} = 2.8 \cdot 10^{14}$ г см⁻³—плотность ядерной материи, σ —постоянная Стефана-Больцмана, x —параметр, обозначающий границу изотермичности ядра звезды, R —радиус звезды. Следуя работе [12], примем значение параметра $x = 230$, что соответствует плотности материи $8 \cdot 10^{13}$ г см⁻³.

Далее, для определения поверхностных температур необходимо выбрать конкретную модель нейтронной звезды. Одной из реалистических моделей является модель нейтронной звезды, основанная на уравнении состояния холодного ядерного вещества Бете-Джонсона V [13]. Фиксируя центральную плотность $\rho_c = 1.4 \cdot 10^{16}$ г см⁻³, имеем интегральные параметры нейтронной звезды: радиус звезды $R = 10.7$ км, радиус сверхтекучего ядра $R_c = 9.5$ км, массу звезды $M = 1.4 M_{\odot}$ [14]. Результаты расчетов поверхностных температур определенной группы пульсаров представлены в табл. 1.

В первом столбце таблицы представлены пульсары, для которых имеются (известные нам) наблюдательные данные по их поверхностным температурам. Значения наблюдаемых температур поверхностей пульсаров $T_{\text{об}}$ взяты из работ [1, 2, 4] и представлены в четвертом столбце таблицы. Во втором и третьем столбцах даны периоды и производные периодов пульсаров, в последнем столбце—характерные времена их жизни. В пятом столбце приведены величины вычисленных поверхно-

ных температур T_{s-} с поправкой, учитывающей эффект красного смещения по формуле

$$T_{s-} = T_s (1 + z)^{-1}, \quad (24)$$

где z для рассматриваемой модели звезды равно 0.3938. В шестом и седьмом столбцах таблицы представлены соответственно отношения фотонной светимости L , и мощности, диссилируемой механизмом МДИСВ, W_m к полной мощности диссиляции W .

Таблица 1

PSP	P (с)	P ($\times 10^{-15}$ с/с)	T_{obs} ($\times 10^6$ К)	T_{s-} ($\times 10^6$ К)	$\frac{L}{W}$	$\frac{W_m}{W}$	τ
0031-07	0.943	0.408	0.4	0.42	0.999	1	$3.7 \cdot 10^7$
0149-16	0.8327	1.3	0.5	0.43	0.999	0.999	$1.0 \cdot 10^7$
0656+14	0.3849	1.6	0.3-06	0.54	0.996	0.997	$3.8 \cdot 10^6$
1055-52	0.1971	5.834	7.0	0.65	0.981	0.868	$5.4 \cdot 10^6$
1530+27	1.1248	0.820	0.5	0.4	0.999	0.999	$2.2 \cdot 10^7$
1642-03	0.5877	1.781	0.3	0.53	0.998	0.904	$3.5 \cdot 10^6$
1706-16	0.6531	6.380	0.4	0.47	0.998	0.984	$1.6 \cdot 10^6$
1952+29	0.4261	0.002	0.3	0.52	0.997	1	$3.4 \cdot 10^9$
2327-20	1.6436	4.634	0.4	0.37	0.999	0.999	$5.6 \cdot 10^6$

Из таблицы видно, что теоретические значения поверхностных температур рассматриваемых пульсаров близки к наблюдаемым. Для двух пульсаров PSR 1642-03 и PSR 1952+29 теоретические значения несколько превышают наблюдаемые. Однако это превышение, которое меньше чем на фактор 2, лежит в пределах ошибок экспериментов, а также зависит от выбора модели нейтронной звезды. Шестой и седьмой столбцы таблицы показывают, что для рассматриваемых пульсаров доминирующим механизмом диссиляции энергии является механизм МДИСВ, и полная энергия, выделяемая в звезде, теряется посредством фотонного излучения с поверхности звезды.

В заключение выражаем благодарность Г. С. Бисноватому-Когану за ценные обсуждения проблем, затронутых в настоящей работе.

Бюраканская астрофизическая
обсерватория

ROTATIONAL DYNAMICS AND SURFACE TEMPERATURES
OF NEUTRON STARS

D. M. SEDRAKIAN, A. D. SEDRAKIAN

The rotational dynamics of a neutron star with internal heating due to the energy dissipation in its superfluid core is considered. Changes in the moment of inertia of the star due to the heating are neglegable and the energy release does not affect the rotational dynamics of the neutron star. Surface temperatures of neutron stars are calculated and a comparison with observational data is made.

ЛИТЕРАТУРА

1. *D. J. Helfand*, IAU Symposium 101, Supernova Remnants and Their X-Ray Emission, eds. P. Gernstein, J. Danziger, Reidel, Dordrecht, 1983.
2. *W. K. Brinkman, H. Ogelman*, Astron. and Astrophys., 182, 71, 1987.
3. *K. Nomoto, S. Tsuruta*, Astrophys. J., 312, 711, 1987.
4. *N. Shibazaki, F. K. Lamb*, Astrophys. J., 346, 808, 1979.
5. *Д. М. Седракян, А. Д. Седракян, К. М. Шахабасян*, Астрофизика, 31, 331, 1989.
6. *Д. М. Седракян, А. Д. Седракян, К. М. Шахабасян*, Астрофизика, 32, 303, 1990.
7. *Д. М. Седракян, А. Д. Седракян, К. М. Шахабасян*, Астрофизика, 33, 1990.
8. *С. Шапиро, С. Тьюкольски*, Чёрные Дыры. Белые карлики и Нейтронные звезды, М., Мир, стр. 176, 1985.
9. *G. Baum*, Astrophys. J., 248, 167, 1981.
10. *M. A. Alpar, H. Ogelman*, MPE Prepr., 169, 1989.
11. *O. Maxwell*, Astrophys. J., 231, 201, 1979.
12. *A. К. Аветисян, Д. М. Седракян*, Астрофизика, 32, 291, 1990.
13. *H. A. Bethe, M. Johnson*, Nucl. Phys., A 230, 1, 1974.
14. *W. D. Arnett, R. L. Bowers*, Neutron Star Structure, Publ. Astron., Univ. Texas, 9, 1974.

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 34

ИЮНЬ, 1991

ВЫПУСК 3

УДК: 524.4

ОБ ОДНОЙ ПОПРАВКЕ К МОДЕЛИ КИНГА ЗВЕЗДНЫХ СКОПЛЕНИЙ

Г. А. САИЯН

Поступила 9 марта 1991

Принята к печати 21 мая 1991

В рамках модифицированной изотермической модели Кинга получены значения A , входящей в формулу для оценки центральной плотности сферических звездных скоплений ($\rho_0 = A\sigma^2/4\pi G r_c^2$, σ^2 —одномерная дисперсия скоростей звезд, r_c —радиус ядра) в зависимости от параметра концентрации c . Показано, что пренебрежение этой зависимостью может приводить к пересчету ρ_0 более чем в два раза для систем с малыми c . Такие ошибки могут существенно повлиять на оценку частоты образования двойных звезд в ядрах шаровых скоплений.

1. Введение. В модифицированной изотермической модели Кинга сферических звездных систем пространственная плотность в центре задается следующей формулой [1]:

$$\rho_0 = \frac{A\sigma^2}{4\pi G r_c^2}, \quad (1)$$

где σ^2 —центральная одномерная дисперсия скоростей, G —гравитационная постоянная, r_c —характерный размер, именуемый радиусом ядра. По мнению Кинга, типичное значение величины A близко к 9. Однако этот вывод справедлив лишь для систем с большим параметром концентрации $c = r_t/r_c$ (r_t —предельный (приливный) радиус), которые близки к изотермическим. В этом случае r_c равно примерно тому расстоянию, на котором поверхностная яркость составляет половину центрального значения.

Оценка по формуле (1) центральных плотностей звездных скоплений с малыми c может уже заметно отличаться от их истинных значений. Между тем, центральная плотность является одной из важнейших характеристик звездных систем, от которой зависит скорость протекания ряда динамических процессов в их ядрах. В качестве примера можно

привести процесс образования двойных звёзд, частота которого весьма чувствительна к оценке центральной плотности. Поэтому представляется целесообразным внести уточнение в Формулу (1). Цель настоящей заметки состоит в получении значений величины A с учетом её зависимости от параметра концентрации. Промежуточным этапом на пути к этому является уточнение связи между центральным значением потенциала и указанным параметром, что требует численного интегрирования уравнений модели Кинга. По существу, попутно совершенствуется и сама модель.

2. *Формула для оценки A .* На необходимость решения этой задачи было впервые обращено внимание в работе [2]. К сожалению, рассуждения автора были основаны на некорректной критике известной формулы Кинга для пространственной плотности звезд в сферических скоплениях [3]. В частности, ошибочно утверждение о том, что эта формула получена в результате неправильной записи уравнения Абеля, связывающего данную плотность [4]

$$\rho(r) = \rho_0 (r/z)^3 \cdot Q(z)/Q(i), \quad (2)$$

$$i = (1 + c^2)^{-1/2}, \quad z = i \sqrt{1 + r^2/r_e^2}. \quad (3)$$

$$Q(x) = \arccos x - x \sqrt{1 - x^2} \quad (4)$$

с видимой поверхностной плотностью системы, имеющей вид [4]

$$f(r') = ki^2 \left(\frac{1}{z'} - 1 \right)^2, \quad z' = i \sqrt{1 + r'^2/r_e^2}. \quad (5)$$

В выражениях (2)–(5) r, r' —соответственно пространственное и видимое расстояния от центра системы, k —константа, связанная с плотностью в центре соотношением

$$\rho_0 = \frac{k}{\pi r_e} Q(i). \quad (6)$$

Полученная автором [3] якобы новая формула для $\rho(r)$, которая равна нулю при $z=1$, есть не что иное, как другое представление (2), в чем легко убедиться. Благодаря этому, аналитическое выражение для величины A , выведенное автором в его другой работе [2], оказалось правильным. Однако оно использовалось лишь для указания границ той области, в которой должны заключаться истинные значения A . Точное решение задачи дано не было.

Для этого необходимо проинтегрировать систему уравнений, описывающих модель Кинга:

$$\rho/\rho_0 = \exp(W - W_0) \gamma\left(\frac{5}{2}, W\right) / \gamma\left(\frac{5}{2}, W_0\right), \quad (7)$$

$$\Delta W = \frac{d^2 W}{dR^2} + \frac{2}{R} \frac{dW}{dR} = -A \rho/\rho_0, \quad R = r/r_c, \quad (8)$$

где γ —неполная γ -функция

$$\gamma(\mu, W) = \int_0^W e^{-y} y^{\mu-1} dy, \quad (9)$$

W —безразмерная функция, равна $W = \phi/\sigma^2$, ϕ —потенциал, W_0 —значение этой функции в центре. На W наложены условия

$$W'(0) = 0, \quad W(c) = 0. \quad (10)$$

Величина A определяется из условия, что в окрестности центра системы, находящегося в изотермическом состоянии, теоретическая плотность (7) и эмпирическая формула (2) согласуются друг с другом. Если ввести некоторую единицу длины r_0 , не обязательно совпадающую с r_c , то для A можно получить более общую формулу, которая в наших обозначениях имеет вид (соответствующие выкладки являются лишь повторением приведенных в [2])

$$A = \frac{3}{1 + \beta(W_0)} \left[\frac{2 \arccos \lambda}{Q(\lambda)} + 1 \right] K^2(\lambda), \quad K(\lambda) = \frac{r_0}{r_c}, \quad (11)$$

$$\beta(W_0) = e^{-W_0} W_0^{3/2} / \gamma\left(\frac{5}{2}, W_0\right). \quad (12)$$

Если r_0 —расстояние, на котором видимая плотность уменьшается вдвое по сравнению со своим центральным значением (а у пространственно ограниченных систем оно уже не равно r_c), то, как следует из (5),

$$K(\lambda) = \sqrt{\left[\frac{1}{\lambda^2} (1 - \lambda) + \lambda \right]^{-2} - 1}. \quad (13)$$

При $r_0 = r_c$ имеем $K(\lambda) = c$. Случай $r_0 = r_c$ приводит к выражению для A , найденному в [2]. В пространстве параметров W_0 , c , A функция $A = A(W_0, c)$ описывает поверхность, для которой плоскость $A = 9$ является асимптотической (при $W_0 \rightarrow \infty$, $c \rightarrow \infty$).

3. Результаты. Подставляя (11) в (8) и решая систему уравнений (7), (8), можно для каждого значения W_0 (W_0 —свободный параметр) найти то единственное значение c , при котором решение W обращается в нуль на границе системы (см. (10)). После этого вычисляется A .

Таблица 1

W_0	c	$\lg c$	$\lg c (K)$	A
1	3.000	0.477		3.844
2	3.808	0.581		6.334
3	5.100	0.708	0.672	7.773
4	7.100	0.851	0.840	8.527
5	10.78	1.031	1.029	8.856
6	18.00	1.255	1.255	8.973
7	33.70	1.528	1.528	9.000
8	68.10	1.833	1.833	9.000
9 (K)	131.4		2.119	9.000
10 (K)	223.7		2.350	9.000
11	353.2	2.548		9.000
12 (K)	548.2		2.739	9.000
13	855.4	2.932		9.000
14	1362.5	3.134		9.000
15 (K)	2272		3.356	9.000

Примечание. (K)—при данном W_0 значения других величин заимствованы из работы Кинга [1]. В четвертом столбце приведены вычисленные Кингом в той же работе значения $\lg c$ в предположении $A=9$.

Интегрирование уравнений (7), (8) приводит к значениям c и A , собранным в табл. 1. Данные таблицы позволяют в графическом виде представить зависимость между величинами W_0 и $\lg c$ (рис. 1). Определяя из наблюдений параметр концентрации, можно приблизенно вычислить W_0 (а значит и A), не решая уравнений модели. На рис. 1 обнаруживаются два участка, которые могут быть аппроксимированы линейными функциями:

$$W_0 = \begin{cases} (1.591 \pm 0.079) + (3.508 \pm 0.045) \lg c, & 1.25 \leq \lg c \leq 2.25, \\ (-1.895 \pm 0.157) + (5.066 \pm 0.055) \lg c, & \lg c > 2.25. \end{cases} \quad (14)$$

Коэффициенты в (14) получены методом наименьших квадратов. Среднеквадратичная ошибка аппроксимации для обоих интервалов равна

0.057. В указанных областях значений c , типичных для шаровых скоплений, интересно сравнить полученные с помощью (14) приближенные оценки ($W_0(\text{пр})$) с точными значениями $W_0(\tau)$

$\lg c$	1.25	1.50	1.75	2.00	2.25	2.50
$W_0(\tau)$	5.95	6.75	7.68	8.60	9.60	10.75
$W_0(\text{пр})$	5.977	6.854	7.731	8.608	9.485	10.77

Полученные численные результаты могут быть использованы при построении более точных (как однокомпонентных, так и многокомпонентных) модифицированных изотермических моделей, особенно при малых c .

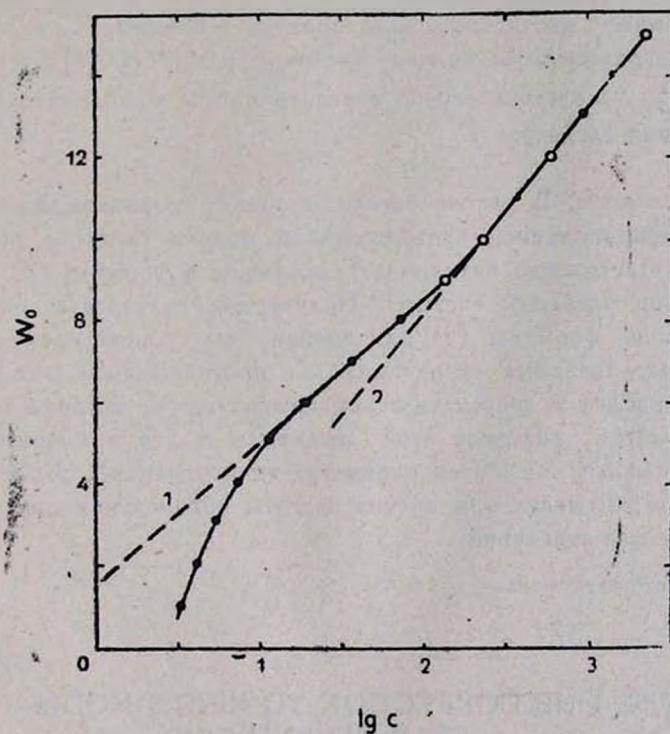


Рис. 1. График зависимости W_0 — $\lg c$. Точками представлены наши данные, кружками — Кинга. Прямая (1) соответствует первому из уравнений (14).

4. Некоторые физические следствия. Из приведенной таблицы следует, что для двух звездных скоплений с одинаковыми σ^2 и r_c оценки

их центральных плотностей по формуле (1), т. е. без учета их степени концентрации, могут иногда отличаться более чем в два раза. Значение ρ_0 меньше там, где меньше параметр концентрации. В случае отдельно взятого скопления формула (1) приводит к переоценке центральной плотности. Если t_r — время релаксации в ядре, то, поскольку $t_r \sim \rho_0^{-1/4}$, только за счет указанного эффекта это время может недооцениваться примерно в 1.5 раза (верхний предел). В общем случае следует учитывать также зависимость центральной дисперсии скоростей от степени анизотропии в распределении скоростей членов системы [5].

Для изотропных же систем пренебрежение упомянутым эффектом может существенно сказаться и на оценке частоты образования в их ядрах двойных звезд, которая весьма чувствительна к оценке плотности числа одиночных звезд. Так, если двойные образуются при тройных сближениях [6], то частота $(dn_b/dt) \sim r_0^3$ и, следовательно, ее переоценка может достигать одного порядка величины. Если же они образуются посредством механизма приливного захвата [7], при котором $(dn_b/dt) \sim \rho_0^2$, то частота может переоцениваться приблизительно в 4—5 раз (верхний предел).

5. *Заключение.* В работе численно проинтегрирована система уравнений модифицированной изотермической модели Кинга с учетом аналитической зависимости величины A , входящей в формулу (1), от конечных размеров звездной системы. Полученные результаты показывают, что применение формулы (1) для оценки центральной плотности звезд в изотропных звездных скоплениях в предположении, что A всегда равно 9, приводит к систематической переоценке ρ_0 которая может превышать истинное значение этой величины в два и более раза (для скоплений с малым значением параметра концентрации). Это обстоятельство следует учитывать при оценке частоты образования двойных звезд в ядрах шаровых скоплений.

Бюраканская астрофизическая
обсерватория

ON THE ONE CORRECTION TO KING'S MODEL OF STAR CLUSTERS

G. A. SAHIAN

In frame works of modified isothermal King's model the values of A quantity in formula for estimate of central density of spherical stellar systems ($\rho_0 = A\sigma^2/4\pi G r_c^2$, σ^2 — one-dimensional velocity dispersion, r_c —

core radius) are obtained in dependence of concentration c parameter. It is shown that neglect this dependence can be lead to overestimate p_0 more than twice for systems with smaller c . These errors can be essentially influence on the estimate of binary formation frequency in the cores of globular clusters.

ЛИТЕРАТУРА

1. *I. King*, Astron. J., 71, 64, 1966.
2. *A. С. Расторгусев*, Астрон. циркуляр, 995, 2, 1978.
3. *A. С. Расторгусев*, Астрон. циркуляр, 96, 2, 1978.
4. *I. King*, Astron. J., 67, 471, 1962.
5. *D. Merritt*, Astron. J., 95, 436, 1989.
6. *D. Heggie*, Globular Clusters, Cambridge UP, 1980, p. 281.
7. *W. H. Press, S. A. Teukolsky*, Astrophys. J., 213, 183, 1977.

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 34

ИЮНЬ, 1991

ВЫПУСК 3

УДК 524.3—355—62

КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ

ЭЛЕКТРОННОЕ РАССЕЯНИЕ В РАСШИРЯЮЩЕЙСЯ ОБОЛОЧКЕ Р СУГ

Как впервые было отмечено в работе Кастора [1], электронное рассеяние может служить механизмом, ответственным за существование широких крыльев у некоторых эмиссионных линий в спектрах многих звезд типа WR. А. Бернат и Д. Ламберт пытались этим механизмом объяснить эмиссионные крылья линий H_{α} , H_{β} , $He\text{I}$ 5876 Å, $He\text{I}$ 7065 Å, в спектре Р Суг [2]. Широкие эмиссионные крылья (~ 40 Å) были найдены у линий H_{α} и H_{β} в спектре звезды S Cra, которая принадлежит к классу звезд типа YY Ori [3]. Описанный в [4] не-АТР-эффект может обеспечить появление эмиссии шириной лишь несколько доплеровских скоростей, т. е. порядка нескольких Å. В случае же Р Суг ширина эмиссионных крыльев составляет десятки антстрем, и столь широкие крылья может обеспечить в условиях Р Суг лишь электронное рассеяние. Проблема электронного рассеяния в атмосфере Р Суг подробно исследовалась в работе [2]. В этой работе было показано, что электронное рассеяние является единственным механизмом, обеспечивающим сильные крылья у линий водорода и гелия в спектре Р Суг. Анализируя CCD-наблюдения Р Суг летом 1990 г., выполненные О. Штадлом и группой в Гельдерберге [5], мы обнаружили изменение интенсивностей эмиссионных крыльев линий H_{α} , H_{β} , $He\text{I}$ по сравнению с наблюдениями Берната и Ламберта в 1977 г. Профиль линии H_{α} показан на рис. 1.

Для количественных оценок мы пользовались техникой Кастора, которая широко используется другими авторами. Суть ее заключается в следующем. Если на плоскость параллельный слой, состоящий из электронов, такой, что оптическая толщина его по томсоновскому рассеянию $t_e < 1$, падает излучение в эмиссионной линии с профилем $a(x)$, то профиль выходящего излучения $\Phi(x)$ будет определяться выражением:

$$\Phi(x) = (1 - \tau_e) \cdot a(x) + \tau_e \int_{-\infty}^{\infty} a(x') R(xx') dx',$$

где

$$R(xx') = \frac{1}{W} \operatorname{ierfc} \left(\frac{x-x'}{2W} \right)$$

есть функция перераспределения фотонов при рассеянии на максвелловских электронах [7].

Здесь

$$\operatorname{ierfc}(x) = \frac{e^{-x^2}}{\sqrt{\pi}} - x \cdot \int_x^{\infty} e^{-t^2} dt,$$

при этом W —электронная доплеровская ширина, равная

$$W = \frac{v_0}{c} \sqrt{\frac{2kT}{m}},$$

где v_0 —частота кванта в системе отсчета связанного с наблюдателем, m —масса электрона, T —температура газа, x —безразмерная частота.

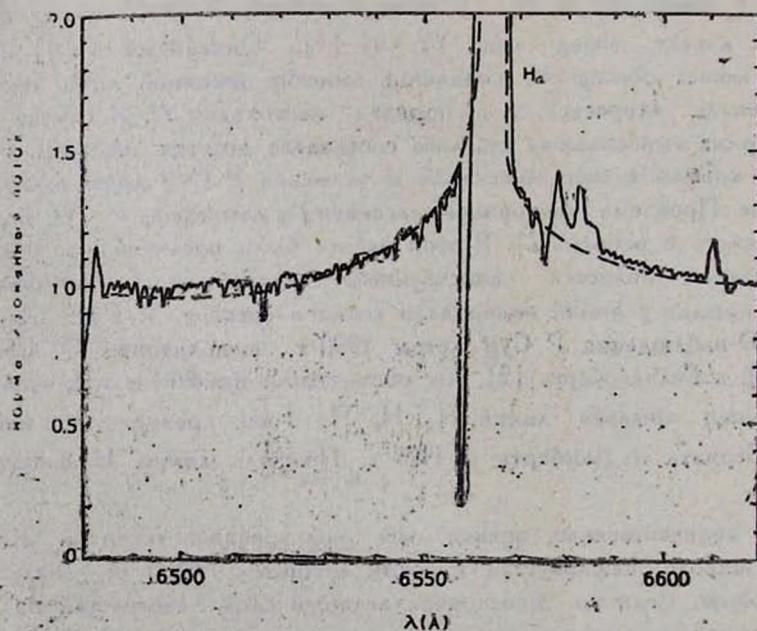


Рис. 1. Сравнение теоретического (пунктирная линия) и наблюдаемого профилей крыльев линии H_{α} .

Повторяя расчеты, выполненные в работе [2], и варьируя свободными параметрами, мы добились согласия теоретического и наблюдаемого профилей H_e , взяв $T = 1200 K^\circ$ и $\tau_e = 0.38$. В 1977 г. для H_e было получено $\tau_e = 0.2$ при $T = 9200 K^\circ$. Мы видим, что оно увеличилось почти вдвое.

Таблица 1

Линия	Скорость коротковолнового компонента (км/с)	Полная ширина эмиссионных крыльев (км/с)	Эквивалентная ширина (А)
A	1977 г.	1990 г.	1977 г.
H_α 6563	—229	—229	13.0
H_β 4861	—200	—205	2.7
$H\beta$ I 5015	—182	—195	1.9
$H\beta$ I 5876	—145	—240	4.6
		2400	22.4
		3060	3
			7.5

В табл. 1 приведены основные характеристики некоторых линий из работы [2] и наши новые измерения. Из таблицы хорошо видно, что ширины крыльев всех линий увеличились, что объясняется увеличением τ_e и, следовательно, темпом потери массы. Эти расчеты очень грубы, чтобы точно оценить, например, насколько увеличилась плотность в оболочке и. т. д. Но качественное изменение интенсивности и ширины эмиссионных крыльев можно объяснить изменением τ_e в оболочке звезды. Это также ясно из следующих соображений. Так как

$$\tau_e = \sigma_e \int N_e dR,$$

где σ_e —коэффициент томсоновского рассеяния, а N_e —электронная плотность, равная

$$N_e = \frac{\rho}{m_h \mu},$$

где ρ —плотность газа, m_h —масса атомов водорода, μ —относительное содержание водорода в атмосферном газе и если мы напишем, что

$$M = 4\pi R^2 \cdot \rho \cdot v,$$

то

$$\tau_e = \frac{\sigma_e}{m_h \mu} \int \rho dR.$$

Здесь v —скорость расширения оболочки.

Если в далеких слоях оболочки принять $v = v_\infty$,
то

$$\tau_e = \frac{\sigma_e M}{4\pi m_e \mu R_c v_\infty},$$

здесь R_c —внутренний радиус излучающей оболочки, v_∞ —звуковая скорость звездного ветра. Последняя формула груба, но с ее помощью можно если известно τ_e , и наоборот. Как известно, M меняется как вследствие непрерывного истечения материи из звезды (звездный ветер), так и вследствие дискретных выбросов оболочек с массой $\sim 10^{-5} M_\odot$ с частотой 1 об/месяц [6]. Вопрос о механизме истечения, ответственного за наблюдаемые изменения крыльев, остается открытым из-за отсутствия достаточного количества необходимых наблюдений.

В заключение мы благодарим д-ра О. Штаала за предоставление спектров P Cyg.

18 декабря 1990

Бюраканская астрофизическая обсерватория
Армская обсерватория
(Сев. Ирландия)

Г. Л. ИСРАЕЛЯН, М. де ГРУТ

Electron Scattering in the Expanding Atmosphere of P Cygni. Hydrogen and helium lines in the spectrum of P Cygni were observed in 1977 by Bernat and Lambert. Profiles have emission components and show extended emission wings reaching up to 1000 km/s. New CCD observations by O. Stahl et al in 1990, show that the intensity and width of wings become changed. We estimate the electron-scattering optical depth from the strength of the observed wings.

ЛИТЕРАТУРА

1. J. I. Castor, L. P. Smith, D. Van Blaricom, *Astrophys. J.*, **159**, 1119, 1970.
2. A. P. Bernat, D. L. Lambert, *Publ. Astron. Soc. Pacif.*, **90**, 520, 1978.
3. O. Stahl, B. Wolf, *Astron. and Astrophys.*, **90**, 338, 1980.
4. I. Hubeny, C. Leitherer, *Publ. Astron. Soc. Pacif.*, **101**, 114, 1989.
5. O. Stahl, H. Mandel, Th. Szeifert, B. Wolf, F. Zhao, *Astron. and Astrophys.*, 1990 (in press).
6. Van den Oord et. al., *Radio Stars*, eds. R. M. Hjellming, D. M. Gibson, 1985, p. 111.
7. Д. Михалес, *Звездные атмосфера*, Мир, М., 1982.

АЛФАВИТНЫЙ УКАЗАТЕЛЬ

журнала «Астрофизика», том 34, 1991

Абрамян Г. В., Липовецкий В. А., Микаелян А. М., Степанян Дж. А. Первый Бюраканский спектральный обзор неба. Голубые звездные объекты. IV. Полоса $S = +43^\circ$	5
Абрамян Г. В., Саакян К. А., Хачикян Э. Е. Структура центральных областей нескоторых галактик с ультрафиолетовым избыtkом. II	379
Абрамян Г. В. (см. Микаелян А. М.)	351
Авакян М. С., Григорян Л. Ш., Саарян А. А. О формуле Толмена в скаляр- но-тензорных теориях гравитации	265
Акопян В. А. (см. Гюльбадаян А. А.)	61
Алоджанц Г. П. (см. Саакян Г. С.)	21
Амбарян В. В. (см. Мирзоян Л. В.)	357
Андронова А. А. Определение параметров оболочки SN 1987 A по профилям линий H I и Ca II	51
Бирюков В. В. (см. Теребиж В. Ю.)	91
Билюков В. В. (см. Теребиж В. Ю.)	233
Булестекс Ж. (см. Мирзоян Л. В.)	67
Буренков А. Н. (см. Петросян А. Р.)	383
Варданян Р. А. Квазары, галактики типа Сейферт I и наблюдательная селекция	41
Варданян Р. А., Погосян А. В. Соотношение период—светимость для класси- ческих цефайд Большого Магелланова Облака	199
Воцчинников Н. В., Гринин В. П. Пыль вокруг молодых звезд. Модель обо- лочки А-звезды Хербига	187
Гаген-Торн В. А., Гатауллина А. И., Миколайчук О. В. OJ 287 в 1983 году: распределение энергии в оптической и УФ-областях спектра у перемен- ного источника	395
Гариджянян А. Т. (см. Мирзоян Л. В.)	357
Гаспарян К. Г. (см. Парсамян Э. С.)	175
Гаспарян К. Г. (см. Парсамян Э. С.)	345
Гатауллина А. И. (см. Гаген-Торн В. А.)	395
Гладышев В. О. О возможности определения экваториальной скорости в нек- лоне плоскости экватора астрофизического объекта в пространстве	227
Грачев С. И., Дубрович В. К. Рекомбинация водорода в расширяющейся Вселенной	849
Григорян Л. Ш. (см. Авакян М. Р.)	265
Гринин В. П. (см. Воцчинников Н. В.)	181
Гурин В. С. (см. Трофименко А. П.)	83
Гюльбадаян А. А., Акопян В. А. Радиальные системы тесных губул. II	61
де Грут М. (см. Исраелян Г. А.)	327
де Грут М. (см. Исраелян Г. А.)	467
Доржелан Н. М. (см. Мирзоян Л. В.)	67
Дугач М. М., Яновцкий Э. Г. Оценка точности глубинных асимптотик в нескоторых задачах теории переноса излучения	403
Дубрович В. К. (см. Грачев С. И.)	249
Еремян Р. А. (см. Товмасян Г. М.)	301

Ерастова Л. К. (см. Степанян Дж. А.)	5
Ерастова Л. К. (см. Степанян Дж. А.)	13
Ерастова Л. К. (см. Степанян Дж. А.)	315
Ерицян М. А. (см. Микаелян А. М.)	351
Исаелян Г. Л., де Грут М. Запрещенные линии в спектре Р Сyg	327
Исаелян Г. Л., де Грут М. Электронное рассеяние в расширяющейся оболочке Р Сyg	467
Казбеги А. Э., Мачабели Г. Э., Меликадзе Г. И., Смирнова Т. В. Плазменная модель излучения пульсаров и ее некоторые наблюдательные следствия	493
Ковалчук Г. У. BN Ori: начало нового периода активности?	103
Келесов А. К. Симпозиум по проблемам теории переноса излучения (хроника)	141
Киселев Н. Н., Миникулова Н. Х., Чернова Г. П. Сильное увеличение линейной поляризации RZ PSC в глубоком минимуме	333
Липовецкий В. А. (см. Степанян Дж. А.)	5
Липовецкий В. А. (см. Абрамян Г. В.)	13
Липовецкий В. А. (см. Степанян Дж. А.)	205
Липовецкий В. А. (см. Степанян Дж. А.)	315
Любимков Л. С., Полосухина Н. С., Ростопчин С. И. Химический состав компонентов двойной антиевой звезды 1 Peg	149
Марселян М. (см. Мирвоян Л. В.)	67
Мачабели Г. Э. (см. Казбеги А. Э.)	315
Мелконян А. С. (см. Парсамян Э. С.)	345
Меликадзе Г. И. (см. Казбеги А. Э.)	433
Микаелян А. М. (см. Абрамян Г. В.)	13
Микаелян А. М., Ерицян М. А., Абрамян Г. В. Поляриметрические исследования голубых звездных объектов FBS	351
Миколайчук О. В. (см. Гаген-Торн В. А.)	395
Миникулова Н. Х. (см. Киселев Н. Н.)	333
Мирвоян Л. В., Амбарян В. В., Гарифджянян А. Т. Растворение и движение ОВ-звезд в направлении η и χ Персея	357
Наутилошили Р. Ш. Каталог вспыхивающих звезд области туманности Ориона	107
Нинкович С., Чернин А., Шакенов М. Динамические модели Местной группы галактик	213
Оганесян Р. Х. (см. Товмасян Г. М.)	301
Оганян Г. Б. (см. Парсамян Э. С.)	175
Оганян Г. Б. (см. Парсамян Э. С.)	345
Павленко Е. П., Пельт Я. О синхронизации компонентов малой новой V 1500 Cyg	169
Парсамян Э. С., Гаспарян К. Г., Оганян Г. Б., Чавира Э. Характер переменности суббуллара V1143 Ori	175
Парсамян Э. С., Мелконян А. С., Гаспарян К. Г., Оганян Г. Б. TZ Ori—звезда типа RR Лиг?	345
Пельт Я. (см. Павленко Е. П.)	169
Петросян А. Р., Буренков А. Н., Саакян К. А. Взаимодействующая система галактик Маркарян 907	383
Погосян А. В. (см. Варданян Р. А.)	199
Полосухина Н. С. (см. Любимков Л. С.)	149
Ростопчин С. И. (см. Любимков Л. С.)	149
Саакян Г. С., Аладжанц Г. П., Саркисян А. В. О физической природе барстеров	21

Саакян К. А. (см. Абрамян Г. В.)	379
Саакян К. А. (см. Петросян А. Р.)	383
Саарян А. А. (см. Авакян М. Р.)	265
Саиян Г. А. Об одной поправке к модели Кинга звездных скоплений	459
Саркисян А. В. (см. Саакян Г. С.)	21
Седракян А. Д. (см. Седракян Д. М.)	449
Седракян Д. М., Седракян А. Д. Динамика вращения и поверхностные температуры нейтральных звезд	449
Смирнова Т. В. (см. Казбеги А. З.)	433
Степанян Дж. А., Липовецкий В. А., Чавушян В. О., Ерастова Л. К., Шаповалова А. И. Спектральное исследование объектов Второго Бюраканского обзора. Звездные объекты. IV	5
Степанян Дж. А., Липовецкий В. А., Ерастова Л. К., Шаповалова А. И. Целевые спектры галактик Второго Бюраканского обзора неба. IV	205
Степанян Дж. А., Липовецкий В. А., Чавушян В. О., Ерастова Л. К., Шаповалова А. И. Спектральное исследование объектов Второго Бюраканского обзора. Звездные объекты. V	315
Степанян Дж. А. (см. Абрамян Г. В.)	5
Тамбовцева Л. В. Температурная структура ветра звезд ранних спектральных классов	73
Теребиж В. Ю., Чербунина О. К., Чербунин Ю. Г., Бирюков В. В. Максимально правдоподобное восстановление изображений. V. Некогерентное освещение	91
Теребиж В. Ю., Бирюков В. В. Максимально правдоподобное восстановление изображений. VI. Предел Рао-Крамера эффективности восстановлений	233
Теребиж В. Ю., Чербунина О. К., Чербунин Ю. Г. Максимально правдоподобное восстановление изображений. VII. Компенсация атмосферных смещений и реконструкция в компьютерной томографии	433
Товмасян Г. М., Оганесян Р. Х., Епремян Р. А., Югенен Д. Комплекс Орона по наблюдениям на космическом телескопе «Глазар»	301
Трофименко А. П., Гурин В. С. Гравитационное излучение при антиколлапсе и вспышках сверхновых	83
Хачикян Э. Е. (см. Абрамян Г. В.)	379
Чавира Э. (см. Парсамян Э. С.)	175
Чавушян В. О. (см. Степанян Дж. А.)	5
Чавушян В. О. (см. Степанян Дж. А.)	315
Чербунин Ю. Г. (см. Теребиж В. Ю.)	91
Чербунин Ю. Г. (см. Теребиж В. Ю.)	433
Чербунина О. К. (см. Теребиж В. Ю.)	91
Чербунина О. К. (см. Теребиж В. Ю.)	433
Чернин А. (см. Никонов С.)	213
Чернова П. П. (см. Киселев Н. Н.)	333
Чугайнов П. Ф. Пятна и магнитные поля на звездах ледяных типов	271
Шакенов М. (см. Никонов С.)	213
Шаповалова А. И. (см. Степанян Дж. А.)	5
Шаповалова А. И. (см. Степанян Дж. А.)	205
Шаповалова А. И. (см. Степанян Дж. А.)	315
Югенен Д. (см. Товмасян Г. М.)	301
Яновицкий Э. Г. (см. Длугач Ж. М.)	403

СОДЕРЖАНИЕ

журнала «Астрофизика», том 34, 1991

Выпуск 1

Спектральное исследование объектов второго Бюраканского обзора. Звездные объекты. IV.	
Дж. А. Степанян, В. А. Липовецкий, В. О. Чавушян, Л. К. Ерастова, А. И. Шаповалова	5
Первый Бюраканский спектральный обзор неба. Голубые звездные объекты IV. Полоса $+41^\circ < \delta < +45^\circ$	
Г. В. Абрамян, В. А. Липовецкий, А. М. Микаелян, Дж. А. Степанян	13
О физической природе барстеров. I	
Г. С. Саакян, Г. П. Аладжанц, А. В. Саркисян	21
Квазары, галактики типа сейферт I (Sy I) и наблюдательная коллекция	
Р. А. Варданян	41
Определение параметров оболочки SN 1987 A по профилям линий H I и Ca II	
А. А. Андронова	51
Радикальные системы темных гобул. II	
А. Л. Гюльбагян, В. А. Акопян	61
Ведородное излучение в направлениях h и χ Персея	
Л. В. Мироян, М. Марселан, А. Т. Гарифджянян, Ж. Булестекс, А. А. Мироян, И. М. Жорждан	67
Температурная структура ветра звезд разных спектральных классов	
А. В. Тамбовцев	73
Гравитационное излучение при антиколлапсе в вспышках сверхновых	
А. П. Трофименко, В. С. Гурин	83
Максимально правдоподобное восстановление изображений. V. Некогерентное освещение	
В. Ю. Теребиж, О. К. Чербунин, Ю. Г. Чербуник, В. В. Бирюков	91
Краткие сообщения	
BN Ori: Начало нового периода активности?	
Г. У. Ковалевский	103
Каталог вспыхивающих звезд области туманности Ориона	
Р. Ш. Неделишвили	107
Хроника	
Симпозиум по проблемам теории передачи излучения	
А. С. Колесов	141

Выпуск 2

Химический состав компонентов двойной антивой звезды τ Peg	Л. С. Любичков, Н. С. Полосухина, С. И. Ростопчин	149
О синхронизации компонентов магнитной новой V 1500 Cyg	Е. П. Павленко, Я. Пельт	169
Характер перемены суббуора V 1143 Ori	Э. С. Парсакян, К. Т. Гаспарян, Г. Б. Оганян, Э. Чавири	175
Пыль вокруг молодых звезд. Модель оболочки А-звезды Хербига WW Лесичи	Н. В. Вошинников, В. П. Гринин	181
Соотношение периода — светимость для классических цефид большого магелланова облака	Р. А. Варданян, А. В. Погосян	199
Щелевые спектры галактик второго Бюракянского обзора неба. IV	Дж. А. Степанян, В. А. Липовецкий, Л. К. Ерастова, А. И. Шаповалова	205
Динамические модели местной группы галактик	С. Никонович, А. Чернин, М. Шакенов	213
О возможности определения экваториальной скорости и наклона плоскости экватора астрофизического объекта в пространстве	В. О. Гладышев	227
Максимально правдоподобное восстановление изображений. VI. Предел Рэя-Крамера эффективности восстановления	В. Ю. Теребиж, В. В. Бирюков	233
Рекомбинация водорода в расширяющейся вселенной	С. И. Грачев, В. К. Дубрович	249
О формуле Толмена в скалярно-тензорных теориях гравитации	М. Р. Авакян, Л. Ш. Григорян, А. А. Саарян	265
Обзоры		
Пятна и магнитные поля на звездах поздних типов	П. Ф. Чугайнов	271

Выпуск 3

Комплекс Ориона по наблюдениям на космическом телескопе «Глазар»	Г. М. Товмасян, Р. Х. Оганесян, Р. А. Епремян, Д. Югенен	301
Спектральное исследование объектов Второго Бюракянского обзора. Звездные объекты. V	Дж. А. Степанян, В. А. Липовецкий, В. О. Чавушян, Л. К. Ерастова, А. И. Шаповалова	315
Запрещенные линии в спектре R Суб	Г. А. Исраелян, М. де Грут	327
Сильное увеличение линейной поляризации RZ PSC в глубоком минимуме	Н. Н. Киселев, Н. Х. Миникулова, Г. П. Чернова	333
TZ — Огі — звезда типа RR Lyrae?	Э. С. Парсакян, А. С. Мелконян, К. Г. Гаспарян, Г. Б. Оганян	345
Поляриметрические исследования голубых звездных объектов FBS	А. М. Микаелян, М. А. Ерицян, Г. В. Абраян	351
Распределения и движения ОВ-звезд в направлениях η и χ Персея	Л. В. Мироян, В. В. Амбарян, А. Т. Гарibdzhanyan	357
Структура центральных областей некоторых галактик с ультрафиолетовым избыtkом. II		

Взаимодействующая система галактик Маркарян 907	
А. Р. Петросян, А. Н. Буренков, К. А. Саакян	383
ОJ 287 в 1983 году: распределение энергии в оптической и УФ-областях	
спектра у переменного источника	
В. А. Гаген-Гори, А. И. Гогаулидзе, О. В. Миколайчук	395
Оценка точности глубинных асимптотик в некоторых задачах теории	
переноса излучения	
Ж. М. Длуця, Э. Г. Яновицкий	403
Максимально правдоподобное восстановление изображений. VII. Компенсация	
атмосферных смещений и реконструкция в компьютерной томографии	
В. Ю. Теребиж, О. К. Чербунина, Ю. Г. Чербунин	419
Плазменная модель излучения пульсаров и ее некоторые наблюдательные	
следствия	
А. З. Кавбети, Г. Э. Мачабели, Г. И. Меликадзе, Т. В. Смирнова	433
Динамика вращения и поверхностные температурынейтральных звезд	
Д. М. Седракян, А. Д. Седракян	449
Об одной поправке к модели Кинга звездных скоплений	
Г. А. Саакян	459
КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ	
Электронное рассеяние в расширяющейся оболочке Р. Суг	
Г. Л. Исраэлян, М. де Гоит	461

CONTENTS

Number 1

Spectral investigations of the second Byurakan sky survey objects. Stellar objects. IV	5
<i>J. A. Stepanian, V. A. Lipovetsky, V. H. Ghavushyan, L. K. Erastova, A. I. Shapovalova</i>	5
The first Byurakan spectral sky survey. Blue Stellar objects. IV. Zone $+41^\circ < \delta < +45^\circ$	13
<i>H. V. Abrahamian, V. A. Lipovetsky, A. M. Mickaelian, J. A. Stepanian</i>	13
On physical nature of bursters	
<i>G. S. Sahakian, G. P. Alojants, A. V. Sarkissian</i>	21
Quasars. Seyfort 1 (S1) type galaxies and observational selection	
<i>R. A. Vardanian</i>	41
The determination of SN 1987 A envelope parameters through the profiles H β and Ca II lines	
<i>A. A. Andronova</i>	51
Radial systems of dark globules. II. Connection of the globules with infrared sources	
<i>A. L. Gyulbadaghtan, V. A. Hakopian</i>	61
Hydrogen omission in the direction of h and χ Persei	
<i>L. V. Mirzoyan, M. Marselan, A. T. Garibjantan, J. Boulesteix, A. L. Mirzoyan, Y. M. Georgelin</i>	67
Temperature structure of winds in early-type stars	
<i>L. V. Tambovseva</i>	73
Gravitational radiation connected with anticollapse and supernovae explosions	
<i>A. P. Trofimenco, V. S. Garin</i>	83
Maximum likelihood image restoration. V. Uncoherent fluxes	
<i>V. Yu. Terebikh, O. K. Cherbanina, Yu. G. Cherbanin, V. V. Biryukov</i>	91
Notes	
BN Ori: is it the beginning of a new period of activity?	
<i>G. U. Kovalchuk</i>	103
A catalog of flare stars in Orion nebula region	
<i>R. Sh. Natvlishvili</i>	107

Number 2

The chemical composition of the components of the lithium binary star ϵ Peg	149
<i>L. S. Lyubimkov, N. S. Polosukhina, S. I. Rostopchin</i>	149
On the synchronization of magnetic Nova V1500 Cyg	169
<i>E. P. Pavlenko, J. Pelt</i>	169
The character of V 1143 Ori subfuer variation	
<i>E. S. Parsamian, L. G. Gaspartan, G. B. Ohantian, E. Chavira</i>	175
Dust around young stars. The model of envelope of Ae-Herbig star WW Vulpecula	
<i>N. V. Voskhinnikov, V. P. Grinin</i>	181
The period-luminosity relations for classical Cepheids of Large Magellanic Cloud	
<i>R. A. Vardanian, A. V. Pogostyan</i>	199
The Second Byurakan sky survey. Spectra of galaxies. IV	
<i>J. A. Stepanian, V. A. Lipovetsky, L. K. Erastova, A. I. Shapovalova</i>	205
Dynamical models of the Local group of galaxies	
<i>S. Ninković, A. Chernin, M. Shakenov</i>	213

'On the possibility of determination of the equatorial speed and equatorial plane inclination of an astrophysical object in space . . . V. O. Gladyshev	227
Maximum likelihood image restoration. VI. Rao-Kramer limit of restoration efficiency V. Yu. Terebitch, V. V. Biryukov	233
The hydrogen recombination in the expanding Universe	
S. I. Grachev, V. K. Dubrovich	249
On Tolman mass formula in the scalar-tensor theories of gravitation	
M. R. Avakian, L. Sh. Grigorian, A. A. Saharian	265
Reviews	
Spots and magnetic fields on late-type stars P. P. Chugainov	271

Number 3

'The Orion complex according to observations with space telescope "Glazair"	
H. M. Toomassian, R. Kh. Hovhannesyan, R. A. Epremian, D. Huqventin	301
Spectral investigations of second Byurekan sky survey objects. Stellar objects. V	
J. A. Stepanian, V. A. Lipovetsky, V. H. Chavushian,	
L. K. Erastova, A. I. Shapovalova	315
Forbidden lines in PCyg spectra	327
The strong increase of the linear polarization RZ PSC in deep minimum	
N. N. Kiselev, N. Kh. Mintkulov, G. P. Chernova	333
TZ Ori—a RR Lyr type star	
E. S. Parsamian, A. S. Melkonian, L. G. Gasparian, A. B. Ohantian	345
Polarimetric investigation of the FBS blue stellar objects	
A. M. Mickaelian, M. N. Eritsian, H. V. Abrahamian	351
Distribution and motions of OB-stars in the direction of the h and l Persei	
L. V. Mirzoyan, V. V. Hambarian, A. T. Garibjantan	357
The structure of the central parts of some UV galaxies	
H. V. Abrahamian, K. A. Sahakian, E. Ye. Khachikian	379
Markarian 907 an interacting system of galaxies	
A. R. Petrostan, A. N. Burenkov, K. A. Sahakian	383
OJ 287 i. 1983: spectral energy distribution of variable source in optical and UV regions.	
V. A. Hagen-Thorn, A. I. Gateullina, O. V. Mikolaitchuk	395
An estimation of accuracy for depth asymptotic formulas in some radiative transfer problems J. M. Dlugach, E. G. Yanovitskij	403
Maximum likelihood image restoration. VII. Wandering of image due to atmosphere turbulence and reconstruction in computerized tomography	
V. Yu. Terebitch, O. K. Cherbutina, Yu. G. Cherbutin	419
The plasma model of pulsar emission and some of its observational consequences	
A. Z. Kasbegi, G. Z. Machabeli, G. I. Melikidze, T. V. Smirnova	433
Rotational dynamics and surface temperatures of neutron stars	
D. M. Sedrakian, A. D. Sedrakian	449
On the one correction to King's model of star clusters G. A. Sahtan	459
Electron scattering in the expanding atmosphere of Cygni	
G. L. Israelian, M. de Groot	467

C O N T E N T S

The Orion complex according to observations with the space telescope "Glazar"	301
H. M. Tovmassian, R. Kh. Hovhannessian, R. A. Epremian, D. Huquenin	301
Spectral investigations of the second Byurakan sky survey objects. Stellar objects. V	
J. A. Stepanian, V. A. Lipuvelsky, V. H. Chavushian, L. K. Erastova, A. I. Shapovalova	315
Forbidden lines in PCyg spectra	327
G. L. Israelian, M. De Groot	
The strong increase of the linear polarization RZ PSC in deep minimum	
M. N. Kiselev, N. Kh. Mintikulov, G. P. Chernova	333
TZ Ori - a RR Lyr type star	
E. S. Parsamian, A. S. Melkonian, L. G. Gasparian, A. B. Ohanian	345
Polarimetric investigation of the FBS blue stellar objects	
A. M. Mickaelian, M. N. Ertsian, H. V. Abrahamian	351
Distribution and motions of OB-stars in the direction of the h and γ Persei	
L. V. Mirzoyan, V. V. Hambarian, A. T. Garibjantian	357
The structure of the central parts of some UV galaxies	
H. V. Abrahamian, K. A. Sahakian, E. Ye. Khachikian	379
Markarian 507 an interacting system of galaxies	
A. R. Petrosian, A. N. Burenkov, K. A. Sahakian	383
OJ 287 in 1983: spectral energy distribution of variable source in optical and UV regions	
V. A. Hagen-Thorn, A. I. Gataullina, O. V. Mikolatchuk	395
An estimation of accuracy for depth asymptotic formulas in some radiative transfer problems	
J. M. Dlugach, E. G. Yanovitskij	403
Maximum likelihood image restoration. VII. Wandering of image due to atmosphere turbulence and reconstruction in computerized tomography	
V. Yu. Terebikh, O. K. Cherbutina, Yu. G. Cherbutin	419
The plasma model of pulsar emission and some of its observational consequences	
A. Z. Kazbegi, G. Z. Machabeli, G. I. Melikidze, T. V. Smirnova	433
Rotational dynamics and surface temperatures of neutron stars	
D. M. Sedrakian, A. D. Sedrakian	449
On the one correction to King's model of star clusters	
G. A. Sahtan	459
Electron scattering in the expanding atmosphere of Cygni	
G. L. Israelian, M. de Groot	467

Сдано в набор 8.08.1991 г. Подписано к печати 12.6.1992 г.

Бумага № 1, 70×100¹/₁₆. Высокая печать. Печ. лист. 11,25+1вкл. Усл. печ. лист 14,61.

Учет.-изд. 11,59. Тираж 700. Заказ 23. Издат. 7979.

Адрес редакции: 375019, Ереван, пр. Маршала Баграмяна, 24, 27-34-52.

Типография Издательства АН Армении, Ереван-19, пр. Маршала Баграмяна 24.

СОДЕРЖАНИЕ (продолжение)

МАКСИМАЛЬНОЕ ПРАВДОПОДОБНОЕ ВОССТАНОВЛЕНИЕ ИЗОБРАЖЕНИЙ. VII. КОМПЕНСАЦИЯ АТМОСФЕРНЫХ СМЕЩЕНИЙ И РЕКОНСТРУКЦИЯ В КОМПЬЮТЕРНОЙ ТОМОГРАФИИ	419
В. Ю. Теребиж, О. К. Чербунина, Ю. Г. Чербунин	
ПЛАЗМЕННАЯ МОДЕЛЬ ИЗЛУЧЕНИЯ ПУЛЬСАРОВ И ЕЕ НЕКОТОРЫЕ НАБЛЮДАТЕЛЬНЫЕ СЛЕДСТВИЯ	
А. Э. Каабеги, Г. Э. Мачабели, Г. И. Меликиձ, Т. В. Смирнова	433
ДИНАМИКА ВРАЩЕНИЯ И ПОВЕРХНОСТНЫЕ ТЕМПЕРАТУРЫ НЕЙТРОННЫХ ЗВЕЗД	449
Д. М. Седракян, А. Д. Седракян	
ОБ ОДНОЙ ПОПРАВКЕ К МОДЕЛИ КИНГА ЗВЕЗДНЫХ СКОПЛЕНИЙ	459
КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ	
ЭЛЕКТРОННОЕ РАССЕЯНИЕ В РАСШИРЯЮЩЕЙСЯ ОБОЛОЧКЕ	
Р Суг	467
Г. Л. Исраелян, М. де Грут	