

ԱՍՏՂԱՖԻԶԻԿԱ

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 28

АПРЕЛЬ, 1988

ВЫПУСК 2

UVV-ФОТОМЕТРИЯ СЕЙФЕРТОВСКИХ ГАЛАКТИК. II. NGC 6814	
	<i>В. Т. Дорошенко</i> 233
ВРАЩЕНИЕ ВНУТРЕННИХ ОБЛАСТЕЙ СПИРАЛЬНЫХ ГАЛАКТИК. II	
	<i>В. Л. Афанасьев, А. Н. Буренков, А. В. Засов, О. К. Сильченко</i> 243
ГРУППЫ ГАЛАКТИК. I. ПРИНЦИПЫ ИДЕНТИФИКАЦИИ	
	<i>А. П. Маттесян</i> 255
ГАЗОДИНАМИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ ФОРМИРОВАНИЯ ПРОТЯЖЕННЫХ КОМПОНЕНТОВ ВНЕГАЛАКТИЧЕСКИХ РАДИОИСТОЧНИКОВ ТИПА FR-I	<i>С. С. Комиссаров</i> 261
ТЕОРЕТИЧЕСКИЕ ПАРАМЕТРЫ МОЩНЫХ РАДИОГАЛАКТИК. III. УСКОРЕНИЕ ЧАСТИЦ	<i>Ю. В. Барышев, В. Н. Морозов</i> 273
РАЗЛИЧИЕ ТЕМНЫХ ГАЛО СПИРАЛЬНЫХ И ЭЛЛИПТИЧЕСКИХ ГАЛАКТИК	<i>А. А. Сучков</i> 279
СПЕКТРАЛЬНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ ГРУППЫ НОВЫХ КАТАКЛИЗМИЧЕСКИХ ПЕРЕМЕННЫХ ИЗ ПЕРВОГО БЮРАКАНСКОГО ОБЗОРА НА 6-м ТЕЛЕСКОПЕ	
	<i>И. М. Копылов, В. А. Липовецкий, Н. Н. Сомов, Т. А. Сомова, Дж. А. Степанян</i> 287
ЛУЧЕВЫЕ СКОРОСТИ БЛИЗКИХ К, М-КАРЛИКОВ	
	<i>А. А. Токовинин</i> 297
ПЫЛЬ ВОКРУГ МОЛОДЫХ ЗВЕЗД. НАБЛЮДЕНИЯ ПОЛЯРИЗАЦИИ UO _I В ГЛУБОКИХ МИНИМУМАХ	
	<i>Н. В. Воинников, В. П. Гринин, Н. Н. Киселев, Н. Х. Миникулов</i> 311
НАБЛЮДЕНИЯ ДОЛГОПЕРИОДИЧЕСКОЙ ПЕРЕМЕННОЙ ЗВЕЗДЫ UO _I	<i>Н. Д. Меликян, Р. Ш. Нацелишвили, М. Делла Валле</i> 329
ЭФФЕКТЫ ОТКЛОНЕНИЙ ОТ ЛТР В АТМОСФЕРАХ F-СВЕРХГИГАНТОВ. II. АНАЛИЗ ЛИНИЙ Na I (МЕТОД ВЫЧИСЛЕНИЙ)	
	<i>А. А. Боярчук, И. Губены, И. Кубат, Л. С. Любимков, Н. А. Сахибүллин</i> 335

(Продолжение на 4-й странице обложки)

Е Р Е В А Н

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

Խմբագրական կոլեգիա՝ Գ. Ս. Բիսնովատի-Վոգան, Վ. Գ. Գորբազևի (գլխ. խմբագրի տեղակալ), Վ. Պ. Գրիգորյան, Վ. Վ. Իվանով, Լ. Ս. Լուրդ, Ն. Ս. Վարդաշև, Վ. Հ. Համբարձումյան, Ա. Գ. Մանուկյան, Լ. Վ. Միրզոյան (գլխ. խմբագիր), Գ. Ս. Սահակյան, Վ. Յու. Տերտրիժ, Ա. Տ. Քալոյան (պատ. քարտուղար)։

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

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

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

«АСТРОФИЗИКА» — научный журнал, издаваемый Академией наук Армянской ССР. Журнал печатает оригинальные статьи по физике звезд, физике туманностей и межзвездной среды, по звездной и внегалактической астрономии, а также статьи по областям науки, соприкасающимся с астрофизикой. Журнал предназначен для научных работников, аспирантов и студентов старших курсов.

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

«ԱՍՏՐՈՖԻԶԻԿԱ»-ն գիտական հանգստ է, որը հրատարակում է Հայկական ՍՍՀ Գիտությունների ակադեմիան: Հանգստը տպագրում է ինքնատիպ հոդվածներ աստղերի ֆիզիկայի, միգամածությունների ու միջաստղային միջավայրի ֆիզիկայի, աստղաբաշխության և աղտակալիկական աստղագիտության, ինչպես նաև աստղաֆիզիկային սահմանակից բնագավառների գծով: Հանգստը նախատեսված է գիտական աշխատակիցների, ապիրանտների և բարձր կուրսերի ուսանողների համար:

Հանգստը լույս է տեսնում տարեկան 6 անգամ, բաժանողագիրը 10 ռ. 80 կ. մեկ տարվա համար: Բաժանողագրվել կարելի է «Սոյուզպեչատ»-ի բոլոր բաժանմունքներում, իսկ աղտակալիկական՝ «Մեծգումարողայա կենդան» գործակալության միջոցով, Մոսկվա, 200.

УДК: 524.7:520.82

UBV-ФОТОМЕТРИЯ СЕЙФЕРТОВСКИХ ГАЛАКТИК. II. NGC 6814

В. Т. ДОРОШЕНКО

Поступила 24 июня 1987

Принята к печати 30 ноября 1987

На основе UBV-фотометрии галактики NGC 6814 показано, что галактика NGC 6814 проявляет переменность на временах от суток до нескольких лет. Амплитуда переменности больше на больших интервалах времени. При повышении блеска ядро становится более голубым. Однако в состоянии ослабленного блеска наблюдается значительная дисперсия показателей цвета ($B-V$) и ($U-B$). Определены показатели цвета ядра и кольцевых зон в галактике.

1. *Введение.* В предлагаемой статье продолжено изложение результатов фотометрического исследования сейфертовских галактик, основанного на длительном фотоэлектрическом патрулировании. Целью работы являлось выяснение характерного времени и амплитуды переменности; связи блеска и цвета; определение цветовых показателей ядра и подстилающей галактики.

В работе представлены UBV-наблюдения сейфертовской галактики NGC 6814.

Спиральная галактика NGC 6814 типа SAB(rs)b, видимая плашмя, числилась в первоначальном списке Сейферта [1], однако до 1971 г. были сомнения в правильности ее классификации как сейфертовской, пока Ульрих [2] и Мартин [3] не нашли в этой галактике несомненные спектральные сейфертовские характеристики: широкие разрешенные и узкие запрещенные линии. Немногочисленные радио [4] и инфракрасные наблюдения [5] не позволяют судить о переменности галактики. В оптическом спектре Мартин [3] отметил переменность отношения интенсивностей линий $O III$ и H_2 : в 1970 г. H_2 была сильнее линии $[O III] \lambda 4959$, а в 1973 г. — слабее. UBV фотоэлектрическая фотометрия до 1974 г. проводилась эпизодически [5—9]. Лишь в 1974—76 гг. Пенфолд [10] провел более регулярные наблюдения этой галактики и получил свидетельство быстрых внезапных изменений в фильтре U в августе 1975 г. Анализ Пенфолда показал, что между апрелем и июнем 1976 г. наблюдалась вспышка излу-



чения ядра на величину $\Delta V \approx 0^m15$. По-видимому, в течение нескольких месяцев ядро имеет постоянную яркость, но время от времени случаются внезапные ослабления или поярчания блеска. По данным Пенфолда и очень немногочисленным своим наблюдениям бразильские астрономы [11] отыскали три периодических компонента на кривой блеска NGC 6814: первый — с периодом 900^d и амплитудой $\Delta U = 0^m75$, второй — с периодом 75^d и переменной амплитудой в U (в среднем $\sim 0^m45$) и третий — с периодом 105^d и амплитудой $\Delta U = 0^m28$. Однако эта модель, на наш взгляд, слабо подкреплена наблюдениями (22 точки за 800 дней).

Наибольший интерес вызывает рентгеновское излучение этой галактики. Анализ данных со спутника Ariel V за 1975—78 гг. показал отсутствие переменности в области 2—10 кэВ с вероятностью 95% [12]. Данные HEAO I A2 в апреле 1978 г. показали переменность потока в 2.5 раза за время 1.5^h [13]. В этой работе сообщается также об обнаружении переменности на временах ~ 100 с. Независимая проверка апрельских наблюдений 1978 г., выполнения на HEAO I A1 [14], не подтвердила переменности на временах 100 с. Понижение рентгеновского излучения, обнаруженное на HEAO I A2, связано, как считают авторы [14], с прохождением спутником геомагнитного экватора. Однако вопрос о переменности на интервале 90 мин пока остается открытым.

2. Наблюдения. Наши наблюдения галактики NGC 6814 проводились на 60-см рефлекторе Крымской лаборатории ГАИШ с 1983 г. с UBV-фотометром Лютото [15]. Наблюдения проводились с диафрагмами диаметром $A = 27''.5$ и $A = 14''$. Галактика NGC 6814 из-за южного склонения доступна для фотометрии в условиях Крыма всего 3—4 месяца в году, да и то при воздушных массах $M_z > 1.75$. Поэтому с 1 по 15 августа 1986 г. была проведена фотометрия этой галактики в более благоприятных условиях на южной высокогорной обсерватории в Средней Азии. Эти наблюдения были выполнены на фотометре-поляриметре Института астрофизики АН Тадж.ССР [16], работающем в режиме счета импульсов и установленном на 1-м рефлекторе на г. Санглок. Наблюдения проводились в UBVR-полосах в основном с диафрагмой $A = 15''$. Карта окрестностей с указанием звезд сравнения (основная № 3) приведена на рис. 1, а величины звезд сравнения, полученные путем привязки к звездам из работы [17], указаны в табл. 1.

Методика наблюдений и обработки, анализ ошибок, вычисленных по реальному разбросу импульсов в серии наблюдений (σ_d) и по накопленному количеству импульсов (τ_p), способ отображки результатов описаны в нашей работе по фотометрии MCG 8-11-11 и Марк 6 [18]. Отметим только, что средние фотометрические ошибки для NGC 6814 по наблюдениям:

в Крыму составляют $\sigma_V = 0^m03$, $\sigma_{B-V} = 0^m05$, $\sigma_{U-B} = 0^m10$, а по наблюдениям в Средней Азии — значительно лучше, т. е. $\sigma_V = 0^m006$, $\sigma_{B-V} = 0^m01$, $\sigma_{U-B} = 0^m03$, благодаря большому диаметру телескопа и значительно лучшему, чем в Крыму, астроклимату. Влияние ошибки установки ядра галактики на измерение яркости в диафрагме $A = 27.''5$ мы оценивали в те ночи, когда было сделано по 2 независимых наблюдения. Анализ полученных величин за несколько ночей показал, что разброс оценок не превосходит статистическую ошибку. Оценки блеска и цвета галактики даны в табл. 2, где в качестве ошибок приведены наибольшие из σ_d и σ_p .

Таблица 1

UBVR-ВЕЛИЧИНЫ ЗВЕЗД СРАВНЕНИЯ NGC 6814

Звезда	V	B-V	U-B	V-R
1	10.986 ± 0.011	0.817 ± 0.006	0.342 ± 0.007	—
2	9.47 ± 0.01	1.03 ± 0.01	0.72 ± 0.02	—
3	11.119 ± 0.007	0.668 ± 0.005	0.176 ± 0.008	0.607 ± 0.005

3. *Переменность в короткой шкале времени.* Высokоточные наблюдения галактики, выполненные на горе Санглок подряд в течение недели, позволили провести анализ на переменность в короткой шкале времени. Для этой цели использовался статистический критерий χ^2 . Для большей надежности выводов были привлечены еще два критерия, используемые в анализе на переменность астрономических данных: критерий Альтшулера и др. [19] и Велча [20]. Все три критерия показали переменность величин V и $(V-R)$ и отсутствие переменности показателей цвета $(B-V)$ и $(U-B)$ за время с 8 по 14 августа 1986 г.

В тех случаях, когда ядро показало переменность, существенные изменения, втроекратно превосходящие ошибки измерения, происходили за время порядка суток. Максимальные разбросы (Δ) величин V , $(B-V)$, $(U-B)$ и $(V-R)$ по наблюдениям на горе Санглок за время с 8 по 14 августа 1986 г. представлен в табл. 3, где $\bar{\sigma}$ — средняя ошибка измерений. Подробный анализ, проведенный для интервала времени с 13 по 19 августа 1985 г. по крымским наблюдениям, показал отсутствие переменности и в полосе V , и в полосе B . Таким образом, можно заключить, что в NGC.6814 бывают периоды относительного спокойствия ядра на характерных временах порядка недели. Наряду с этим бывают периоды, когда блеск и цвет меняются за время порядка суток, как, например, в августе 1986 г.

4. *Переменность на длинной шкале времени.* Большая часть наших наблюдений сделана в диафрагме $A = 27.''5$. Эти наблюдения показали, что

UBVR-ФОТОМЕТРИЯ NGC 6814

Дата	UT	A	V	B-V	U-B	V-R
1	2	3	4	5	6	7
15.07.83	22 ^h 06 ^m	70.7	12 ^m 20±0 ^m 03	1 ^m 06±0 ^m 05		
	22 16	27.5	13.11 0.03	1.00 0.06		
31.08.83	20 27	27.5	13.21 0.02	0.93 0.03	-0 ^m 04±0 ^m 07	
01.09.83	18 18	27.5	13.16 0.02	1.04 0.03	-0.21 0.08	
	18 51	27.5	13.19 0.03	1.07 0.04	-0.13 0.08	
28.09.83	17 07	14.0	13.78 0.03	0.84 0.04	-0.03 0.09	
	17 20	27.5	13.10 0.03	0.98 0.05	-0.22 0.09	
30.09.83	17 08	14.0	13.87 0.04	1.00 0.05	-0.12 0.11	
	17 24	27.5	13.16 0.03	1.05 0.04	-0.29 0.07	
06.10.83	16 44	23.7	13.23 0.01	1.00 0.02	+0.06 0.08	1 ^m 10±0 ^m 02
08.10.83	16 54	27.5	13.16 0.02	0.99 0.04	+0.00 0.10	
	17 02	14.0	13.82 0.02	0.91 0.04	-0.21 0.10	
	17 16	27.5	13.14 0.03	0.98 0.05	-0.11 0.09	
09.10.83	16 47	14.0	13.67 0.02	0.90 0.04	-0.16 0.10	
	17 00	27.5	13.13 0.03	1.02 0.04	-0.17 0.13	
28.10.83	16 27	14.0	13.70 0.02	1.12 0.04	-0.16 0.08	
01.08.84	20 59	27.5	13.33 0.02	1.06 0.04	—	
	21 09	27.5	13.28 0.02	1.01 0.03	—	
25.08.84	18 47	23.7	13.30 0.01	1.17 0.03	—	1.12 0.02
28.08.84	20 17	14.0	13.92 0.03	1.08 0.08	-0.08 0.11	
	20 29	27.5	13.26 0.03	1.05 0.06	—	
29.08.84	18 55	27.5	13.23 0.02	1.08 0.03	+0.20 0.09	
	19 07	14.0	13.80 0.02	1.17 0.04	+0.15 0.11	
31.08.84	20 25	14.0	13.93 0.03	1.17 0.08	—	
	20 37	27.5	13.26 0.03	1.10 0.05	+0.20 0.08	
02.09.84	20 16	27.5	13.30 0.03	0.96 0.05	—	
13.08.85	20 01	27.5	13.27 0.03	1.14 0.05	—	
15.08.85	20 22	27.5	13.28 0.03	1.02 0.06	—	
16.08.85	19 43	27.5	13.30 0.02	1.04 0.06	+0.18 0.14	
18.08.85	19 03	27.5	13.23 0.02	1.19 0.05	—	
19.08.85	20 33	27.5	13.23 0.02	1.10 0.03	—	
06.10.85	16 56	27.5	13.22 0.02	1.13 0.04	—	
	17 10	14.0	13.83 0.03	1.17 0.06	—	
07.10.85	17 04	27.5	13.34 0.03	1.03 0.05	+0.18 0.12	
10.07.86	21 40	27.5	13.26 0.02	1.12 0.05	—	
11.07.86	21 32	27.5	13.18 0.02	1.19 0.04	+0.30 0.11	
14.07.86	21 23	27.5	13.31 0.02	1.13 0.04	—	

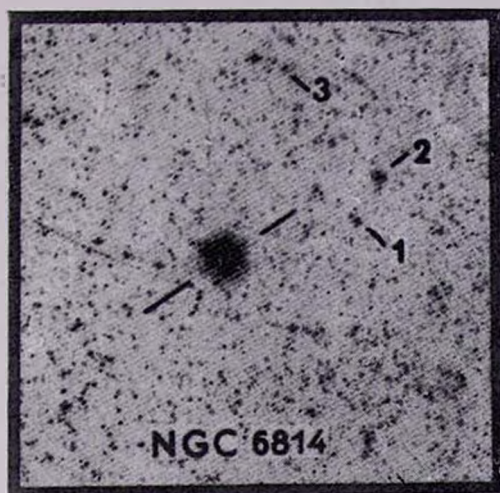


Рис. 1. Карта окрестностей галактики NGC 6814 с указанием звезд сравнения. Северверху, запад справа. Масштаб 22."8 на мм.

К ст. В. Т. Дорошенко

Таблица 2 (окончание)

1	2	3	4	5	6	7
	21 ^h 43 ^m	27.5	13.30 ± 0.03	1 ^m 11 $\pm 0^m$ 05	—	
01.08.86	18 40	15	13.802 0.006	1.10 0.01	0 ^m 52 $\pm 0^m$ 04	1 ^m 08 $\pm 0^m$ 01
	18 55	45	12.295 0.007	1.06 0.01	0.30 0.02	1.04 0.01
02.08.86	18 58	7	14.491 0.011	1.09 0.02	0.46 0.04	1.06 0.02
	19 09	15	13.803 0.008	1.14 0.01	0.54 0.06	1.09 0.01
08.08.86	18 10	15	13.810 0.007	1.09 0.01	0.42 0.02	1.09 0.01
09.08.86	18 48	15	13.794 0.009	1.12 0.01	0.45 0.03	1.12 0.01
10.08.86	18 40	15	13.793 0.006	1.12 0.01	0.48 0.02	1.08 0.01
11.08.86	18 44	15	13.815 0.006	1.13 0.01	0.46 0.02	1.10 0.01
12.08.86	18 12	15	13.805 0.007	1.12 0.01	0.48 0.03	1.08 0.01
13.08.86	18 55	15	13.813 0.006	1.13 0.01	0.54 0.03	1.06 0.01
14.08.86	19 50	15	13.774 0.006	1.15 0.01	0.51 0.03	1.02 0.01
28.08.86	20 02	14.0	13.95 0.02	0.98 0.05	—	
30.08.86	20 07	27.5	13.25 0.02	1.07 0.04	0.39 0.13	
31.08.86	18 32	27.5	13.35 0.02	1.19 0.06	—	
06.09.86	18 13	27.5	13.22 0.02	1.14 0.03	0.56 0.12	
	19 10	23.7	13.43 0.01	1.11 0.02	0.50 0.14	1.02 0.01

Таблица 3

 ИЗМЕНЕНИЕ ЦВЕТА И БЛЕСКА В $A=15''$ ПО
НАБЛЮДЕНИЯМ НА ГОРЕ САНГЛОК

	V	$B-V$	$U-B$	$V-R$
Размах, Δ	0.041	0.067	0.11	0.091
Средняя σ	0.006	0.012	0.03	0.009
Δ/σ	6.8	4.8	3.6	10

имеются долговременные изменения яркости и показателей цвета. Так, например, в фильтре V яркость ядра уменьшилась на $0^m.12$ между 1983 и 1984 гг. За это время показатель цвета ($U-B$) изменился в среднем от $-0^m.15$ до $+0^m.20$. Вообще по нашим наблюдениям, начиная с 1983 г., в полосах B и U наблюдалось систематическое покраснение ядра от года к году, что можно видеть на рис. 2.

Известные по литературе фотоэлектрические оценки блеска для этой галактики очень немногочисленны и сделаны в разных диафрагмах. Мы попытались свести наблюдения, сделанные в диафрагмах $A = 11.''6, 14'', 14.''5, 15''$ к одной диафрагме $A = 14.''5$, введя соответствующие поправки. Для этой цели мы использовали связь яркости и размера диафрагмы, ко-

торую получили во время наблюдений этой галактики на горе Санглок. Таким образом, была получена кривая блеска в диафрагме $A = 14.''5$ в фильтре V по всем, известным нам литературным данным, начиная с 1970 г. по 1986 г. [5—11].

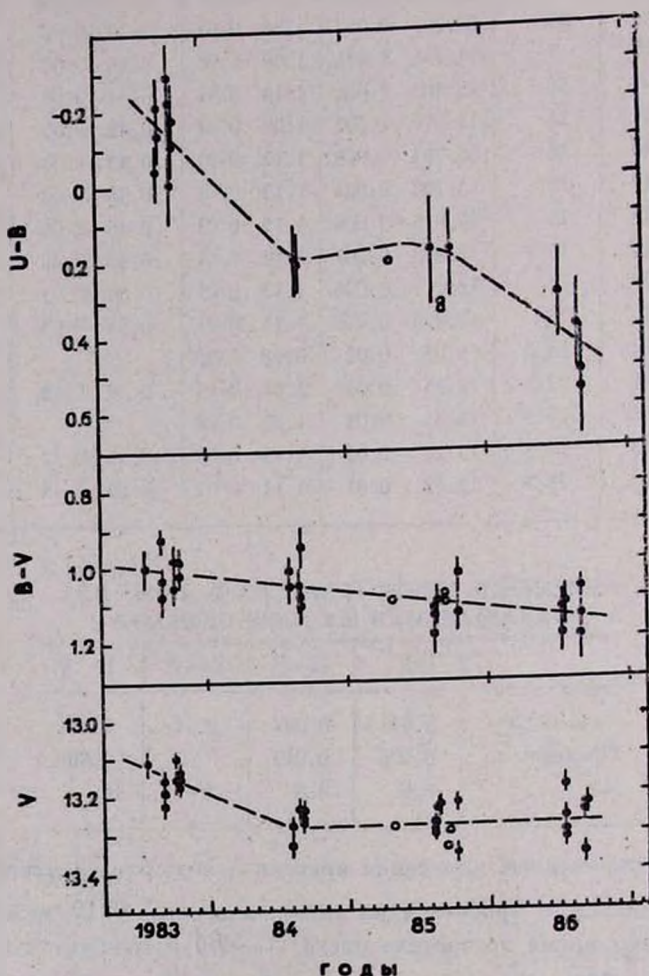


Рис. 2. Изменения блеска в фильтре V и показателей цвета $(B-V)$ и $(U-B)$ галактики NGC 6814 в диафрагме $A = 27.''5$ со временем. Открытыми кружками приведены наблюдения из работы [21] в диафрагме $A = 24''$.

Реконструированная кривая блеска представлена на рис. 3. Из рисунка видно, что за время наблюдений яркость галактики в диафрагме $A = 14.''5$ в фильтре V менялась на $0^m.4$. Можно отметить два типа изменений: хаотические изменения с характерным временем порядка месяца и системати-

ческие в течение нескольких лет поярчения (1974—76 гг.) или ослабления блеска (1982—86 гг.).

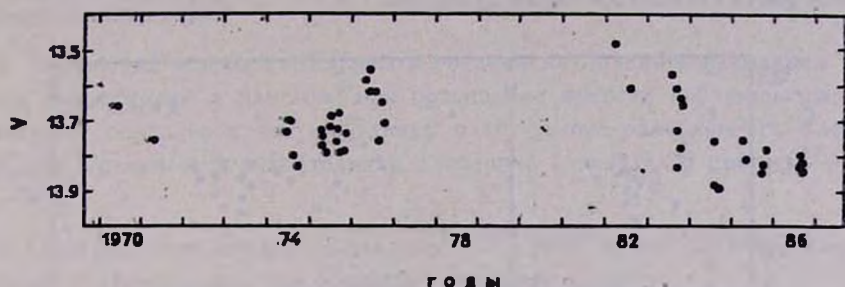


Рис. 3. Сводная кривая блеска NGC 6814 в фильтре V ($A = 14.''5$).

5. *Связь изменения цвета и яркости.* Сопоставление поведения блеска V и показателей цвета $(B-V)$ и $(U-B)$ по нашим наблюдениям в диафрагме $A = 27.''5$ (рис. 4а) показало, что при повышении блеска ядро становится более голубым, однако в состоянии пониженного блеска наблюдается значительная дисперсия показателей цвета $(B-V)$ и $(U-B)$. Аналогичная картина получается и по данным Пенфолда в апертуре $A = 14.''5$ за 1974—76 гг. (рис. 4b). Такое поведение показателей цвета при изменении яркости встречается у неправильных переменных звезд с алголеподобными изменениями блеска, например, у VX Cas по данным работы Зайцевой [22].

6. *Показатели цвета переменного точечного источника.* Наличие данных на большом интервале времени, охватывающем существенные изменения яркости NGC 6814, позволило применить метод Холоневского [23] для отыскания показателей цвета переменного компонента. Применимость метода обосновывается высокими коэффициентами корреляции между изменением потока в разных фильтрах: $K_{BV} = 0.90 \pm 0.04$ и $K_{UB} = 0.89 \pm 0.06$, для диафрагмы $A = 27.''5$. Показатели цвета переменного компонента приведены в табл. 4, где в соответствующих столбцах сначала даны наблюдаемые показатели цвета, а потом — исправленные за поглощение в нашей Галактике. После учета поглощения получились величины, неплохо согласующиеся с теми, которые определил Холоневский на основе наблюдений Пенфолда в диафрагме $A = 14.''5$ [23]: $(B-V)_0 = 0^m17 \pm 0^m12$ и $(U-B)_0 = -1^m12 \pm 0^m23$.

7. *Цветовые характеристики галактики.* Поскольку наблюдения галактики проводились в разных диафрагмах ($7''$, $15''$, $45''$, а также $14''$ и $27.''5$), то мы могли определить средние показатели цвета в кольцевых зонах для самой подстилающей галактики. Результаты вычислений представлены в

табл. 4. Для перехода от угловых размеров к линейным мы брали $H=75$ км/с. Мпк и $z=0.0053$. Из таблицы видно, что ближе к центру галактики цвета становятся более красными.

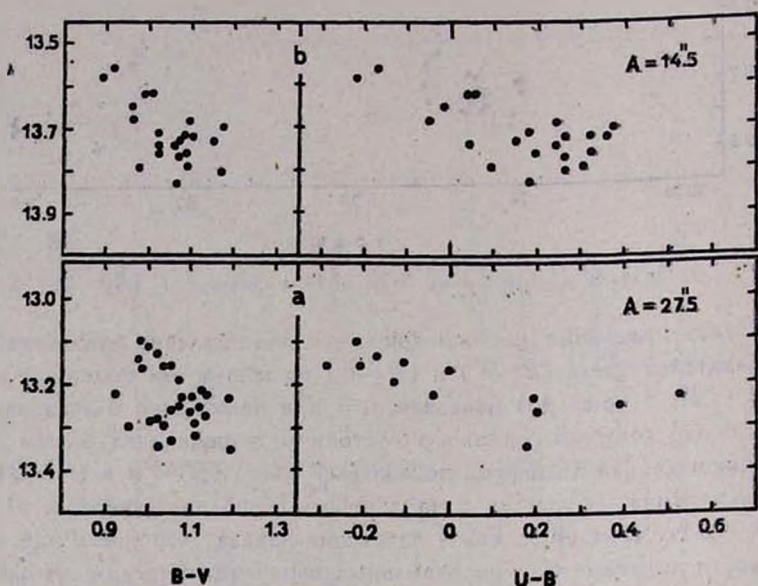


Рис. 4. Сопоставление яркости в фильтре V и показателей цвета $(B-V)$ и $(U-B)$ для NGC 6814; а — по данным этой работы с $A = 27.5$; б — по данным Пенфолда в диафрагме $A = 14.5$ [10].

Таблица 4

ПОКАЗАТЕЛИ ЦВЕТА ЯДРА И ГАЛАКТИКИ NGC 6814

Зона		Наблюдаемые			Свободные от поглощения		
№	Размер (япк)	$(B-V)$	$(U-B)$	$(V-R)$	$(B-V)^0$	$(U-B)^0$	$(V-R)^0$
1	0.4–0.8	1.19	0.64	1.11	0.97	0.48	0.94
2	0.7–1.4	1.08	–0.12	—	0.86	–0.28	—
3	0.8–2.3	1.04	0.24	—	0.82	0.08	—
Ядро		0.50 ± 0.06	-1.09 ± 0.07		0.28	–1.25	

8. **Заключение.** В результате многолетних UBV -наблюдений галактики NGC 6814 было показано:

1. В ядре галактики NGC 6814 на суточном временном интервале наблюдается переменность блеска, существенно превосходящая ошибки наблюдений.

2. Наряду с хаотическими изменениями блеска на $\Delta V \approx 0^m.1 - 0^m.2$ от месяца к месяцу наблюдаются и систематические изменения с $\Delta V \approx 0^m.2$ за время порядка года.

3. Изменения показателей цвета в среднем на большом временном интервале коррелируют с блеском: при повышении яркости наблюдаются более голубые показатели цвета. Однако в состоянии ослабленного блеска в NGC 6814 отмечается значительная дисперсия показателей цвета ($U-B$) и ($B-V$).

4. Околяядерные области галактики NGC 6814 имеют цветовые характеристики более красные, чем области, удаленные от ядра.

5. Показатели цвета ядра близки к тем, что определил Холоневский по другим данным.

Автор выражает благодарность дирекции Института астрофизики АН Тадж.ССР за предоставление возможности провести наблюдения на 1-м телескопе на г. Санглок и В. Ю. Рахимову за помощь в этих наблюдениях.

Государственный астрономический
ин-т им. П. К. Штернберга

UBV-PHOTOMETRY OF SEYFERT GALAXIES. II. NGC 6814

V. T. DOROSHENKO

The light variations of the galaxy NGC 6814 from the *UBV* photometry on time scales from days to several years were found. The amplitude of variability increases with the increase of the time scale. The color of nucleus becomes bluer when its brightness grows. During the low light level a large scattering of colors ($B-V$) and ($U-B$) has been observed. The colors of nucleus and annular areas were obtained.

ЛИТЕРАТУРА

1. C. K. Seyfert, *Astrophys. J.*, 97, 28, 1943.
2. M.-H. Ulrich, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, 165, L61, 1971.
3. W. L. Martin, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, 168, 109, 1974.
4. J. S. Ulvestad, A. S. Wilson, *Astrophys. J.*, 285, 439, 1984.
5. M. V. Penston, M. J. Penston, R. A. Selmes, E. E. Becklin, G. Neugebauer, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, 169, 357, 1974.
6. G. de Vaucouleurs, A. de Vaucouleurs, *Mem. Roy. Astron. Soc.*, 77, 1, 1972.
7. G. J. MacPherson, *Publ. Astron. Soc. Pacif.*, 84, 392, 1972.
8. G. de Vaucouleurs, A. de Vaucouleurs, H. G. Corwin Jr., *Astron. J.*, 83, 1331, 1978.

9. E. Ye. Khachikian, D. W. Weedman, *Astrophys. J.*, 192, 581, 1974.
10. J. E. Penfold, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, 186, 297, 1979.
11. S. M. Bisch, M. G. Pastoriza, H. Dottori, I. Busko, *Astron. and Astrophys.*, 1986 (препринт).
12. M. Marshall, R. S. Warwick, K. A. Pounds, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, 194, 987, 1981.
13. A. F. Tennant, R. F. Mushotsky, E. A. Boldt, J. H. Swank, *Astrophys. J.*, 231, 15, 1981.
14. J. H. Bvall, K. S. Wood, D. J. Yentis, *Astrophys. J.*, 308, 563, 1986.
15. В. М. Лютый, Сообщ. Гос. астрон. ин-та им. П. К. Штернберга, № 172, 30, 1971.
16. В. В. Каюмов, Н. Н. Киселев, П. В. Пушкин, В. Ю. Рахимов, К. В. Тарасов, Г. П. Чернова, В. Н. Якутович, Бюл. ин-та астрофиз. АН Тадж.ССР, № 78, 1987 (в печати).
17. T. J. Moffet, T. G. Barnes III., *Astron. J.*, 84, 627, 1979.
18. В. Т. Дорошенко, *Астрофизика*, 28, 5, 1988.
19. D. R. Altschuler, J. F. C. Wardle, *Mem. Roy. Astron. Soc.*, 82, 1, 1976.
20. D. Clarke, B. G. Stewart, *Vistas Astron.*, 29, 27, 1986.
21. H. Hamuy, J. Maza, *Astron. and Astrophys. Suppl. Ser.*, 63, 383, 1987.
22. Г. В. Зайцева, *Астрофизика*, 25, 471, 1986.
23. J. Chalonski, *Asta Astron.*, 31, 293, 1981.

УДК: 524.7—327—323.4

ВРАЩЕНИЕ ВНУТРЕННИХ ОБЛАСТЕЙ СПИРАЛЬНЫХ ГАЛАКТИК. II

В. Л. АФАНАСЬЕВ, А. Н. БУРЕНКОВ, А. В. ЗАСОВ, О. К. СИЛЬЧЕНКО

Поступила 28 сентября 1987

Принята к печати 20 декабря 1987

Приводятся результаты измерений лучевых скоростей газа в пределах нескольких килопарсек от центра для ряда спиральных галактик, по наблюдениям на БТА с цифровой регистрацией изображений. Рассматриваются галактики NGC 23, 157, 615, 1024, 1084, 1134, 1637 и 1964.

1. *Постановка задачи.* Кривые вращения спиральных галактик, измеренные по лучевым скоростям межзвездного газа, известны уже более чем для полутора сотен объектов. Обычно при анализе вращения галактики основное внимание уделяется поведению скорости $V(R)$ на больших R , где она отражает величину интегральной массы галактики и характер распределения вещества на периферии. Вращение внутренних областей диска радиусом несколько килопарсек изучено значительно хуже. Детальные кривые вращения или поля скоростей здесь получены лишь для немногих сравнительно близких галактик. Радионаблюдения в линии 21 см, как правило, не обладают достаточным угловым разрешением для того, чтобы проследить изменение скорости вращения в центральной области. Оптические измерения имеют свои трудности: эмиссионные линии, часто низкой интенсивности, приходится выделять на фоне яркого непрерывного спектра звездного населения, обладающего к тому же большим градиентом яркости вдоль радиуса.

Имеющиеся наблюдения показывают, что в пределах нескольких килопарсек от центра галактики скорость вращения растет с R , выходя на определенном расстоянии $R = R_m$ на сравнительно плоский участок или проходя через пологий максимум. Градиент $V(R)$ в области $R < R_m$ для галактик типов Sa—Sb систематически выше, чем для спиральных галактик более поздних типов [1, 2], что естественно связать с различным вкладом балджа в кривую вращения. В ряде случаев наблюдается важная особенность кривой: внутренний локальный максимум на радиусе 0.5—2 кпк

(М 31, М 81, NGC 801, 1421, 1620 и др.), различимый только при хорошем пространственном разрешении спектрограммы. Хотя относительная доля галактик, для которых известна такая особенность кривой вращения, невелика, это частично может быть связано с трудностями измерений $V(R)$ вблизи центра галактики, производимых фотографическими методами.

Исследование вращения внутренней области диска галактики играет важную роль в решении целого ряда проблем. Одна из важнейших — это возможность гидродинамической генерации спиральных волн плотности [3]. Конкретный механизм раскачки гидродинамической неустойчивости в газовом диске, подробно рассмотренный Морозовым [4] и проверенный в лабораторных экспериментах с вращающимся слоем мелкой воды [5, 6], требует наличия локального экстремума на кривой вращения $V(R)$, причем число спиральных ветвей определяется величиной перепада скорости вращения, нормированной на скорость звука в газе [5, 6]. Поэтому важен вопрос о частоте встречаемости галактик с такими особенностями на кривой вращения.

Самостоятельный интерес представляет изучение распределения массы во внутренней области галактики, где становятся сравнимыми влияния двух основных звездных компонентов — диска и балджа — на скорость вращения. Кривая вращения позволяет оценить концентрацию плотности к центру, а с использованием данных фотометрии — найти относительную массу балджа и диска.

Наконец, представляется важным изучение некруговых движений газа в околоядерной области. В нормальных галактиках, не обладающих ядром с высокой активностью, источником некруговых движений в области малых R могут быть очаги интенсивного звездообразования, «внутренние» спиральные ветви или отсутствие осевой симметрии в распределении гравитационного потенциала, связанное, например, с небольшим баром.

2. Наблюдения. В настоящей работе приводятся первые результаты спектральных наблюдений, проводившихся в 1985—1987 гг. на 6-метровом телескопе БТА АН СССР с панорамным счетчиком фотонов с цифровой обработкой изображения. Описание системы регистрации и ее характеристик приведено в [7]. Наблюдались внутренние ($R \lesssim 1'$) области спиральных галактик сравнительно большого углового размера (за отдельными исключениями $D_0 \gtrsim 3'$). Программа наблюдений включает галактики с хорошо развитой, упорядоченной спиральной или кольцевой структурой, в большинстве случаев не имеющие близко расположенных соседних галактик сравнимой светимости (для исключения сильных приливных воздействий на поле скоростей). Для трех галактик, наблюдавшихся по данной программе, кривые вращения были получены ранее [8] с регистрацией спектра на ф-стоппленку с вкрайне ЭОП.

Журнал наблюдений объектов, исследовавшихся в настоящей работе, приведен в табл. 1.

Таблица 1

ЖУРНАЛ НАБЛЮДЕНИЙ

№	Дата	Имя файла	Объект, NGC	Позиц. угол щели	Экспозиция, мин.	Масштаб, "/кан.	Дисперсия, А/кан.	Изобр.. сек. дуги
1	4/5.X.85	M01602	157	32°	107	0.42	1.2	2
2	6/7.X.85	M01805	23	160	75	0.42	1.3	3
3	6/7.X.85	M01808	23	130	45	0.42	1.3	3
4	6/7.X.85	M01811	23	4	60	0.42	1.3	3
5	6/7.X.85	M01814	1034	32	59	0.42	1.2	3
6	7/8.X.85	M01905	157	44	100	0.42	1.2	1.5
7	7/8.X.85	M01911	615	15	120	0.42	1.2	2
8	7/8.X.85	M01914	1034	4	110	0.42	1.2	2
9	31.III/1.IV.86	M02902	3810	17	42	0.50	2.7	2.5
10	31.III/1.IV.86	M02903	3810	54	50	0.50	2.7	2.5
11	1/2.IV.86	M03003	4100	163	49	0.50	1.4	2
12	1/2.IV.85	M03004	4536	92	41	0.50	1.4	2
13	5/6.IV.86	M03201	4814	90	102	0.50	1.4	1
14	8/9.X.86	M03602	7013	173	30	0.52	1.4	3
15	8/9.X.86	M03603	7013	142	30	0.52	1.4	3
16	9/10.X.85	M03703	615	71	20	0.52	1.4	3
17	9/10.X.86	M03704	615	16	20	0.52	1.4	3
18	10/11.X.86	M03801	6643	40	21	0.52	1.4	2
19	10/11.X.86	M03802	6643	53—63	20	0.52	1.4	2
20	11/12.X.86	M03904	1134	157	20	0.52	1.4	2
21	14/15.X.86	M04201	7331	170	30	0.52	1.4	1.5
22	14/15.X.86	M04202	7331	170	30	0.52	1.4	1.5
23	28/29.X.86	M04501	6643	12	30	0.52	1.4	2
24	28/29.X.86	M04502	6643	103	30	0.52	1.4	2
25	28/29.X.86	M04503	6643	100	25	0.52	1.4	2
26	29/30.X.86	M04601	UGC 11973	50	13	0.52	1.4	3
27	29/30.X.86	M04605	1024	158	60	0.52	1.4	3
28	31.X/1.XI.86	M04801	1024	156	60	0.52	1.4	3
29	22/23.I.87	M05002	1637	33	30	0.36	1.4	3.5
30	22/23.I.87	M05003	1964	39	25	0.36	1.4	3.5
31	31.I/1.II.87	M05202	1637	166	20	0.36	1.4	3
32	31.I/1.II.87	M05203	1637	31	25	0.36	1.4	3



Измеренное распределение лучевой скорости $V_r(R)$ вдоль щели при различных позиционных углах показано на рис. 1 и 2. На рис. 3 приведены

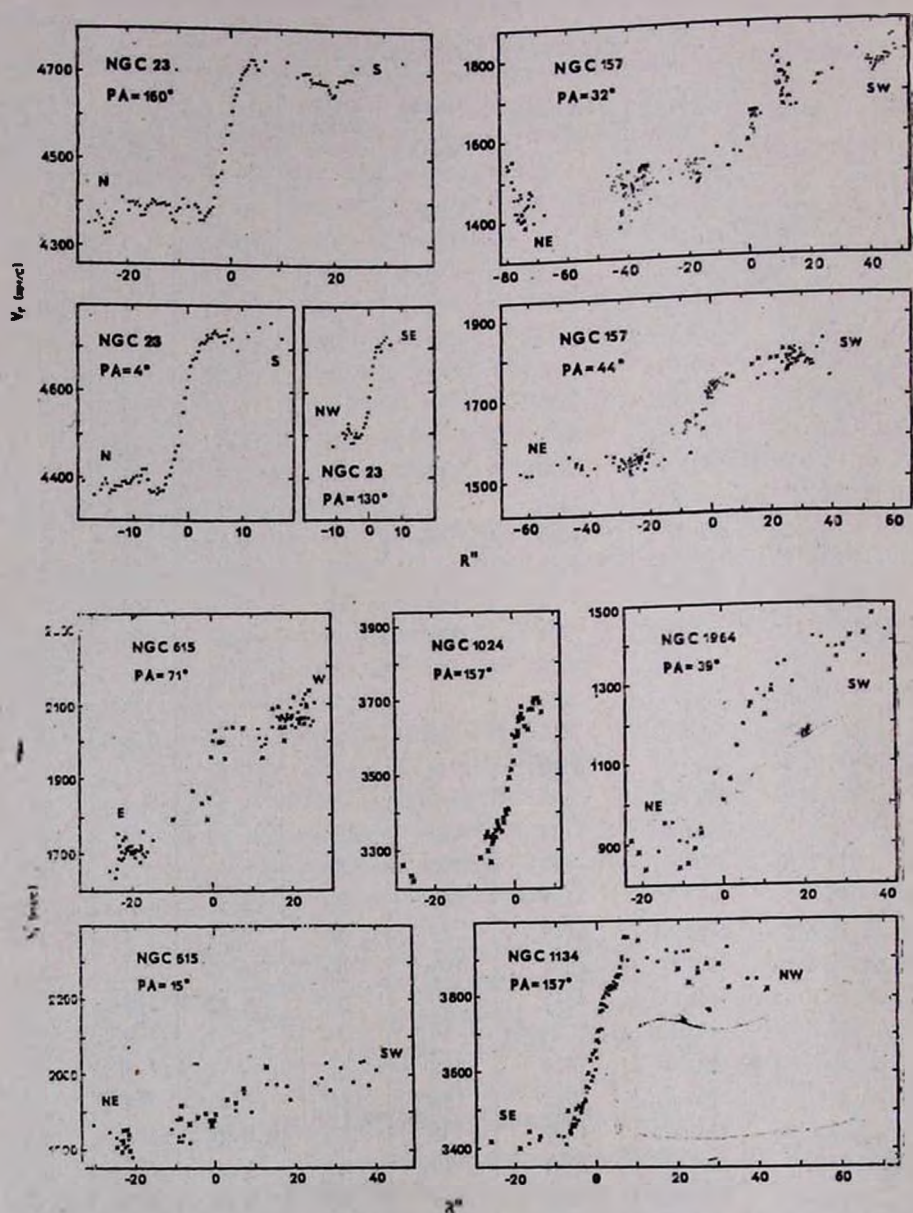


Рис. 1. Распределение лучевых скоростей газа вдоль щели для галактик программы в разных позиционных углах. Различными значениями обозначены измерения эмиссионных линий: точки — H_α , крестики — $[N II] \lambda 6584$, кружки — $[S II] \lambda 6717/6731$.

кривые $V(R)$, вычисленные по стандартным формулам для получения скорости вращения с учетом факторов проекции в предположении кругового движения газа.

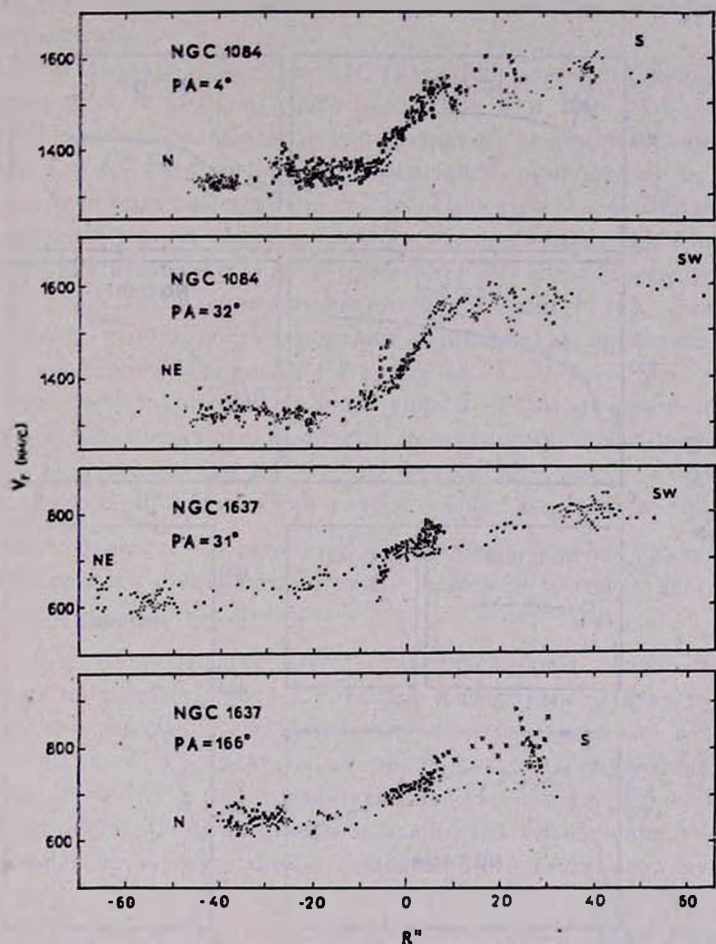


Рис. 2. Распределение лучевых скоростей газа вдоль щели для галактик программы в разных позиционных углах. Обозначения те же, что и на рис. 1.

3. Анализ данных. Кривые вращения получены по эмиссионным линиям H_α , $[N II]$ и $[S II]$ в области спектра 6300—6900 Å. Точность измерения скорости различна для различных объектов. Случайная ошибка не больше дисперсии точек на рис. 1 и 2. В большинстве случаев точность локальной оценки V_r составляет 10—30 км/с. Отсутствие систематических ошибок в определении лучевых скоростей контролировалось по измерениям линий неба $[O I]$ 6300 Å и $[OH]$ 6864 Å. Пространственный масштаб вдоль щели составлял 0."36—0."52 на канал; за ноль на оси абсцисс на

рис. 1 и 2 обозначен «фотометрический центр» галактики (строка с максимальным количеством накопленных фотонов). Детально процедура получения кривых вращения галактик с панорамным цифровым приемником БТА описана в [7].

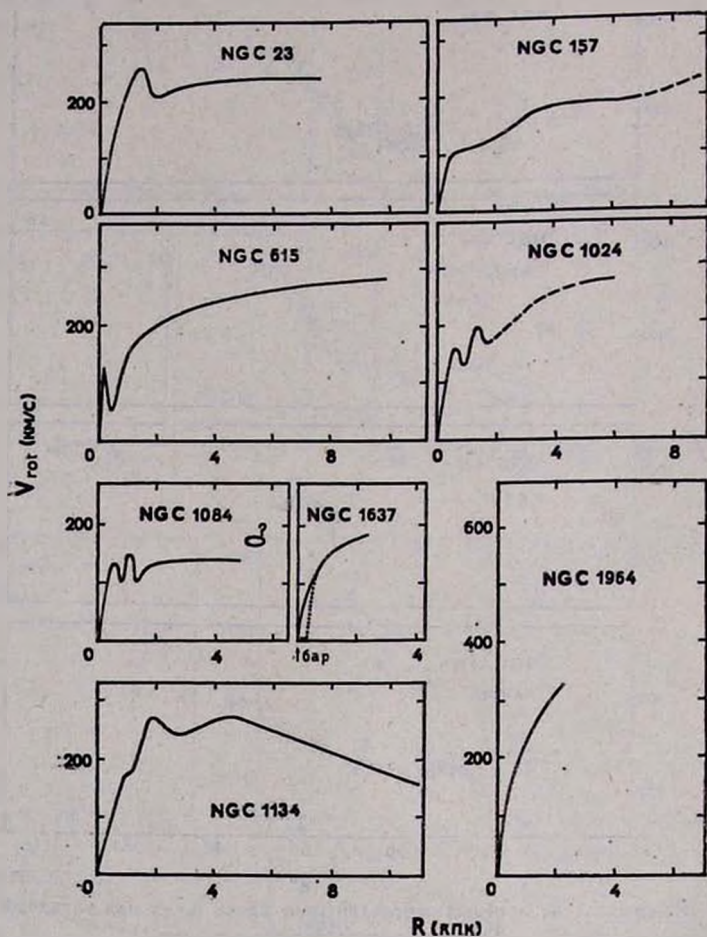


Рис. 3. Кривые вращения, приведенные к плоскости галактик в предположении круговых движений газа. Штрихованная линия обозначает участки, где эмиссионные линии были слабы и измерения неуверенны; точечный пунктир отмечает расхождения между двумя половинами галактики или между разными разрезами.

Перейдем теперь к комментариям результатов, полученных для отдельных галактик.

NGC 23. Эта галактика характеризуется интенсивным звездообразованием, благодаря которому она попала в список галактик Маркаряна (Марк 545). Во внутренней части радиусом около $30''$ галактика обладает

четко выраженной двухрукавной спиральной структурой. Во внешнюю область простирается слабое продолжение одной из ветвей. В RC2 [9] галактика отнесена к типу SB, хотя на крупномасштабной фотографии в атласе Хаббла [10] явно выраженного бара нет, и Сэндидж относит ее к типу Sb без перемычки.

Были получены три спектра галактики через яркую звезду на юго-востоке ($PA = 130^\circ$), а также при $PA = 4^\circ$ и 160° . Наилучшее совпадение трех кривых по форме и максимальной скорости вращения достигается при $i = 48^\circ$ (что совпадает со значением, приводимым в [11]) и позиционным углом большой оси $PA_0 = 172^\circ$. При этом $V_m = 240$ км/с (вплоть до расстояния 8 кпк от центра). Оценка V_m при том же значении i по ширине линии H I несколько ниже и составляет 204 км/с (здесь и далее оценка V_m по радионаблюдениям приводится согласно [11]). Это позволяет предположить, что скорость вращения галактики за пределами области с определенной кривой вращения уменьшается.

На всех спектрограммах на расстоянии 5—6" от центра с обеих сторон кривая проходит локальный максимум, по-видимому, связанный с балджем галактики. При расстоянии до NGC 23 $\Delta = 64$ Мпк масса галактики в этих пределах равна $2 \cdot 10^{10} M_\odot$. Если распределение вещества в сферондальном компоненте соответствует закону $R^{1.4}$, которому обычно подчиняется распределение яркости в балджах, то этому значению соответствует интегральная масса компонента $1.6 \cdot 10^{11} M_\odot$.

При $R \gtrsim 10''$ поведение $V_r(R)$ становится более сложным, и отдельные детали на кривых, соответствующих различным разрезам, перестают совпадать, что говорит о локальных некруговых движениях газа. Разрезы по $PA = 160^\circ$ и 4° проходят через яркие участки спиральных ветвей на расстоянии $R \approx 18''$ и $12''$ соответственно. На разрезе $PA = 160^\circ$ в этих областях по обе стороны от центра наблюдается уменьшение V_{rot} . Возможно, спиральная ветвь тормозит газ, уменьшая его тангенциальную скорость на ~ 30 км/с.

NGC 157. Это яркая галактика 11-й величины с двумя хорошо развитыми спиральными ветвями, не связанными ни с баром (на фотографии бар не заметен), ни с близкими спутниками, которых тоже на снимках нет. Кривая вращения галактики была получена в работах Бербидж и др. [12] и Засова и Кязумова [13]. Согласно этим работам, она характеризуется необычно протяженным участком твердотельного вращения.

На БТА было получено два разреза галактики (см. табл. 1). От кривых вращения, полученных по предыдущим работам, построенная нами кривая отличается лучшим пространственным разрешением. Вращение внутренней области заметно отличается от твердотельного; область роста $V(R)$ простирается до $30''$, что несколько меньше, чем по [13], однако

оценки максимальной скорости вращения согласуются. К сожалению, плохое качество одной из спектрограмм ($PA = 32^\circ$) не позволяет оценить положение динамической большой оси галактики. Встречающиеся в литературе значения $PA_0 = 25^\circ - 36^\circ$ не противоречат нашим данным. Для этих значений PA_0 скорость вращения $V_m = 210 - 240$ км/с.

Важной особенностью кривой $V_r(R)$, возможно имеющей прямое отношение к поддержанию спиральных волн плотности в галактике, является «избыточное» значение скорости V_r в области $R \lesssim 6''$ к югу от ядра. Возможно существование локального максимума. По-видимому, как и в ряде других галактик (см. ниже), здесь мы наблюдаем быстро вращающееся ядро, заметное лишь при хорошем угловом разрешении спектрограмм. При расстоянии до галактики 23 Мпк радиус $6''$ соответствует ~ 0.5 кпк. Примерно на таком же расстоянии наблюдается внутренний максимум кривой вращения у нашей Галактики, М 31 и некоторых других галактик с двугорбой кривой вращения. В случае NGC 157, однако, скорость вращения на этом расстоянии значительно меньше, чем V_m (~ 110 км/с).

NGC 615. Это спиральная галактика типа Sb с интересной структурой. Внутренняя область («линза») диаметром около $50''$ выделяется высокой яркостью и имеет удивительно резкую границу, образуя своего рода «диск в диске» со своими спиральными ветвями. Во внешней области диска — две неяркие и очень длинные спиральные ветви правильной формы, которые прослеживаются, согласно [10], почти на целый оборот.

Зависимость $V_r(R)$ была получена при двух положениях щели, отличающихся на 56° . Соотношение интенсивностей эмиссионных линий заметно меняется вдоль щели: в центре галактики видны только линии [N II], а H_α появляется лишь на краю линзы, на расстоянии $\sim 20''$ от центра. По форме кривая $V(R)$ подобна кривой для NGC 157: прямолинейный участок твердотельного вращения (в пределах линзы), выходящий на плато, и локальные максимумы на кривой по обе стороны от центра (возможная природа этих деталей будет рассмотрена в заключительной части).

NGC 1024. Данная галактика 14-й величины обладает двумя протяженными и симметричными спиральными ветвями редкой встречающейся правильной формы. По-видимому, эта «нетипичность» (плюс небольшие искажения во внешней части одной из ветвей) и привела к тому, что Арп. [14] включил ее в свой Атлас пекулярных галактик (Арп 333). Галактика не относится к числу взаимодействующих.

Как и NGC 615, эта галактика обладает внутренней выделяющейся по яркости линзой, диаметр которой составляет около $1.3'$, и так же, как у NGC 615, в пределах линзы в эмиссии преобладает азот.

Вращение галактики — вплоть до самых внешних ее областей — исследовалось в работе Рубин и др. [15].

На БТА были получены две спектрограммы — обе вдоль большой оси галактики. Кривые вращения по обеим спектрограммам согласуются между собой с точностью до нескольких км/с. Изменение скорости прослеживается на коротком участке $\pm 7''$ по обе стороны от ядра, где $V(R)$ возрастает на 200—220 км/с (при $i = 68^\circ$), чему соответствует градиент скорости вращения в центральной области ~ 270 км/с · кпк. При $R > 7''$ эмиссионные линии слабые, и кривая лучевых скоростей не определяется. Однако они вновь становятся заметными на краю линзы галактики, где по обеим спектрограммам $V_r = 3230$ км/с, чему соответствует скорость вращения ~ 290 км/с. Следовательно, в отличие от NGC 615, линза галактики вращается не твердотельно. Масса галактики в пределах линзы составляет $\sim 10^{11} M_\odot$. Таким образом, особенностью этой галактики является плотная и массивная внутренняя область диска радиусом несколько килопарсек.

Полученная кривая вращения близка к измеренной в работе [15], хотя на краю линзы оценка V_{rot} по нашим измерениям выше почти на 30 км/с.

NGC 1084. Это галактика с двумя хорошо развитыми спиральными ветвями, по внешнему виду она похожа на NGC 157. На северо-восточной стороне галактики наблюдается несколько «отротов», отходящих от спиральных ветвей под большим углом и содержащих области звездсбразования. Максимальная скорость вращения галактики составляет, согласно работам [16, 17], $V_m = 130\text{—}140$ км/с, однако данные о форме кривой очень неуверенные.

На БТА было получено два спектральных разреза галактики. Кривые лучевых скоростей согласуются с картиной кругового движения газа с локальными отклонениями от круговой скорости (уменьшением V_{rot}) в областях пересечения щели со спиральными ветвями на 20—40 км/с. Скорость вращения выходит на «плато» на расстоянии 10—15'' от центра. На расстоянии 5'' или ~ 0.5 кпк от центра по обе стороны от ядра значения V_{rot} , измеренные по запрещенным линиям [N II] и [S II] и по линии H_α , заметно различаются на обоих разрезах: первые оказываются более низкими. Если эта аномалия не связана с ошибками определения V_r по более слабым линиям, она говорит о сложном характере движения газа на данном R . Можно предложить интерпретацию более низкой скорости вращения по запрещенным линиям, связанную с усилением свечения в этих линиях на фронте ударной волны, вызванной, например, наличием небольшого, трудно различимого бара в центре галактики.

На $R \approx 11.''5$, возможно, существует еще один локальный максимум на кривой вращения — картина, подобная NGC 1024.

Разрез $PA = 4^\circ$ пересекает на периферии галактики ($R = 4\text{—}5$ кпк) необычную структурную деталь — вытянутое клинообразное уярчение, которое выглядит независимым от основных спиральных ветвей. В этом месте

лучевая скорость газа относительно центра галактики на ~ 30 км/с выше, чем скорость, соответствующая «плато» на кривой вращения. Эта эмиссионная область, таким образом, оказывается динамически выделенной.

NGC 1134. Как и *NGC 1024*, эта галактика входит в атлас Арпа, не являясь явно взаимодействующей системой. Ее peculiarity заключается в том, что спиральные рукава, как и хорошо очерченная внутренняя область галактики (балдж?), испещрены многочисленными прожилками, придающими галактике «вздохмаченный» вид.

На БТА была получена одна спектрограмма галактики при $PA = 157^\circ$, что всего на 9° отличается от ориентации большой оси согласно [18]. Кривая прослеживается на $43''$ к северу и $25''$ к югу от ядра и не доходит до пересечения со спиральными ветвями. Крутая, почти твердотельная часть кривой вращения простирается до $\sim 7''$ (1.7 кпк). Градиент скорости вдоль большой оси составляет ~ 180 км/с · кпк, что говорит о высокой концентрации плотности к центру галактики. Масса, заключенная в пределах $7''$, составляет $\sim 3 \cdot 10^{10} M_\odot$.

В запрещенных линиях на $R = 4''$ заметна «ступенька» в скорости V_r . В целом, форма кривой отражает распределение плотности в балдже галактики. Если считать, что максимум круговой скорости приходится на $R \approx 7''$, то грубая оценка интегральной массы балджа, плотность которого меняется в соответствии с законом Вокулера, приводит к величине $2 \cdot 10^{11} M_\odot$. Полная масса галактики, к сожалению, остается неизвестной, поскольку нет измерения скоростей вращения на больших R .

NGC 1637. Это сравнительно близкая к нам галактика с интегральной величиной $11^m.6$ типа SABc невысокой светимости и массы: скорость вращения, определенная по ширине линии H I, составляет всего 158 км/с при $i = 30^\circ$ [11]. Во внешней области галактики доминирует по яркости одна спиральная ветвь, поэтому галактика в целом выглядит асимметричной. В радиусе $1''$ нет других галактик ярче 15^m .

На БТА были получены две кривые лучевых скоростей: для разреза $PA = 31^\circ$, близкого к большой оси (две спектрограммы), и $PA = 166^\circ$. Из-за небольшого угла наклона i получить точное значение скорости вращения трудно: эмиссионная линия H_α в спектре галактики временами накладывается на линию неба, а дисперсия точек на рис. 1 и 2 для *NGC 1637* составляет $\sim 30\%$ от максимальной скорости вращения V_m .

На кривой, полученной при положении щели вдоль большой оси галактики, V_{rot} растет по крайней мере в пределах $\pm 25''$. Полный диапазон изменения V_r в пределах $\pm 40''$ составляет ~ 175 км/с, что при $i = 30^\circ$ соответствует скорости вращения $V_m = 175$ км/с. Скорость вращения, определенная по второму разрезу, дает в том же диапазоне радиусов ~ 185 км/с в хорошем согласии с первым разрезом. На больших R ско-

рость V_{rot} , по-видимому, перестает расти, в противном случае оценка V_m сильно разошлась бы с полученной по ширине линии H I (160 км/с [11]).

Галактика обладает экспоненциальным диском со шкалой $\alpha^{-1} = 39''$ [19]. Ожидаемый максимум на кривой вращения для диска с такой шкалой должен находиться на $R_m \approx 84''$ (≈ 3.2 кпк). Наблюдаемая форма кривой не противоречит этой картине. При максимальной скорости вращения 160—190 км/с в рамках модели экспоненциального диска масса галактики составляет $1.9 \div 2.7 \cdot 10^{10} M_{\odot}$. Соответствующее отношение массы к светимости $M/L \approx 5 \div 7$.

Обращает на себя внимание то, что в центре галактики в пределах $\pm 5''$ вдоль большой оси градиент V_{rot} , определенный по H α , заметно уменьшается. Такая особенность кривой лучевых скоростей наблюдается в SB-галактиках при положении щели вдоль перемиčky и объясняется искажением поля скоростей газа при неосимметричном распределении масс (см., например, [20]). По-видимому, поле скоростей газа в центральной области NGC 1637 возмущено небольшим звездным баром длиной порядка сотен парсек, поэтому градиент V_{rot} в центре галактики можно определять только по разрезу $PA = 166^\circ$, который проходит почти перпендикулярно бару.

NGC 1964. Эта южная галактика ($\delta = -22^\circ$) типа Sb имеет хорошо развитую симметричную двухрукавную структуру. В ее окрестности нет галактик сопоставимой яркости.

На БТА была получена одна спектрограмма при положении щели примерно вдоль большой оси галактики. Кривая вращения простирается на $40''$ от центра и симметрична относительно $V_c = 1120$ км/с. Полученная оценка скорости ядра сильно (почти на 600 км/с) отличается от оценки, приведенной в каталоге RC2 [9].

Оптический радиус галактики R_0 составляет по RC2 примерно $165''$. Для галактик с экспоненциальным диском нормальной поверхностной яркости шкала диска $\alpha^{-1} \approx 0.3 R_0$, чему соответствует ожидаемое значение $R_m \approx 100''$ для максимума дисковой составляющей кривой вращения. Наблюдаемая кривая вращения замедляет свой рост значительно раньше. Для ее интерпретации требуется, помимо диска, более концентрированный к центру компонент — балдж галактики, гравитационное поле которого контролирует вращение в области роста $V(R)$.

Описание остальных наблюдавшихся галактик и обсуждение результатов будут даны в следующей статье.

Авторы благодарят О. М. Неизвестную, А. И. Шаповалову, В. П. Михайлова за помощь в наблюдениях.

Специальная астрофизическая

обсерватория АН СССР

Государственный астрономический

институт им. П. К. Штернберга

THE ROTATION OF INNER PARTS OF SPIRAL GALAXIES. II.

V. L. AFANASIEV, A. N. BURENKOV, A. V. ZASOV, O. K. SIL'CHENKO

The results of gas radial velocity measurements are presented for the inner regions (some kiloparsecs diameters) of spiral galaxies. Observations were carried out with the 6-meter telescope using a new digital image detector. The results for NGC 23, 157, 615, 1024, 1084, 1134, 1637, and 1964 are considered.

ЛИТЕРАТУРА

1. А. В. Засов, Г. А. Кязумов, *Астрон. ж.*, 60, 656, 1983.
2. G. C. Bales-Pillastrini, *Astron. and Astrophys.*, 172, 375, 1987.
3. А. М. Фридман, *Успехи физ. наук*, 125, 352, 1978.
4. А. Г. Морозов, *Астрон. ж.*, 56, 498, 1979.
5. А. Г. Морозов, М. В. Незлин, Е. Н. Снежкин, А. М. Фридман, *Успехи физ. наук*, 145, 160, 1985.
6. А. М. Fridman, A. G. Morozov, M. V. Nezlin, I. I. Pasha, V. L. Polyachenko, A. Yu. Rylov, E. N. Snezhkin, Yu. N. Torgashtn, A. S. Trubnikov, in "Observational Evidence of Activity in Galaxies", IAU Symp. N 121, eds. E. Ye. Khachikian et al., Dordrecht, 1987.
7. М. С. Аляевин, В. Л. Афанасьев, А. Б. Берлин, А. Н. Буренков, О. О. Завадская, *Сообщ. САО АН СССР (в печати)*, 1988.
8. А. В. Засов, О. К. Сильченко, *Письма в Астрон. ж.*, 13, 455, 1987 (статья I).
9. G. de Vaucouleurs, A. de Vaucouleurs, H. G. Corwin, *Second Reference Catalogue of Bright Galaxies*, Austin/London, 1976.
10. A. Sandage, *The Hubble Atlas of Galaxies*, Washington, 1961.
11. L. Bottinelli, L. Gouguenheim, G. Paturel, G. de Vaucouleurs, *Astron. and Astrophys. Suppl. Ser.*, 56, 381, 1984.
12. E. M. Burbidge, G. R. Burbidge, K. H. Prendergast, *Astrophys. J.*, 134, 874, 1961.
13. А. В. Засов, Г. А. Кязумов, *Письма в Астрон. ж.*, 7, 131, 1981.
14. H. C. Arp, *Atlas of Peculiar Galaxies*, Pasadena, 1966.
15. V. C. Rubin, D. Burstein, W. K. Ford, N. Thonnard, *Astrophys. J.*, 289, 81, 1985.
16. Г. А. Кязумов, *Письма в Астрон. ж.*, 7, 272, 1981.
17. E. M. Burbidge, G. R. Burbidge, K. H. Prendergast, *Astrophys. J.*, 137, 376, 1963.
18. P. Nilson, *Uppsala General Catalogue of Galaxies*, Uppsala, 1973.
19. P. Grosbøl, *Astron. and Astrophys. Suppl. Ser.*, 60, 261, 1985.
20. M. F. Duval, G. Monnet, *Astron. and Astrophys. Suppl. Ser.*, 61, 141, 1985.

УДК: 524.7

ГРУППЫ ГАЛАКТИК. I. ПРИНЦИПЫ ИДЕНТИФИКАЦИИ

А. П. МАГТЕСЯН

Поступила 4 мая 1987

Принята к печати 20 декабря 1987

Критически рассмотрены принципы идентификации групп галактик, предложенные Хукрой и Геллер, и даны физически более обоснованные критерии.

1. *Введение.* Изучение систем (групп) галактик связано с такими интересными вопросами, как а) оценки масс галактик ([1—4]) и ссылки в них), б) изучение связей между галактиками и их окрестностями (см., например, [5—8]), что важно для понимания эволюции галактик.

До настоящего времени опубликовано несколько списков систем галактик (см., например, [1, 3, 9—13]).

Хукра и Геллер [8], критически рассмотрев некоторые предыдущие работы, предложили новый метод идентификации групп галактик, который хорошо определен, объективен и легко применим. Согласно их методу, из списка, ограниченного видимой звездной величиной и с полными данными лучевых скоростей, сначала выбирается произвольная галактика, а затем в ее окрестности ищутся соседи по следующим критериям:

$$D_{12} = 2 \frac{V}{H} \sin\left(\frac{\vartheta}{2}\right) \leq D_L(V_1, V_2, m_1, m_2),$$

$$V_{12} = |V_1 - V_2| \leq V_L(V_1, V_2, m_1, m_2),$$

где $V = (V_1 + V_2)/2$; V_1, V_2, m_1, m_2 — лучевые скорости и видимые звездные величины первой и второй галактики соответственно, ϑ — угловое расстояние, D_{12} — проекция линейного расстояния между ними на небесную сферу, H — постоянная Хаббла, а функции D_L и V_L определяются формулами (1) и (2) (см. ниже).

Удовлетворяющие этим критериям соседи считаются членами группы. Далее рассматриваются окрестности уже выбранных таким образом членов группы и тем же методом находятся новые соседи. Этот процесс продолжается до тех пор, пока не будут выявлены все члены группы.

Для определения величин D_L и V_L предполагается, что функция светимости $\Phi(M)$ галактик не зависит от их расстояния и положения. Что-

бы учесть изменение наблюдаемой функции светимости от расстояния, вышеупомянутые авторы принимают:

$$D_L = D_0 R, \quad V_L = V_0 R, \quad (1)$$

где

$$R = \left[\int_{-\infty}^{M_{12}} \Phi(M) dM / \int_{-\infty}^{M_{lim}} \Phi(M) dM \right]^{-1/3}, \quad (2)$$

$$M_{lim} = m_{lim} - 25 - 5 \lg(V_F/H),$$

$$M_{12} = m_{lim} - 25 - 5 \lg(V/H),$$

D_0 — предельное расстояние в проекции, а V_0 — предельная разница лучевых скоростей на расстоянии, соответствующим $V_F = 1000$ км/с, m_{lim} — предельная звездная величина галактик выборки.

Отметим, что процедура выбора пар, использованная Хукрой и Геллер, коммутативная: если первая галактика находит вторую в качестве соседа, то вторая галактика обязательно находит первую. Это означает, что для данных D_0 и V_0 группы выявляются однозначно.

Описанную выше технику можно легко применить для целой сетки параметров D_0 и V_0 , с целью изучения чувствительности характеристик групп к этим параметрам. Таким образом, Хукра и Геллер нашли те области значений этих параметров, где характеристики групп мало чувствительны к ним.

Наряду с достоинствами «попарной техники», предложенной Хукрой и Геллер [3], в выборе соседа имеются также недостатки.

Не вполне корректно считать D_L одинаковым для галактик с разными массами (светимостями), находящихся на данном расстоянии. Для слабых галактик эта величина должна быть меньше.

Поскольку D_L является функцией расстояния, то не очень компактные группы, состоящие, в основном, из ярких галактик (т. е. имеющие аномальную функцию светимости), на близких расстояниях (где D_L меньше) могут быть не выявлены, либо выявлены не все члены. В частности, возможно, что они искусственно будут разбиты на несколько групп. С другой стороны, на больших расстояниях (где D_L больше), не исключается возможность объединения некоторых галактик в ложную группу или причисления к искомой группе ложных членов. Это может привести, в свою очередь, к увеличению дисперсии скоростей групп с увеличением расстояния.

Определение V_L с помощью (1) и (2) также приведет к увеличению числа ложных групп и ложных членов групп, а также к росту дисперсии скоростей галактик в них с увеличением расстояния.

Как отмечают сами авторы, число ложных членов групп и дисперсия скоростей галактик в них оказываются функциями расстояния [3, 12].

Целью настоящей работы является нахождение физически более обоснованных критериев идентификации групп галактик, которые устранили бы или же заметно смягчили отмеченные недостатки и сохраняли бы основные достоинства метода Хукри и Геллер [3].

2. Критерии отбора. Отличие нашего метода идентификации групп от метода Хукри и Геллер [3] заключается в новом подходе к отбору соседней галактики.

Для нахождения соседа у данной галактики с физической точки зрения правильнее использовать не расстояние, а параметры, которые определяют гравитационное взаимодействие между галактиками, например:

$$1) \frac{\max(\mathcal{M}_1, \mathcal{M}_2)}{r_{12}}, \quad 2) \frac{\max(\mathcal{M}_1, \mathcal{M}_2)}{r_{12}^2},$$

где $\mathcal{M}_1$ и $\mathcal{M}_2$ — массы галактик, а r_{12} — расстояние между ними.

Второй параметр использован в работе Тулли [11], где для выявления групп галактик предложена «силовая иерархическая техника». В дальнейшем эта техника с некоторыми изменениями была применена Венником [13]. Отметим, что иерархический метод группировки впервые описан Матерном [10].

Для идентификации групп галактик нам кажется более обоснованным использование первого параметра, который, кроме этого, предъявляет более жесткое требование для выявления физически реальных систем.

Мы считаем, что две галактики являются соседями, если одна из них находится в сильном гравитационном поле другого, а разница их лучевых скоростей меньше некоторой определенной величины. Учитывая также, что масса галактики пропорциональна ее светимости, наши критерии условия соседства можно написать в следующем виде:

$$\frac{\max(k_T L_1, k_T L_2)}{D_{12}} \geq E_0, \quad (3)$$

$$|V_1 - V_2| \leq V_0, \quad (4)$$

где V_1 и V_2 являются лучевыми скоростями первой и второй галактики, соответственно, а D_{12} — расстояния между ними в проекции на небесную сферу. L_1 и L_2 — светимости галактик, k_T и k_L — коэффициенты, зависящие от морфологических типов галактик. В сущности это — отношение чешских типов галактик [7, 41], то для эллиптических и линзовидных галактик величин $\mathcal{M}/L$ для данного морфологического типа галактик к аналогичной величине для спиральных галактик (т. е. $k_s = 1$). Поскольку исследования последних лет показали, что величины $\mathcal{M}/L$ слабо зависят от морфологических типов галактик [2, 14], то для эллиптических и линзовидных галактик можно принять $k_E = k_L = 1 + 2$.

При ограничении разности лучевых скоростей с помощью (4) принимается, что внутри групп нет зависимости скоростей галактик от их масс (светимостей), т. е. мы придерживаемся гипотезы о равномерно распределенных скоростях, что не противоречит наблюдениям [15—17].

Для определения значений параметров E_0 и V_0 , при которых группы будут наиболее реальными физическими (динамическими) ассоциациями, составляются описки групп для целой сетки значений этих параметров и выбирается участок $E_0^{(1)} \leq E_0 \leq E_0^{(2)}$, $V_0^{(1)} \leq V_0 \leq V_0^{(2)}$, где средние характеристики групп слабо зависят от этих значений. При этом число выявленных систем должно быть ближе к максимальному.

Покажем, что в предложенном методе идентификации групп галактик нет необходимости учета изменения наблюдаемой функции светимости от расстояния, в довольно широком диапазоне расстояний.

Ясно, что при выявлении группы, галактики разных светимостей играют разную роль. Определим, галактики какой светимости играют в идентификации наименьшую роль. Предположим, что процедура отбора группы применяется для галактик с фиксированной абсолютной звездной величиной M . Очевидно, что чем больше радиус нахождения соседа для галактик данной светимости (который пропорционален их светимости $L = C \cdot 10^{-0.4M}$, см. (3)) и чем меньше среднее расстояние между ними (пропорциональное $\Phi(M)^{-1/3}$), тем большую роль играют эти галактики при выявлении группы. Поэтому для решения поставленной задачи необходимо рассмотреть ход изменения величины $\eta(M) = 10^{-0.4M} \Phi(M)^{1/3}$ от M . С этой целью воспользуемся функцией светимости галактик CfA обзора [18], которая приведена в работе [12]. Вычисления показывают, что с уменьшением значения M до $M = -20.5$ ($H = 100$ км с⁻¹ Мпк⁻¹), $\eta(M)$ монотонно возрастает, а затем убывает (табл. 1).

Таблица 1

M	$\eta(M)$	M	$\eta(M)$	M	$\eta(M)$
-13.0	$6.72 \cdot 10^4$	-17.0	$1.79 \cdot 10^6$	-20.5	$1.35 \cdot 10^7$
-14.0	$1.54 \cdot 10^5$	-18.0	$3.87 \cdot 10^6$	-21.0	$1.19 \cdot 10^7$
-15.0	$3.52 \cdot 10^5$	-19.0	$7.76 \cdot 10^6$	-22.0	$3.04 \cdot 10^6$
-16.0	$7.98 \cdot 10^5$	-20.0	$1.25 \cdot 10^7$		

Таким образом, при идентификации групп по предложенному нами методу, до $M = -20.5$, решающую роль играют галактики высоких светимостей. Поскольку для выявления групп в качестве исходного списка нами использован CfA обзор [18], а галактики с $M = -20.5$ достигают предель-

ной звездной величины этого обзора ($m_{\text{lim}} = 14.5$) на расстоянии 100 Мпк* (в объеме, соответствующему этому расстоянию, находятся почти все галактики выборки), то исключается необходимость учета изменения наблюдаемой функции светимости галактик от расстояния, т. е. нет необходимости использования функции светимости галактик.

Определение значений выборочных параметров $E_0^{(1)}$, $E_0^{(2)}$, $V_0^{(1)}$ и $V_0^{(2)}$, а также список групп и их некоторые характеристики будут приведены в следующей статье. Здесь для сравнения приводим лишь зависимости дисперсии скоростей галактик от средних лучевых скоростей для групп определенных по нашим критериям (рис. 1) и по критериям [12] (рис. 2). В обоих случаях использована одна и та же выборка галактик [18].

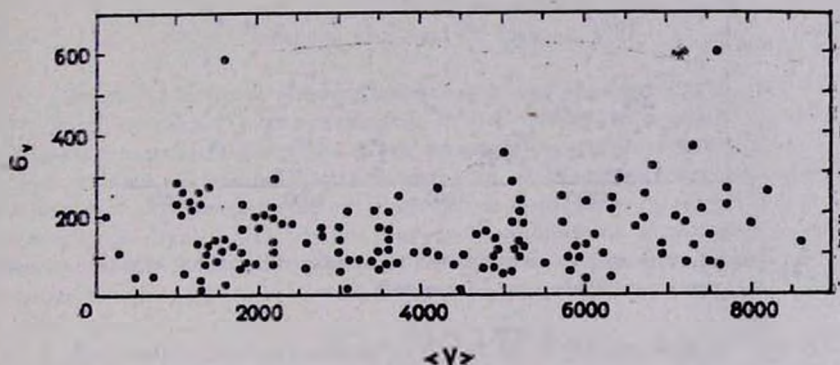


Рис. 1. Зависимость дисперсий скоростей галактик от средних лучевых скоростей для групп, определенных по нашим критериям.

В первом случае (рис. 1) нет заметной корреляции между рассматриваемыми величинами, а во втором — коэффициент корреляции ($\rho = 0.50 \pm 0.06$) значительно отличается от нуля (на уровне значимости 10^{-3}).

Автор благодарен Э. Е. Хачикяну, Г. А. Арутюняну, М. А. Оганни-сяну и И. Д. Караченцеву за полезное обсуждение и ценные замечания.

Бюраканская астрофизическая
обсерватория

GROUPS OF GALAXIES. I. IDENTIFICATION PRINCIPLES

A. P. MAHTESSIAN

The identification principles of groups of galaxies suggested by Huchra and Geller are critically discussed. Physically more improved criteria are given.

* Галактическое поглощение не учтено.

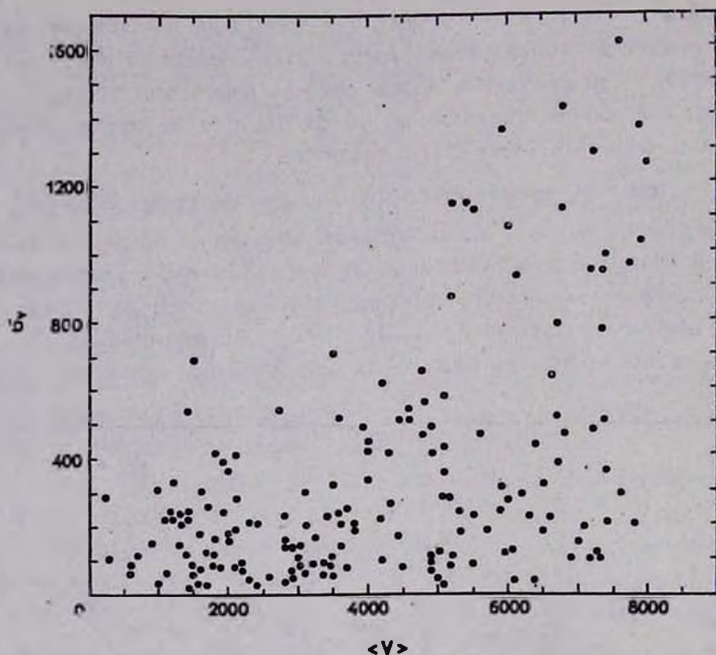


Рис. 2. Зависимость дисперсий скоростей галактик от средних лучевых скоростей для групп, определенных по критериям Геллер и Хукри [12].

ЛИТЕРАТУРА

1. И. Д. Караченцев, Проблемы космической физики, 5, 201, 1970.
2. S. Faber, J. Gallagher, *Annu. Rev. Astron. and Astrophys.*, 17, 135, 1979.
3. J. P. Huchra, M. J. Geller, *Astrophys. J.*, 257, 423, 1982.
4. M. Mezzetti, A. Pisani, G. Giuricin, F. Mardirossian, *Astron. and Astrophys.*, 143, 189, 1985.
5. G. Gsaler, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, 183, 633, 1978.
6. М. А. Смирнов, Б. В. Комберг, *Астрофизика*, 16, 431, 1980.
7. М. А. Аракелян, А. П. Магтесян, *Астрофизика*, 17, 53, 1981.
8. А. П. Магтесян, *Сообщ. Бюракан. обсерв.*, 53, 102, 1982; 57, 13, 21, 1985.
9. Ф. В. Байер, Г. Турш, *Астрофизика*, 15, 33, 1979.
10. J. Materne, *Astron. and Astrophys.*, 63, 401, 1978.
11. R. B. Tully, *Astrophys. J.*, 237, 390, 1980.
12. M. J. Geller, J. P. Huchra, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, 52, 61, 1983.
13. J. Vennik, *Tartu Astron. Observ. Teated*, 73, 3, 1984.
14. И. Д. Караченцев, *Астрофизика*, 16, 217, 1980.
15. H. J. Rood, T. L. Page, E. C. Kintner, I. R. King, *Astrophys. J.*, 175, 627, 1972.
16. S. M. Kent, J. E. Gunn, *Astron. J.*, 87, 945, 1982.
17. S. M. Kent, W. L. Sargent, *Astron. J.*, 88, 697, 1983.
18. J. Huchra, M. Davis, D. Latham, J. Tonry, *Astrophys. J. Suppl.*, 52, 89, 1983.
19. T. K. Menon, P. Hickson, *Astrophys. J.*, 296, 60, 1985.
20. G. Giuricin, F. Mardirossian, M. Mezzetti, *Astron. and Astrophys. Suppl. Ser.*, 62, 157, 1985.

УДК: 524.7—77

ГАЗОДИНАМИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ ФОРМИРОВАНИЯ ПРОТЯЖЕННЫХ КОМПОНЕНТОВ ВНЕГАЛАКТИЧЕСКИХ РАДИОИСТОЧНИКОВ ТИПА FR-I

С. С. КОМИССАРОВ

Поступила 25 июня 1987

Принята к печати 20 декабря 1987

Обсуждаются вопросы теории формирования протяженных компонентов радиоизлучения внегалактических радиоисточников. Показывается, что в рамках единого газодинамического подхода, основанного на представлении о струйном истечении из ядер активных галактик, можно объяснить качественно различные структуры источников разной мощности. Предполагается, что особенности морфологии радиогалактик низкой радиосветимости (типа FR-I) обусловлены турбулизацией их струйных течений. Приводятся уравнения Рейнольдса для стационарной трансзвуковой турбулентной струи, которые замкнуты в рамках феноменологической теории длины смещения Прандтля.

1. *Введение.* Значительный прогресс в развитии инструментальной базы радиоастрономии, связанный с созданием таких систем апертурного синтеза, как VLA и MERLIN, а также совершенствованием РСДБ-методов, привел к тому, что в понимании физики внегалактических радиоисточников произошли существенные изменения. Полученные с помощью этих инструментов данные о тонкой структуре радиогалактик и квазаров показали несостоятельность наиболее популярных ранее представлений о формировании областей радиоизлучения. Такие интенсивно развиваемые в последние годы модели, как магнитосферная [1], плазмонидная [2] или модель компактных тел [3] уже сейчас представляют, по-видимому, только исторический интерес, поскольку выявились принципиальные трудности согласования их с наблюдениями. Хорошие обзоры этих моделей можно найти в работах [4, 5].

Пожалуй, самым важным достижением современной внегалактической радиоастрономии является выяснение того факта, что «струйные выбросы» — узкие образования, связывающие радиоядро с внешними протяженными компонентами, являются типичными элементами структуры радиоисточников. С одной стороны, это еще один очень сильный аргумент в пользу концепции Амбарцумяна о том, что феномен мощного радиоисточ-

ника является одним из проявлений активности ядра галактики, с другой стороны,— решающее свидетельство в пользу того, что передача энергии из ядра галактики в протяженные радиокомпоненты осуществляется непрерывным образом и их мощное радиоизлучение обусловлено текущей активностью ядра. Согласно современной точке зрения «струйные выбросы» — это каналы, по которым энергия передается из ядра в удаленные от него на сотни килопарсек области радиоизлучения. В рамках такого подхода главными вопросами в теории внегалактических радиоисточников являются вопросы о том, в какой форме происходит передача энергии по этим каналам (т. е. какова физика струйных выбросов?) и как они формируются ядром галактики? Очевидно, что, не ответив на первый из них, нельзя ответить и на второй, поэтому следует считать вопрос о физике струйных выбросов на сегодняшний день основным. Несмотря на успехи современной радиоастрономии представляется, что уверенно ответить на этот вопрос довольно сложно, поскольку нынешние инструменты и методы поставляют обильную информацию лишь о структуре струйных выбросов (протяженных компонентов). Более-менее определенные данные можно получать о магнитных полях и релятивистских электронах, собственно и генерирующих синхротронное излучение, но и здесь при их обработке приходится пользоваться гипотезой равномерного распределения, что позволяет определить лишь нижнюю границу для энергии, которая заключена в этих компонентах. (Соответственно, можно сделать вывод о том, что требования, которые сегодня наблюдения предъявляют теории, состоят в основном в непротиворечивом описании структуры источников, спектра их синхротронного излучения и энергетики).

Самой популярной сейчас моделью переноса энергии в струйных выбросах является газодинамическая модель, наиболее четко впервые сформулированная в работе Блэндфорда и Риса 1974 г. [6]. В ней предполагается, что струйный выброс представляет собой сверхзвуковое газодинамическое течение, и перенос энергии из ядра в протяженные компоненты осуществляется в форме кинетической энергии этого течения. При условии устойчивости и незначительной внутренней диссипации такой механизм позволяет, практически без потерь, переносить энергию на очень большие расстояния, характерные для радиогалактик и квазаров. Газодинамика предсказывает, что при распространении сверхзвуковой струи во внешнем, более холодном газе в ее головной части (со временем удаляющейся от ядра) формируется система сильных ударных волн, включающая лидирующую изогнутую ударную волну во внешнем газе и диск Маха собственно в теле струи (рис. 1а; [6—8]). Распределение градиентов давления в этой области приводит к тому, что линии тока, разотретога на ударном фронте газа струи, отклоняются сначала в направлении поперек струи, а затем в направлении родительской галактики. Расширяющееся обратное

течение формирует «кокон», окружающий истекающую из ядра галактики струю и окруженный, в свою очередь, оболочкой из разогретого на лидирующем ударном фронте межгалактического газа. Привлекая процессы усиления магнитного поля и ускорения релятивистских частиц на фронтах ударных волн, можно изящно интерпретировать основные особенности структуры мощных внегалактических источников радиоизлучения. «Горячее пятно» естественно связать с диском Маха, в области которого проис-

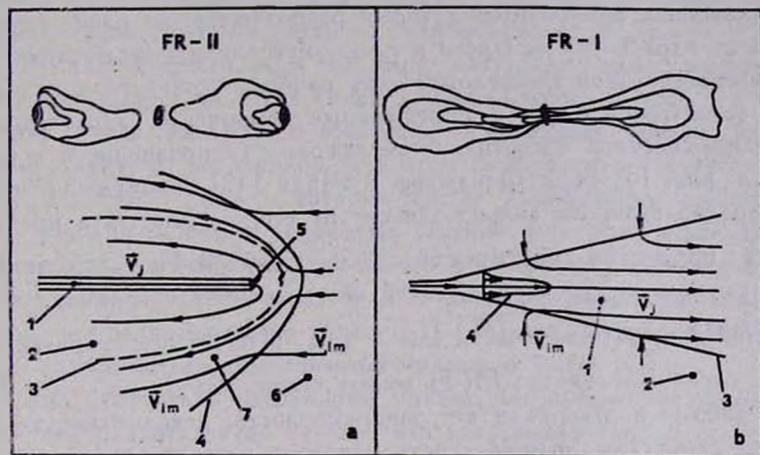


Рис. 1. Формирование протяженных компонентов радиосточников различных типов по классификации Фанароффа—Райли в рамках газодинамической модели: а) Радиосточник типа FR-II и схема формирования его протяженных компонентов при взаимодействии сверхзвуковой ламинарной струи с внешним газом. 1—сверхзвуковая струя, 2—область обратного течения (кокон; lobe), 3—поверхность контактного разрыва, разделяющая газ кокона и разогретый на ударном фронте межгалактический газ — 7, 4—изогнутая ударная волна в межгалактическом газе, 5—рабочая поверхность (ударный фронт на конце струи); область диссипации кинетической энергии струи, 6—невозмущенный межгалактический газ. б) Радиосточник типа FR-I и схема формирования его протяженных компонентов при «вязком» взаимодействии турбулентной струи с внешним газом. 1—турбулентная струя; в каждой ее точке происходит диссипация кинетической энергии, 2—втекающий в струю внешний газ, 3—граница турбулентной струи; ее расширение определяется в основном вязкими напряжениями, 4—профиль V_z — компонента скорости турбулентной струи, — линии тока газа.

ходит переработка кинетической энергии течения в энергию магнитного поля, синхротронных и тепловых частиц. Протяженные компоненты (lobes) — с коконами, в которые релятивистские электроны и магнитные поля сносятся из горячего пятна конвективным образом, что сопровождается адиабатическим понижением поверхностной яркости. Крестообразные структуры протяженных компонентов ряда мощных источников [9] легко объяснить взаимодействием обратных течений коконов с газом га-

лактики и между собой. Наконец, струйные выбросы, соединяющие ядра и горячие пятна мощных источников (например, [10, 11]), отождествляются собственно со струями. Возможность газодинамической интерпретации этих и многих других структурных особенностей внегалактических радиоисточников, облегчение проблем, связанных с их огромным энерговыделением, и объясняют популярность газодинамической модели среди астрофизиков (хороший обзор по этим и другим вопросам дан в работе [12]).

Однако, кроме источников с горячими пятнами, наиболее яркие области протяженных компонентов которых расположены на наибольших расстояниях от ядра («уярчающиеся к краю» источники), существуют источники качественно иной морфологии — их наиболее яркие области расположены в окрестности ядра, а протяженные компоненты характеризуются спадом поверхностной яркости к периферии («уярчающиеся к центру» источники; рис. 1b; [4]). Фонарофф и Райли [13] обнаружили, что морфология радиоисточника сильно зависит от его светимости, а именно, существует пороговая светимость $L_{178\text{MHz}} \simeq 10^{26} \text{ Вт Гц}^{-1}$, разделяющая объекты различной структуры. Почти все источники с горячими пятнами (класс FR-II) имеют светимость $L_{178} > L_{178}^*$ и почти все «уярчающиеся к центру» источники (класс FR-I) имеют светимость $L_{178} < L_{178}^*$. Последующие работы подтвердили эту закономерность, показывающую, что за различием структуры должно стоять различие физики источников. Более того, исследования функции светимости радиогалактик (распределение радиогалактик по светимости) показали, что в окрестности L^* она терпит излом, становясь более крутой для мощных радиоисточников [14]. Эти и другие данные показывают, что модель Блэндфорда и Риса не описывает все разнообразие наблюдаемых структур, и требуется дальнейшее развитие основ теории внегалактических радиоисточников.

Довольно естественно предположить, что радиогалактики класса FR-I могут образовываться в результате эволюции радиогалактик класса FR-II, связанной с выключением формирующей струю «центральной машины». Тем не менее, такое простое объяснение не соответствует наблюдаемой редкости мощных источников без горячих пятен [15]. Более того, тот факт, что практически у всех исследованных на VLA радиогалактик класса FR-I обнаружены струйные выбросы и компактные центральные источники [16], говорит скорее об обратном, о продолжающейся поставке энергии из активного ядра в протяженные компоненты. Тот же вывод можно сделать, анализируя свойства «хвостатых» радиогалактик, которые выделяются среди других объектов класса FR-I лишь деформацией протяженных компонентов, обусловленной быстрым движением родительской галактики через плотную межгалактическую среду скопления галактик [4, 12]. В качестве аргумента против эволюционной модели можно выдвинуть и

отсутствие у FR-I источников крестообразных структур, свойственных протяженным компонентам источников класса FR-II [9].

Альтернативная модель формирования FR-I-структур, использующая особенности распространения турбулентных струй, была независимо предложена в работах [17, 18] (в известных работах [6, 7] рассматривались ламинарные сверхзвуковые струи и объяснялись FR-II-структуры). Надо отметить, что газодинамическая турбулентность и ранее привлекалась при теоретическом исследовании радиогалактик, например, в работе [19] для анализа влияния турбулентности на релятивистские РСДБ-струи или в работе [20] для осуществления генерации магнитного поля непосредственно в радиоизлучающих областях (вместо конвективного выноса его из ядра). В данном случае речь идет о возможности описания общей крупномасштабной структуры источников, и в этом смысле представляется, что модель турбулентной струи, о которой пойдет дальше речь, завершает применение газодинамических струйных течений в теории внегалактических радиоисточников. Необходимость такого дополнения обусловлена тем, что радиогалактики типа FR-I представляют собой более многочисленный класс объектов, чем радиогалактики типа FR-II [14], и поэтому описание их морфологии на основе газодинамической модели не менее важно.

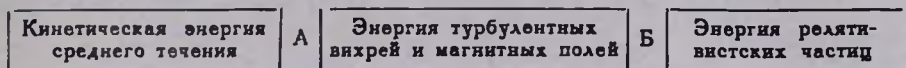
Нужно отметить и следующий момент. Параметры газодинамических моделей для радиогалактик таковы, что нарушается известное условие их применимости $l_k \ll L$ (где l_k — средний свободный пробег на кулоновских столкновениях, а L — характерный масштаб системы), которое используется для вывода уравнений газодинамики из кинетической теории. Широко распространено мнение, что вследствие коллективных процессов в плазме роль среднего свободного пробега может играть ларморовский радиус a (удовлетворяющий в нашем случае соотношению $a \ll L$ [21]), хотя строго доказать это еще не удалось. Тем важнее показать, что газодинамический подход может успешно объяснять все многообразие наблюдаемых структур радиоисточников.

Формулируя модель турбулентной струи для протяженных компонентов радиоисточников типа FR-I, мы не будем рассматривать вопрос о механизме формирования струй в активных ядрах родительских галактик. Представляется весьма вероятным, что из-за отсутствия подробной наблюдательной информации о «центральных машинах» активных ядер он еще долгое время будет оставаться открытым, хотя многочисленные теоретические работы, выполненные на сегодняшний день, показывают что формирование струйных выбросов, по-видимому, можно объяснить, не выходя за рамки современной физики [12]. Исследуя различия крупномасштабных структур источников различных типов, мы будем рассматривать струйное истечение из ядра галактики наблюдаемым фактом и исследовать эффекты дальнейшего распространения струи.

2. *Модель турбулентной струи.* Основой для построения этой модели послужили лабораторные исследования турбулентных газовых струй: их результаты изложены в большом числе монографий (например, [22, 23]), так как имеют большое прикладное значение. Краткая сводка свойств турбулентных струй такова. Турбулизация струй происходит, если число Рейнольдса превышает некоторое критическое значение $Re \approx 10^3 \div 10^4$. При выполнении этого требования на границе струи возникает турбулентный слой, который расширяется в область внешней среды и внутрь потенциального ядра течения, приводя в результате к его полной турбулизации. Турбулентное смешение на границе, сопровождающееся диффузионным переносом импульса и тепла, приводит к тому, что и в дальнейшем происходит уширение струи, темп которого зависит от числа Маха течения. Кроме того, инициируется ламинарное течение во внешней среде, которое приводит к затягиванию ее вещества в струю конвективным образом. Диффузионные члены обеспечивают гладкость профилей скорости, плотности, температуры и концентрации примеси поперек струи; давление при этом практически не меняется. Следствием увлечения вещества внешней среды и диссипации кинетической энергии является постепенное уменьшение скорости вдоль оси струи. Турбулентная теплопроводность приводит к постепенному выравниванию температур (плотностей) струи и внешней среды. Кроме того, вдоль оси уменьшается число Маха и, если течение первоначально было сверхзвуковым, происходит переход через скорость звука. Поток кинетической энергии вдоль оси струи монотонно уменьшается (вследствие диссипации), поток импульса сохраняется, а поток массы растет (вследствие увлечения вещества внешней среды).

На основании этих данных модель турбулентной струи для радиогалактик класса FR-I (рис. 1b) предполагает, что и «струйный выброс», и протяженный компонент, расположенные по одну сторону от ядра родительской галактики, представляют собой единое прямое струйное течение, увеличение поперечного размера которого обусловлено не адиабатическим расширением в области меньшего давления [6], а турбулентным перемешиванием. (Так получает объяснение значительно более быстрый темп бокового расширения струйных выбросов в FR-I—по сравнению с FR-II-источниками [24]). На конце подобной широкой струи уже, естественно, не может образоваться такая компактная деталь, как горячее пятно; полные потоки импульса и энергии распределены по значительно большей площади сечения, чем в струе FR-II-источника. В случае же перехода течения в дозвуковой режим предотвращается образование на конце струи сколь-либо заметного уярчения, связанного с процессами на фронте ударной волны, которого в данном случае просто не возникает. Нужно заметить, что в модели турбулентной струи также предполагается, что перенос энергии из ядра галактики в протяженные компоненты осуществляется в

виде кинетической энергии газодинамического течения. Но если в модели ламинарной струи [6] преобразование этой энергии в энергию релятивистских частиц и магнитных полей осуществляется в ограниченной области «горячего пятна», то в модели турбулентной струи этот процесс происходит на любом ее участке по следующей цепочке:



Хотя большинство астрофизиков убеждено, что такие процессы имеют место для внегалактических радионисточников, детальная физика перехода «Б» (промежуточные формы энергии?) неясна. Одно из предположений состоит, например, в том, что вихри газодинамической (крупномасштабной) турбулентности генерируют механизмом Лайтхилла гидромагнитные волны, которые ускоряют релятивистские частицы в ходе резонансных взаимодействий [25]. Большая поверхностная яркость областей, расположенных ближе к ядру родительской галактики, обусловлена в этом случае более интенсивной диссипацией кинетической энергии, связанной с большими градиентами средней скорости течения в этой области.

Дополнительным механизмом диссипации (и, следовательно, ускорения частиц) на начальных участках струй ($z \lesssim 25$ кпк) может быть диссипация на ударных волнах, которые связывают с наблюдаемыми в этих областях «узлами» повышенной яркости и которые могут возникать в сверхзвуковых течениях в силу разнообразных причин [7, 12, 26, 27]. Аргументами в пользу ускорения частиц и усиления магнитного поля непосредственно в теле струйных выбросов могут служить гораздо более медленный спад их поверхностной яркости, по сравнению с тем, что требуют адиабатические модели [16], и слишком большие значения напряженности магнитного поля по сравнению с тем, что следует ожидать, если они просто выносятся из окрестности «центральной машины» [12, 20]. Кроме этих процессов, более медленному спаду поверхностной яркости также способствует осевое сжатие струи, связанное с ее замедлением [28]. Существуют наблюдательные данные, требующие ускорения частиц и в протяженных компонентах некоторых радионисточников [29—31].

3. Уравнения распространения турбулентных струй. Анализ наблюдательных данных о струйных выбросах в источниках типа FR-I показывает, что они должны иметь скорости $v \ll c$ [16, 12], и поэтому применим аппарат классической газодинамики. Обычная процедура получения уравнений Рейнольдса [22] для стационарных осесимметричных, незакрученных, сжимаемых турбулентных струй приводит к уравнениям вида:

$$\begin{aligned}
 \rho v_r^* &= \rho v_r - D_r \frac{\partial \rho}{\partial r}, \\
 \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r \rho v_r^*) + \frac{\partial}{\partial r} (\rho v_z) &= 0, \\
 \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} r \left(\rho v_r^* v_z - E \rho \frac{\partial v_z}{\partial r} \right) + \frac{\partial}{\partial z} (\rho v_z^2) &= \rho F_z - \frac{\partial P}{\partial z}, \\
 \frac{\partial P}{\partial r} &= 0, \\
 \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} r \left[\rho v_r^* \left(\frac{v_z^2}{2} + c_p T \right) - E \rho v_z \frac{\partial v_z}{\partial r} - D_r c_p \rho \frac{\partial T}{\partial r} \right] + \\
 + \frac{\partial}{\partial z} \rho v_z \left(\frac{v_z^2}{2} + c_p T \right) &= \rho v_z F_z.
 \end{aligned} \tag{1}$$

где D_ρ , D_T и E — соответственно коэффициенты турбулентного переноса массы, тепла и импульса, F_z — компонент силы тяжести вдоль оси струи, v_r^* — эффективная поперечная скорость, отражающая совместное действие конвективного и турбулентного переноса массы.

Вне струи $D_\rho \frac{\partial \rho}{\partial r} = 0$ и, следовательно, $v_r^* = v_r$. В рамках модели турбулентности Прандля [22, 23], которая неплохо описывает лабораторные течения и содержит небольшое число параметров, определяемых из опыта

$$E = l^2 \left| \frac{\partial v_z}{\partial r} \right|, \quad D_\rho = E/Sc, \quad D_T = E/Pr, \quad l = \beta R_j, \tag{2}$$

где Sc и Pr — константы, l и R_j — соответственно длина перемешивания (размер вихря) и радиус струи. Согласно работе [32]

$$\beta = \alpha \times \begin{cases} 0.09, & M_j^c < 1.2, \\ 0.09 - (M_j^c - 1.2)^{1/2}/42, & 1.2 \leq M_j^c \leq 3.6, \\ 0.053, & 3.6 < M_j^c \leq 4.8, \end{cases} \tag{3}$$

где M_j^c — число Маха на оси струи, а $\alpha = 1$, но мы будем использовать α как параметр. Так как от Sc зависит только v_r внутри струи, то в уравнениях (1) фактически только два параметра, α и Pr . При анализе распространения турбулентных струй в неоднородных атмосферах, помимо обычных условий применимости системы (1), возникает также условие «теплового удержания». В случае ламинарных струй оно имеет вид [32]: $l_j \ll l_a$,

где l_a — характерный масштаб изменения внешнего давления, а $l_j = R_j M_j$ — расстояние, которое проходит струя, прежде чем ее внутренние области отреагируют на изменение внешнего давления. В противном случае струя переходит в режим свободного распространения или в режим повторного удержания после разогрева ударными волнами. В случае турбулентных струй

$$l_j = \int_0^{R_j} M_j(r) dr. \quad (4)$$

Из системы (1) нетрудно получить уравнение для кинетической энергии среднего течения:

$$\begin{aligned} \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} r \left(\rho v_r \frac{v_z^2}{2} - E \rho v_z \frac{\partial v_z}{\partial r} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(v_z \rho \frac{v_z^2}{2} \right) = \\ = \rho v_z F_z - v_z^{(*)} \frac{\partial p}{\partial z} - \rho E^{(**)} \left(\frac{\partial v_z}{\partial r} \right)^2, \end{aligned} \quad (5)$$

где символами (*) и (**) указаны соответственно работа сил давления и диссипативный член.

Граничные условия в задаче имеют вид

$$\begin{aligned} \left. \frac{\partial v_z}{\partial r} \right|_{r=0} = 0, \quad \left. \frac{\partial p}{\partial r} \right|_{r=0} = 0, \quad v_r|_{r=0} = 0, \\ v_r|_{r=r_0} = u_e(z), \quad \rho|_{r=r_0} = \rho_e(z), \quad P|_{r=r_0} = P_e(z), \\ v_z|_{z=z_0} = u(r), \quad \rho|_{z=z_0} = d(r), \end{aligned} \quad (6)$$

где u_e , ρ_e , P_e — функции, описывающие поведение внешней среды, а u и d — профили z -компонента скорости и плотности в начальном сечении.

4. **Заключение.** Наличие двух типов радиоисточников качественно различной структуры, которое нашло отражение в классификации Фонарофа—Райли, со всей очевидностью требует развития газодинамической модели Блэндфорда и Риса [6], успешно описывающей морфологические особенности мощных радиоисточников типа FR-II. На наш взгляд, наиболее естественный путь такого развития связан с учетом роли турбулентности, которая, как показывают лабораторные эксперименты, сильно изменяет характер течения. Возможность непринужденного качественного объяснения основных особенностей FR-I-источников, сохраняя ключевое положение о переносе энергии из ядра активной галактики в протяженные компоненты

в виде кинетической энергии струйного течения [6], представляет очевидное преимущество модели турбулентной струи перед другими возможными моделями.

Сложность системы уравнений Рейнольдса определяет два возможных пути количественного решения задачи о распространении турбулентной струи в неоднородной внешней среде с учетом силы плавучести. Проще всего использовать интегральный метод [23, 17], который позволяет относительно легко оценить поведение осевых значений газодинамических параметров струй и их интегральных характеристик. Недостатком этого метода является необходимость априорного задания поведения ряда характеристик течения.

Другой путь состоит в численном решении системы дифференциальных уравнений (1). Недостаток этого метода связан с феноменологическим характером теории анизотропной турбулентности, требующим контроля степени ее применимости. Описание численного метода и результаты численных расчетов распространения турбулентных струй во внешних атмосферах различных типов будут изложены в последующих работах.

Физический институт

им. П. Н. Лебедева АН СССР

THE HYDRODYNAMIC MODEL OF RADIOLOBE FORMATION IN FR-I-TYPE EXTRAGALACTIC RADIO SOURCES

S. S. KOMISSAROV

The theoretical problems of the radiolobe formation in extragalactic radio sources are discussed. It is shown that the differences in the radiolobe morphology of the sources with high and low radio luminosities can be explained in the model of jet-like flows from active galactic nuclei. It is supposed that peculiarities of low luminosity radiogalaxies (FR-I-type) are connected with their jet turbulization. Reynold equations for the stationary transsonic turbulent jet closed on the base of Prandtl mixing length model are presented.

ЛИТЕРАТУРА

1. W. J. Jaffe, G. C. Perola, *Astron. and Astrophys.*, 26, 423, 1973.
2. D. S. De Young, W. I. Axford, *Nature*, 216, 129, 1967.
3. G. R. Burbidge, *Nature*, 216, 1287, 1967.
4. G. Milay, *Ann. Rev. Astron. and Astrophys.*, 18, 165, 1980.
5. D. S. De Young, *Ann. Rev. Astron. and Astrophys.*, 14, 447, 1976.
6. R. D. Blandford, M. J. Rees, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, 169, 395, 1977.

7. *M. N. Norman, L. Smarr, K.-H. A. Winkler, M. P. Smith*, *Astron. and Astrophys.*, 113, 285, 1982.
8. *M. D. Smith, M. L. Norman, K.-H. A. Winkler, L. Smarr*, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, 214, 67, 1985.
9. *J. P. Leahy, A. G. Williams*, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, 210, 929, 1984.
10. *R. Linfield, R. Perley*, *Astrophys. J.*, 279, 60, 1984.
11. *R. Perley, J. W. Dreher, J. J. Cowan*, *Astrophys. J.*, 285, L 35, 1984.
12. *M. C. Begelman, R. D. Blandford, M. J. Rees*, *Rev. Mod. Phys.*, 56, 1, 1984.
13. *B. L. Fanaroff, J. M. Riley*, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, 167, 31, 1984.
14. *C. Auremma, G. C. Perola, R. Ekers, R. Fanti, W. I. Jaffe, M. U. Urtch*, *Astron. and Astrophys.*, 57, 41, 1977.
15. *I. Baldwin*, In "Extragalactic Radio Sources", IAU Symp. No 97, eds. D. S. Heeschen, C. M. Wade, Reidel, Dordrecht, Holland, 1980, p. 21.
16. *A. H. Bridle, R. A. Perley*, *Ann. Rev. Astron. and Astrophys.*, 22, 319, 1984.
17. *G. V. Bicknell*, *Astrophys. J.*, 286, 68, 1984.
18. *С. С. Комиссаров*, *Физ. вст-т АН СССР, Препр.*, 263, 1985.
19. *F. D. Kahn*, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, 202, 553, 1983.
20. *D. S. De Young*, *Astrophys. J.*, 241, 81, 1980.
21. *R. D. Blandford*, *Astron. J.*, 88, 245, 1983.
22. *И. О. Хинце*, *Турбулентность*, Физматгиз, М., 1963.
23. *Г. И. Абрамович*, *Теория турбулентных струй*, Физматгиз, М., 1960.
24. *G. V. Bicknell*, *Proc. ASA*, 6(2), 130, 1985.
25. *J. Eilek, R. N. Henriksen*, *Astrophys. J.*, 277, 820, 1984.
26. *M. J. Rees*, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, 184, 61, 1978.
27. *R. D. Blandford, A. Konigl*, *Astrophys. Lett.*, 20, 15, 1979.
28. *R. Fanti, C. Lari, P. Parma, A. H. Bridle, R. D. Ekers, E. B. Fomalont*, *Astron. and Astrophys.*, 110, 69, 1982.
29. *C. J. Jenkins, P. A. G. Scheuer*, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, 174, 327, 1976.
30. *J. O. Burns, F. N. Owen, L. Rudnick*, *Astrophys. J.*, 84, 11, 1978.
31. *A. Simon*, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, 188, 637, 1979.
32. *M. J. Wilson, S. A. G. Falle*, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, 216, 971, 1985.
33. *В. Е. Козлов, В. А. Сабельникова*, *Изв. АН СССР, МЖГ*, 2, 132, 1982.

УДК: 524.7—782

ТЕОРЕТИЧЕСКИЕ ПАРАМЕТРЫ МОЩНЫХ РАДИОГАЛАКТИК. III. УСКОРЕНИЕ ЧАСТИЦ

Ю. В. БАРЫШЕВ, В. Н. МОРОЗОВ

Поступила 26 ноября 1986

Принята к печати 20 декабря 1987

Показана эффективность действия механизма ускорения частиц на фронтах сильных ударных волн в горячих пятнах и лоубах мощных радиогалактик для генерации релятивистских электронов с $\gamma_e \sim 10^7$ и протонов с энергией $\sim 10^{20}$ эВ. Дается оценка эффективности ускорения релятивистских электронов за счет циклотронного резонанса с альвеновской турбулентностью за фронтом обратной ударной волны в горячем пятне радиисточника.

1. *Введение.* В настоящей работе даются оценки эффективности механизмов ускорения частиц на фронте ударной волны и ускорения за счет циклотронного резонанса в применении к горячим пятнам и лоубам радиогалактик. Отметим, что существенной особенностью рассматриваемых механизмов является то, что они требуют предварительного ускорения за счет других механизмов, т. к. в первом случае гирорадиус ускоряемой частицы должен быть больше толщины ударного фронта, а во втором случае должно быть выполнено условие: $p > m_i V_A$, где p — импульс ускоряемой частицы, m_i — масса иона.

Поэтому ниже при проведении оценок эти условия предполагаются выполненными.

2. *Ускорение частиц.* Структура области взаимодействия плазменной струи с внешним газом является благоприятной для механизмов ускорения частиц на фронте ударной волны и ускорения МГД-турбулентностью и плазменной турбулентностью за фронтом ударной волны. Будем считать, что толщина фронта имеет порядок r_{Bi} . Выделим для анализа две области протяженных компонентов: горячее пятно, т. е. сжатый газ струи за фронтом обратной ударной волны и лоуб, т. е. сжатый газ гало галактики за фронтом головной ударной волны.

Как указывалось выше, для реализации механизма ускорения на фронте ударной волны необходимо, чтобы гирорадиус ускоряемых частиц

был больше толщины фронта. Толщина фронта обратной ударной волны (ударной волны в горячем пятне) $\delta \sim 10^9$ см, а гирорадиус тепловых электронов в горячем пятне $r_{Be} \sim 10^8$ см. Условие $r_{Be} > \delta$ начинает выполняться с $r_{Be} > 10^9$ см, т. е. для электронов с $\gamma_e > 200$, что хорошо соответствует нижней границе энергии E_1 релятивистских электронов, соответствующей частоте радиоизлучения радиогалактики $\nu_1 = 10^7$ Гц. Кроме того, нужен эффективный механизм рассеяния частиц перед фронтом и за фронтом, обеспечивающий возможность многократного пересечения фронта ускоряемыми частицами. Согласно [1, 2], характерное время ускорения частиц в области фронта ударной волны дается выражением

$$\bar{t}_a = \frac{9(D_1^{1/2} + D_2^{1/2})^2}{10(\Delta u)^2}, \quad (1)$$

где: $\Delta u = u_2 - u_1$ — скачок скорости на фронте ударной волны, D_1 и D_2 — коэффициенты диффузии частиц в области перед фронтом (индекс «1») и за фронтом («индекс «2»). Поскольку за фронтом бесстолкновительной ударной волны МГД-турбулентность только усиливается, то $D_2 < D_1$, и основная задача — это определение коэффициента диффузии перед фронтом. В качестве механизмов рассеяния частиц перед фронтом можно рассматривать следующие:

1) ускоренные за фронтом частицы, попадая вследствие рассеяния в область перед фронтом, сами возбуждают МГД-турбулентность нужного уровня (в этом случае необходимо проверить выполнимость условий самовозбуждения и «зеркализации»);

2) в плазме до фронта существует МГД-турбулентность со степенным спектром, в широком интервале волновых чисел;

3) отраженные от фронта ударной волны ионы набегающей плазменной струи возбуждают в области перед фронтом МГД-турбулентность.

Здесь мы рассмотрим вторую и третью возможности. Для произвольного спектра МГД-турбулентности коэффициент диффузии релятивистских электронов за счет циклотронного рассеяния может быть записан в следующем виде [3]:

$$D(E) = \frac{c^2}{\omega_{Be}} \left(\frac{E}{m_e c^2} \right) \cdot \frac{B^2}{8\pi W_T(k_r) \cdot k_r} = r_{pe} \cdot c \cdot \left(\frac{B^2}{8\pi W_T(k_r) \cdot k_r} \right), \quad (2)$$

где: $W_T(k_r) \cdot k_r$ — плотность энергии МГД-турбулентности с волновым числом $k_r \sim r_{pe}^{-1}$, r_{pe} — гирорадиус релятивистского электрона.

Считая выполненной вторую возможность, предположим, что МГД-турбулентность в области до фронта имеет спектр:

$$W_T(k) = \frac{W_M}{k_0} \left(\frac{k}{k_0} \right)^{-L_0}, \quad (3)$$

где: $W_M = \frac{B^2}{8\pi}$, $k_0 = \frac{2\pi}{L_0}$, L_0 — основной масштаб турбулентности. Непосредственным основанием для принятия степенного спектра служат наблюдательные данные, полученные при экспериментальном исследовании межпланетной среды, причем наблюдаемый спектр тянется от $\lambda = 10^9$ см до $\lambda = 10^{13}$ см и имеет показатель 1.5...2.2 [1]. Тогда для коэффициента диффузии релятивистских частиц, резонансно рассеиваемых на МГД-турбулентности, с помощью (2) и (3) получим [2]:

$$D(E) = \left(\frac{c^3}{\omega_{Bi} \cdot k_0} \right)^{1/2} \left(\frac{E}{m_e c^2} \right)^{1/2}, \quad (4)$$

где принято $\delta_1 = 3/2$, что соответствует постоянству потока энергии турбулентности. Подставляя соответствующие величины в (4), получаем коэффициент диффузии в струе $D_1^i (\gamma_e = 2.1 \cdot 10^4) = 3.7 \cdot 10^{27}$ см²/с, а во внешнем газе $D_1^m (\gamma_e = 5 \cdot 10^4) = 1.8 \cdot 10^{28}$ см²/с. Тогда время ускорения электронов, дающих синхротронное излучение на граничной частоте $\nu_2 = 10^{11}$ Гц в горячем пятне $t_a^h = 3.5$ года, в лобу $t_a^l = 2.8 \cdot 10^3$ лет, что много меньше времени синхротронных потерь на этой же частоте. Такие же по порядку величины $D_1(E)$ и t_a получаются в случае, если спектр турбулентности произволен, что может иметь место при выполнении третьей возможности, т. е. если генерация МГД-турбулентности производится ионами, отраженными от фронта ударной волны и $\frac{B^2}{8\pi W_T(k_r) \cdot k_r} \sim 10^3$.

Оценим, до каких энергий возможно ускорение электронов и протонов на фронтах головной и обратной ударных волн. Время диффузионного выхода ускоряемых частиц из области ускорения, имеющей максимальный размер $L = 2R_{hs}$, где R_{hs} — характерный размер горячего пятна, дается выражением $t_D \sim L^2/2D$, а время конвективного сноса элемента $t_{conv} \sim L/v$. Из условия $t_a \approx t_D \approx t_{conv}$ получаем ограничение на энергию ускоряемых частиц, которая в случае горячего пятна составляет $E_m \sim 10^{20}$ эВ. В случае лоба максимальная энергия частиц имеет такой же порядок величины. Гирорадиус релятивистских протонов с энергией E_m в магнитном поле горячего пятна составляет 0.5 кпк. Отметим, что согласно [2, 4], предельная энергия космических лучей (КЛ), достигаемая на фронтах ударных волн, в остатках SN составляет $E_{SN} = 10^{15}$ эВ. Полученное выше значение E_m относится к среднему FR II 3C источнику; для более мощных источников E_m может достигать 10^{21} эВ.

Максимальная энергия электронов будет определяться синхротронными и обратными комптоновскими потерями. В нашем случае, однако, потерями на обратное комптоновское излучение можно пренебречь, т. к. эффективное магнитное поле микроволнового фона $B_r \approx 4 \cdot 10^{-6}$ Гс, много меньше магнитного поля в горячих пятнах и лоубах. Из условия $t_a \lesssim t_{syn}$ получим максимальную энергию электронов в горячем пятне и лоубе $E_e \approx \approx 3.5 \cdot 10^{12}$ эВ ($\gamma_e \approx 7 \cdot 10^6$). Электроны с $\gamma_e \approx 7 \cdot 10^6$ будут излучать синхротронное излучение в магнитном поле горячего пятна на частоте $\nu = 10^{16}$ Гц ($h\nu = 4.2$ эВ), т. е. в УФ-диапазоне, а в магнитном поле лоуба — на частоте $\nu = 10^{15}$ Гц, т. е. в оптическом диапазоне.

Механизм ускорения частиц на фронте ударной волны обладает двумя замечательными особенностями: 1) формированием универсального степенного спектра, 2) высокой эффективностью переработки направленной кинетической энергии струи в хаотическую микроскопическую энергию частиц. Энергетический спектр релятивистских частиц, ускоренных на фронте ударной волны, дается выражением [3]: $N(E) \sim E^{-\sigma}$, где: $\sigma = \frac{n+2}{n-2}$, $n = \frac{\rho_2}{\rho_1}$ — коэффициент сжатия газа за фронтом. Для сильной ударной волны с $\Gamma = 5/3$, $n = 4$, $\sigma = 2$ и спектральный индекс синхротронного излучения $\alpha = 0.5$. Учет кривизны фронта, возможных потерь энергии, механизма рассеяния может приводить к вариациям α . Эффективность ускорения частиц на фронтах сильных ударных волн может составлять от нескольких процентов до 50 % энергии втекающего газа [5].

Наряду с этим механизмом в горячих пятнах и лоубах мощных радиоисточников могут эффективно работать и другие механизмы ускорения частиц. Один из них предложен в работах [6, 7] и связан с тем, что отраженные потоки ионов от фронта квазиперпендикулярной волны генерируют в области перед фронтом косые магнитоэвровые волны, которые, взаимодействуя с электронами, благодаря черенковскому резонансу, ускоряют их вдоль магнитного поля до ультрарелятивистских энергий ($\gamma_e \sim 10^7$). При этом возникает проблема изотропизации ультрарелятивистских электронов, которая решается в предположении существования в струе длинноволновой альвеновской турбулентности. Можно предполагать, что этот механизм действует в лоубе, который представляет сжатый газ за фронтом головной ударной волны, являющейся, возможно, квазиперпендикулярной.

В то же время в области горячих пятен, в предположении квазипараллельности обратной ударной волны, возможно ускорение вследствие циклотронного резонанса релятивистских электронов с альвеновской турбулентностью. В работе [8] была показана возможность генерации альвеновской

турбулентности за фронтом ударной волны в горячем пятне за счет шланговой неустойчивости. Характерное время ускорения электронов за счет циклотронного резонанса оценивается с помощью выражения:

$$t_a = \left(\frac{\delta B_{\perp}^2}{B^2} \right)^{-1} \cdot \left(\frac{c}{v_{hs}} \right)^2 \cdot \left(\frac{r_{pe}}{L_0} \right)^{2-\delta_1} \cdot \frac{L_0}{c}. \quad (5)$$

Формула (5) отличается от соответствующей формулы, приведенной в [1], тем, что альвеновская скорость v_A заменена на скорость плазмы за фронтом ударной волны v_{hs} , что связано с аperiодическим характером шланговой неустойчивости. Предполагая далее, что основная энергия МГД-турбулентности заключена в масштабе $L_0 = r_{pe}$ и используя для ги-

рорадиуса релятивистского электрона выражение $r_{pe} = \frac{\gamma_e c}{\omega_{Be}}$, получим вместо (5):

$$t_a = \left(\frac{\delta B_{\perp}^2}{B^2} \right)^{-1} \cdot \left(\frac{c}{v_{hs}} \right)^2 \cdot \frac{\gamma_e c}{\omega_{Be}}. \quad (6)$$

В работе [8] была дана оценка величины $\left(\frac{\delta B_{\perp}^2}{B^2} \right) = 1.3 \cdot 10^{-4}$ для случая, когда максимум энергии приходится на длину волны $\lambda \approx r_{pe}$ при $\nu = 10^{11}$ Гц. Учитывая также, что при $B_{hs} = 6 \cdot 10^{-5}$ Гс, $\omega_{Be} = 10^3$ Гц, $\gamma_e = 10^4$, получим из (6): $t_a \approx 2.7 \cdot 10^7$ с ≈ 1 год. Эта величина t_a меньше времени синхротронных потерь t_{syn} .

Строгое рассмотрение задачи [9] показывает, что в конечном итоге в радиоисточнике возможно формирование степенного спектра электронов за счет циклотронного механизма ускорения альвеновскими волнами, при этом возможно равновесное состояние $t_a \approx t_{syn}$, если показатель спектра турбулентности $\delta_1 = 3$ (см. также [10]). Необходимо отметить, что задача формирования степенного спектра турбулентности в радиоисточнике остается пока не решенной.

3. Основные выводы. 1) Наличие универсальных степенных спектров синхротронного излучения указывает на то, что наиболее вероятным механизмом ускорения частиц в протяженных компонентах FR II источников является ускорение на фронтах сильных ударных волн. Вместе с тем, важную роль могут играть и другие механизмы ускорения. Оценки показывают возможность ускорения за счет циклотронного резонанса релятивистских электронов с альвеновской турбулентностью в горячем пятне радиоисточника.

2) Механизм ускорения на фронте сильной ударной волны в горячем пятне и лоуе среднего FR II источника может дать релятивистские электроны с $\gamma_e \sim 10^7$ и протоны с $E_p \sim 10^{20}$ эВ. Таким образом, в горячих пятнах и лоубах может возникать синхротронное излучение вплоть до оптического и ультрафиолетового диапазона. FR II источники могут служить поставщиками КЛ сверхвысоких энергий $\lesssim 10^{20}$ эВ, тогда как ударные волны в остатках сверхновых дают КЛ с энергией $\lesssim 10^{15}$ эВ.

Ленинградский государственный

университет

Главная геофизическая обсерватория

им. А. И. Воейкова

THEORETICAL PARAMETERS OF THE POWERFUL RADIOGALAXIES. III. ACCELERATION OF PARTICLES

YU. V. BARYSHEV, V. N. MOROZOV

The efficiency of mechanism of acceleration of particles by strong shocks in the hot spots and lobes of powerful radiogalaxies which can generate relativistic electrons with $\gamma_e \sim 10^7$ eV and protons with energy $\sim 10^{20}$ eV has been shown. Estimates of efficiency of acceleration of the relativistic electrons by cyclotron resonance with alfvén turbulence behind the reverse shock front in hot spot of radiosource are made.

ЛИТЕРАТУРА

1. И. Н. Толпыгин, Космические лучи в межпланетных магнитных полях, Наука, М., 1983.
2. V. N. Fedorenko, *Astrophys. and Space Sci.*, 96, 25, 1983.
3. L. O' C. Drury, *Repts. Progr. Phys.*, 46, 973, 1983.
4. A. F. Heavens, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, 207, 1, 1984.
5. D. Eichler, *Astrophys. J.*, 247, 1089, 1981.
6. А. А. Галеев, Ж. эксперим. и теор. физ., 88, 1655, 1984.
7. А. А. Галеев, Письма в Астрон. ж., 11, 483, 1985.
8. Ю. В. Барышев, В. Н. Морозов, *Астрофизика*, 28, 111, 1988.
9. J. A. Eilek, R. N. Henriksen, *Astrophys. J.*, 277, 820, 1984.
10. В. Н. Федоренко, *Астрон. ж.*, 57, 511, 1980.

УДК: 524.7—857

РАЗЛИЧИЕ ТЕМНЫХ ГАЛО СПИРАЛЬНЫХ И ЭЛЛИПТИЧЕСКИХ ГАЛАКТИК

А. А. СУЧКОВ

Поступила 17 ноября 1986

Принята к печати 20 декабря 1987

Анализ данных о кривых вращения и горячих коронах гигантских галактик показывает, что при одинаковой звездной массе, $M_* \sim 10^{11} M_\odot$, величина M_v/R у эллиптических галактик на порядок больше, чем у спиральных (M_v — масса темного гало в области с радиусом R). Малая величина M_v/R у спиральных галактик объясняется на отсутствие у них горячих корон. Сравнение свойств корон cD-галактики M 87 и нормальных E-галактик обнаруживает совпадение величин M_v/R . Это может указывать на одинаковость (по массе и размерам) корон обоих типов галактик, что представляется важным для понимания природы cD-галактик.

1. *Введение.* Скрытая масса сейчас стала главным «действующим лицом» в проблеме происхождения галактик и скоплений галактик [1, 2]. Поэтому свойства «темных» гало галактик, образованных скрытой массой, дают неоценимую информацию, необходимую для решения этой проблемы. Есть надежда, что они подскажут, какая форма темной материи (холодная, теплая, горячая) доминирует во Вселенной и играет главную роль в возникновении ее структуры, какая причина обусловила различие спиральных и эллиптических галактик, каково происхождение горячих корон у E-галактик и их вероятное отсутствие у большинства S-галактик и т. д.

В настоящей заметке мы показываем, что уже существующие наблюдательные данные позволяют выявить интересные закономерности в свойствах темного гало галактик разных типов. Эти закономерности, по-видимому, окажутся весьма существенными для решения упомянутых выше вопросов.

2. *Сходство и различие темных гало спиральных и эллиптических галактик.* В спиральных галактиках темное гало обнаруживается по плоским «хвостам» кривых вращения в области $R > R_*$, т. е. за пределами звездного диска [3, 4], в эллиптических — по горячим коронам рентгеновского газа [5, 6]. Считая, что вдали от звездного компонента доминирует скрытая масса M_v , т. е. $M_v \gg M_*$, оценку скрытой массы в спиральных галактиках получают из соотношения $v_{\text{rot}}^2 \approx GM_v/R$; она дает:

$$\left(\frac{M_*}{10^{13} M_\odot}\right) \approx 9 \cdot 10^{-2} \left(\frac{v_{\text{rot}}}{200 \text{ км/с}}\right)^2 \left(\frac{R}{10 \text{ кпк}}\right). \quad (1)$$

Постоянство скорости вращения в области $R > R_*$ означает, что гравитирующая (скрытая) масса растет здесь линейно с удалением от центра, т. е. $M_*(R)/R \approx \text{const}$. Похоже, что это почти универсальное свойство темного гало спиральных галактик.

В эллиптических галактиках величину M_* можно оценить аналогично, считая, что корона с температурой T_x находится в равновесии в гравитационном поле темного гало; из соотношения $(3kT_x)/(\mu m_H) \approx GM_*/R$ следует

$$\left(\frac{M_*}{10^{13} M_\odot}\right) \approx 0.9 \left(\frac{T_x}{10^7 \text{ К}}\right) \left(\frac{R}{10 \text{ кпк}}\right). \quad (2)$$

Это почти не отличается от оценки, получаемой из условия гидростатического равновесия

$$\left(\frac{M_*}{10^{13} M_\odot}\right) \approx 0.43 \left(\frac{T_x}{10^7 \text{ К}}\right) \left(-\frac{d \lg \rho}{d \lg R} - \frac{d \lg T_x}{d \lg R}\right)$$

для изотермической короны с законом распределения плотности $\rho \propto R^{-2}$.

Между T_x и v_{rot} существует очевидное соответствие:

$$T_x \sim v_{\text{rot}}^2 \frac{\mu m_H}{3k} \approx 0.97 \cdot 10^8 \left(\frac{v_{\text{rot}}}{200 \text{ км/с}}\right)^2 \text{ К}.$$

Для эллиптических галактик некоторые заключения о зависимости $M_*(R)$ вытекают из анализа короны у М 87, центральной галактики скопления Девы. Согласно [5], профиль температуры $T_x(R)$ здесь скорее всего близок к изотермическому, т. е. $T_x \approx \text{const}$ (в [5] в качестве наиболее удовлетворительной признана модель, где в пределах от центра до $R = 200$ кпк T_x меняется всего в два раза). Изотермическая корона, как видно из (2), согласуется с соотношением $M_*(R)/R = \text{const}$. Таким образом, если изотермичность является универсальным свойством корон, то структура темного гало спиральных и эллиптических галактик оказывается удивительно одинаковой,

$$M_*(R) \propto R. \quad (3)$$

Но вот сами величины M_* в пределах данного радиуса у этих систем существенно различны. Согласно результатам Рубин и др. (см. [4]), спиральные галактики Sb—Sc со звездной (изофотной) массой $M_s = (1-3) \cdot 10^{11} M_\odot$ имеют максимум скорости вращения в диапазоне $v_{\text{max}} \approx 170-220$ км/с (при этом изофотный радиус равен $R_{25} \approx 10-30$ кпк). Sa-галактики с такой же массой имеют скорости $v_{\text{max}} \approx 150-250$ км/с, ($R_{25} \approx 5-20$ кпк). Скорость в области хвоста

кривых вращения v_{rot} , как правило, меньше или равна максимальной скорости, $v_{\text{rot}} \lesssim v_{\text{max}}$ [3, 4]. Поэтому для спиральных галактик с массой $M_* \sim 10^{11} M_{\odot}$ из формулы (1) получаем

$$\left(\frac{M_*(R)}{R} \right)_{\text{сп-гала}} \approx 1 \cdot 10^{10} M_{\odot}/\text{кпк}. \quad (4)$$

Эта величина соответствует температуре $T = 1 \cdot 10^8 \text{ К}$.

В то же время у эллиптических галактик с массами $M_* = (10^{11} - 10^{12}) M_{\odot}$ температура корон практически одинакова и равна $T_c \approx 10^7 \text{ К}$ [5, 6]. Поэтому у них

$$\left(\frac{M_*(R)}{R} \right)_{\text{э-гала}} \approx 1 \cdot 10^{11} M_{\odot}/\text{кпк}. \quad (5)$$

Отсюда следует, что при одинаковой звездной массе параметр $M_*(R)/R$ у эллиптических галактик примерно на порядок больше, чем у спиральных:

$$\frac{(M_*/R)_{\text{э-гала}}}{(M_*/R)_{\text{сп-гала}}} \approx 10. \quad (6)$$

Почему темные гало эллиптических галактик массивнее, чем гало спиральных? Каким образом это может быть связано с происхождением хаббловских типов галактик? Адекватная теория происхождения и формирования галактик должна дать ответы на эти вопросы. Поэтому рассмотренное свойство темных гало может оказаться важным тестом для теорий такого рода.

3. *Есть ли горячие короны вокруг спиральных галактик?* Форман и др. [6] предположили, что горячие короны сохранились с ранних стадий формирования галактик, когда протогалактическое облако могло быть нагретым до рентгеновских температур в период бурного звездообразования. Такую же гипотезу высказали Берджерон и др. [7]. В работах [8—10] показано, что горячие газовые оболочки с температурой $T \sim 10^7 \text{ К}$, возникнув на ранних стадиях формирования галактик, действительно могут существовать квазистационарно, практически не меняясь в течение миллиардов лет, даже если вначале они были сильно неравновесны.

Различие величины M_*/R у спиральных и эллиптических галактик, по-видимому, радикально сказывается на возможности существования корон у этих систем. Во-первых, при температуре $T_c \approx 10^7 \text{ К}$ функция лучистых потерь энергии $\Lambda(T)$ имеет минимум, и при одной и той же плотности скорость охлаждения при $T \approx 10^7 \text{ К}$ в три-четыре раза меньше, чем при $T \approx 10^8 \text{ К}$, и на порядок меньше, чем при $T \approx 10^5 \text{ К}$. Поэтому короны в спиральных системах должны быстрее эволюционировать, охлаждаясь и аккрецируя на родительскую галактику. Во-вторых, при температурах $T \sim 10^8 \text{ К}$ газ подвержен тепловой неустойчивости, причем разви-

вается изобарическая (конденсационная) мода неустойчивости, «разваливающая» корону на отдельные плотные, холодные ($T \approx 10^4$ К) облака газа. (Возможно, подобную стадию эволюции мы наблюдаем сейчас в системе IC 5063, где вокруг центральной эллиптической галактики обнаруживается гигантская оболочка из облаков H II, имеющая большой угловой момент [7]; через несколько миллиардов лет эта оболочка вполне может превратиться в диск теперь уже спиральной галактики). Эти соображения непосредственно подтверждаются численными расчетами динамики горячих корон; например, в работе [8] показано, что при $T \sim 10^7$ К горячая оболочка существует квазистационарно в течение $\sim 10^{10}$ лет и больше, а при $T \sim 10^8$ К она уже через время $t \approx 10^8$ лет после формирования начинает фрагментировать.

Таким образом, можно ожидать, что стационарные короны спиральных галактик с массами $M_c \sim 10^{11} M_\odot$, аналогичные коронам эллиптических, — крайне маловероятное явление.

4. Короны E- и cD-галактик. Факт одинаковости температур корон выборки галактик Формана и др. [6], имеющих массы $M_c \sim 10^{11} M_\odot$, и галактики M 87, у которой масса на порядок больше, $M_c \sim 10^{12} M_\odot$, представляется весьма нетривиальным. Из него следует, что в пределах одного и того же размера величина скрытой массы у этих галактик и M 87 одинакова. Излучение короны M 87 прослеживается до расстояний более 200 кпк. При $M_c/R \approx 10^{11} M_\odot/\text{кпк}$ масса темного гало в этих пределах равна $M_d \approx 2 \cdot 10^{13} M_\odot$. У галактик выборки [6] короны прослеживаются до $R \approx 20$ кпк, отсюда оценка массы $M_d \approx 2 \cdot 10^{12} M_\odot$.

Но отличаются ли размеры и соответственно массы темных гало M 87 и галактик из [6]? С некоторыми основаниями можно предположить, что на самом деле этих различий нет. Действительно, не видно причин, почему при одинаковой средней «температуре» темных гало у E-галактик граница вдруг резко обрывается на размерах, в 10 раз меньших, чем у cD-галактики M 87. С другой стороны, отличие звездной массы M_* и массы короны M_c у E- и cD-галактик легко объяснить выделенным положением cD-систем в скоплениях. На центр скопления идет аккреция межгалактического газа скопления, которая, как уже отмечалось в ряде работ, за время порядка 10^{10} лет вполне может дать массу $10^{12} M_\odot$ и объяснить тем самым аномально большую величину центральной галактики. Образование основной массы звезд из аккрецируемого вещества, а не из начального протогалактического облака, возможно, объясняет, почему в отличие от нормальных E-галактик галактики в центре скоплений являются диффузными cD-системами.

Также естественно можно объяснить и большую массу короны у M 87. Во-первых, центр скопления, очевидно, представляет собой область макси-

мальной плотности горячего межгалактического газа, поэтому мы можем проследить его в качестве короны центральной галактики до больших расстояний. Во-вторых, нецентральные Е-галактики, двигаясь внутри скопления и взаимодействуя с межгалактическим газом, могут удерживать, по-видимому, только близкую, наиболее плотную часть короны.

Таким образом, возникают основания для гипотезы о том, что сD-галактики первоначально ничем не отличались от обычных гигантских Е-галактик, и только выделенное положение в центре скопления превратило их в сD-системы. Разумеется, это известная точка зрения, она обосновывалась в целом ряде работ (см., например, обзор [9]); мы лишь добавили еще один аргумент в ее пользу. Конкретная схема возникновения сD-галактик, указанная выше, подразумевает ряд следствий, которые, возможно, позволят отличить ее от других известных схем, например, модели слияния галактик в центре, модели охлаждающего течения на центр скопления и т. д. Так, в первом случае можно ожидать, что при слиянии десятка Е-галактик с массой $M_* \sim 10^{11} M_\odot$ (или сотни с $M_* \sim 10^{10} M_\odot$) величина M_*/R также существенно возрастет — чего не видно на примере М 87. Во втором случае, если бы сD-галактики были обязаны своим возникновением только охлаждающимся течениям, то каждое достаточно мощное скопление, вероятно, имело бы в центре сD-галактику. Но известно, что это совсем не так. Близкий пример — скопление Комы, которое не имеет в центре сD-галактики. Картина будет другой, если считать, что сD-галактики образуются только в тех скоплениях, где случайно исходное положение одной из гигантских Е-галактик оказалось достаточно близким к центру потенциальной ямы скопления.

Впрочем, наша цель не состоит в том, чтобы предложить модель формирования сD-систем — для этого необходимо было бы привлечь большое количество имеющихся сегодня данных о свойствах этих галактик и их связи со свойствами скоплений; мы хотели бы лишь обратить внимание на то, что схожесть характеристик темного гало Е- и сD-галактик может играть важную роль в решении этой проблемы.

Если темные гало Е- и сD-галактик существенно не различаются, то возможны два варианта: или Е-галактики имеют протяженные гало с радиусом $R \sim 100\text{--}200$ кпк, или сD-галактики имеют компактные гало с радиусом десятки килопарсек; конечно, может реализоваться и промежуточный вариант. В первом случае, возможно, слишком большой окажется оценка полной массы скопления Девы. Во втором варианте этой проблемы нет, но здесь надо объяснить протяженность горячей короны М 87. Как показано в работах [9, 10], существование такой короны вполне может быть обязано не скрытой массе, а горячей межгалактической среде.

Если все же размеры темных корон у сD-галактик на порядок больше, чем у Е-галактик, то возникает не менее любопытный вопрос: почему ве-

личина M_*/R одинакова у систем, различающихся на порядок массой и размером темных гало?

5. **Выводы.** 1) По-видимому, темные гало эллиптических галактик на порядок массивнее (в пределах одинакового размера), чем гало спиральных с той же звездной массой. 2) Меньшая масса темных гало спиральных галактик делает менее вероятным существование у них горячих корон. 3) Одинаковая температура корон cD- и гигантских E-галактик дает основание полагать, что у них одинаковы также масса и размер темных гало; если это не так, то возникает интересный вопрос: почему величины M_*/R одинаковы у систем, различающихся на порядок по этим параметрам?

Ростовский государственный
университет

A DIFFERENCE IN DARK HALOS OF SPIRAL AND ELLIPTICAL GALAXIES

A. A. SUCHKOV

The data on rotation curves and hot coronae of giant galaxies show that the value of M_*/R for elliptical galaxies is by an order of magnitude higher than that for spiral galaxies with the same stellar mass, $M_* \sim 10^{11} M_\odot$ (M_* is the mass of a dark halo within a sphere of a radius R). The small value of M_*/R of spiral galaxies may prevent them from having hot coronae. Normal E-galaxies and the cD-galaxy M 87 appear to have the same value of M_*/R . Perhaps this indicates that coronae of cD and giant E-galaxies have also the same mass and radius. This leads to a suggestion that a cD-galaxy originally does not differ from a normal E-galaxy and only its central position within a cluster enables it to turn into a cD-system due, for example, to accretion of the cluster gas.

ЛИТЕРАТУРА

1. Я. Б. Зельдович, Итоги науки и техн., ВИНТИ, Астрон., М., 22, 3, 1983.
2. G. R. Blumenthal, S. M. Faber, J. K. Primack, M. J. Rees, Nature, 311, 57, 1984.
3. A. Bosma, Astron. J., 86, 1825, 1981.
4. V. C. Rubin, Internal Kinematics and Dynamics of Galaxies, IAU Symp. No. 100, 1983, p. 3.
5. G. C. Stewart, C. R. Canizares, A. C. Fabian, P. J. Nulsen, Astrophys. J., 278, 536, 1984.
6. W. Forman, C. Jones, W. Tucker, Astrophys. J., 293, 102, 1985.

7. *J. Bergeron, F. Durret, A. Boksenberg, Astron. and Astrophys.*, 127, 1983, 322.
8. *А. А. Сучков, Ю. Н. Мишуров, В. Г. Берман, Астрон. ж.*, 66, 1986, 64, 708, 1987, Астрон. циркуляр, № 1429, 1, 1986.
9. *W. Forman, C. Jones, Ann. Rev. Astron. and Astrophys.*, 20, 547, 1982.
10. *В. Г. Берман, А. А. Сучков, Письма в Астрон. ж.*, 13, 843, 1987; Астрон. циркуляр, № 1441, 1986.
11. *А. А. Сучков, В. Г. Берман, Астрофизика*, 28, 85, 1988; Астрон. циркуляр, № 1441, 1986.

УДК: 524.33:520.84

СПЕКТРАЛЬНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ ГРУППЫ НОВЫХ КАТАКЛИЗМИЧЕСКИХ ПЕРЕМЕННЫХ ИЗ ПЕРВОГО БЮРАКАНСКОГО ОБЗОРА НА 6-м ТЕЛЕСКОПЕ

И. М. КОПЫЛОВ, В. А. ЛИПОВЕЦКИЙ, Н. Н. СОМОВ,
Т. А. СОМОВА, Дж. А. СТЕПАНЯН

Поступила 4 июня 1987

Принята к печати 20 декабря 1987

В статье приводятся результаты предварительных спектральных исследований, проведенных на 6-м телескопе для 7 звездных объектов, выделенных в пересм Бюраканском обзоре (FBS) объектов с УФ-избытком в спектре. 6 из 7 этих звезд отнесены нами к классу катаклизмических переменных. Проведено разделение объектов на подклассы: три — карликовые новые, один — повторная новая, два — новоподобные. Одна из звезд, FBS 1031+590, по всем особенностям спектра и характеру его переменности является полярмом. Приводятся карты отождествления и образцы спектральных сканов изученных звезд.

1. *Введение.* Класс так называемых катаклизмических переменных насчитывает в настоящее время около 100 систем. Спектроскопический материал разного качества и полноты, в сочетании с рентгеновскими, фотометрическими и относительно малочисленными поляризационными наблюдениями, является основой для детального изучения физических и эволюционных особенностей этого примечательного класса маломассивных двойных систем, находящихся на чрезвычайно активной стадии своего развития.

Под общим названием «катаклизмические переменные» сейчас понимается довольно обширный и весьма неоднородный как по своим физическим параметрам, так и по путям происхождения и развития класс объектов. Обнаруженные в последние 7—8 лет новые системы, по разным признакам отнесенные к тому или иному подклассу катаклизмических переменных (с различной степенью уверенности), не упрощают классификационную схему. Скорее это приводит к необходимости специального выбора, более комплексного анализа и определения принципиальных признаков отнесения каждой данной системы к определенному подклассу и о необходимости всестороннего изучения разумно ограниченной выборки объектов в каждом подклассе.

С другой стороны, именно большое разнообразие и неоднородность наблюдаемых и оцениваемых характеристик таких систем, разделение их на подклассы, зачастую по второстепенным, скорее феноменологическим, чем физическим или эволюционным признакам, требуют накопления как можно большего количества по возможности однородных данных для достаточно большой выборки уже известных катаклизмических переменных, как это, например, сделано Уильямсом [1]. Необходимы также поиски и столь же однородное изучение новых экземпляров таких систем.

2. Программа наблюдений. Для поисков новых кандидатов в катаклизмические переменные нами были использованы результаты Бюраканских обзоров неба на больших галактических широтах. Основная цель этих обзоров — поиск, выделение и предварительная классификация объектов для их дальнейшего более детального физического исследования. Выделялись в основном внегалактические объекты с УФ-избытком в спектре (галактики Маркаряна) [2, 3]. Кроме галактик Маркаряна при массовой классификации спектров с объективной призмой было обнаружено значительное количество лекулярных объектов, которые по спектральным и цветовым признакам, а также по виду изображения на прямых снимках являются звездными (кандидаты в квазары, голубые звезды и т. д.). Выделено также определенное количество звездных объектов, показывающих заметную переменность блеска [4, 5].

Для более детального изучения спектров последних и выяснения их физической природы было отобрано 12 объектов, для 7-и из которых в течение 1984 г. был получен предварительный спектроскопический материал с помощью телевизионного сканера 6-м телескопа САО.

3. Спектральные наблюдения. Наблюдения проводились на TV-сканере, установленном в фокусе Несмита 6-м телескопа на спектрографе СП-124 [6]. Использовалась дифракционная решетка 600 штр/мм, дающая дисперсию 1.8 А/канал и спектральное разрешение 4.5 А (полная ширина на половинной интенсивности).

Фактическое спектральное разрешение несколько изменялось от звезды к звезде в зависимости от выбора ширины входной щели спектрографа. Последнее же определялось погодными условиями, прозрачностью атмосферы и размером изображения звезды, поскольку большая часть этих наблюдений выполнялась в режиме дублирующей программы.

В первую очередь в основном получался спектр объекта в диапазоне длин волн $\lambda\lambda$ 3300—5100 А, где расположены бальмеровский скачок и, как правило, находится набор спектральных линий, наиболее полно отражающий характер спектра объекта и позволяющий сделать предварительное, а иногда и окончательное определение подкласса катаклизмических переменных по характерным признакам спектра (ширина и форма профи-

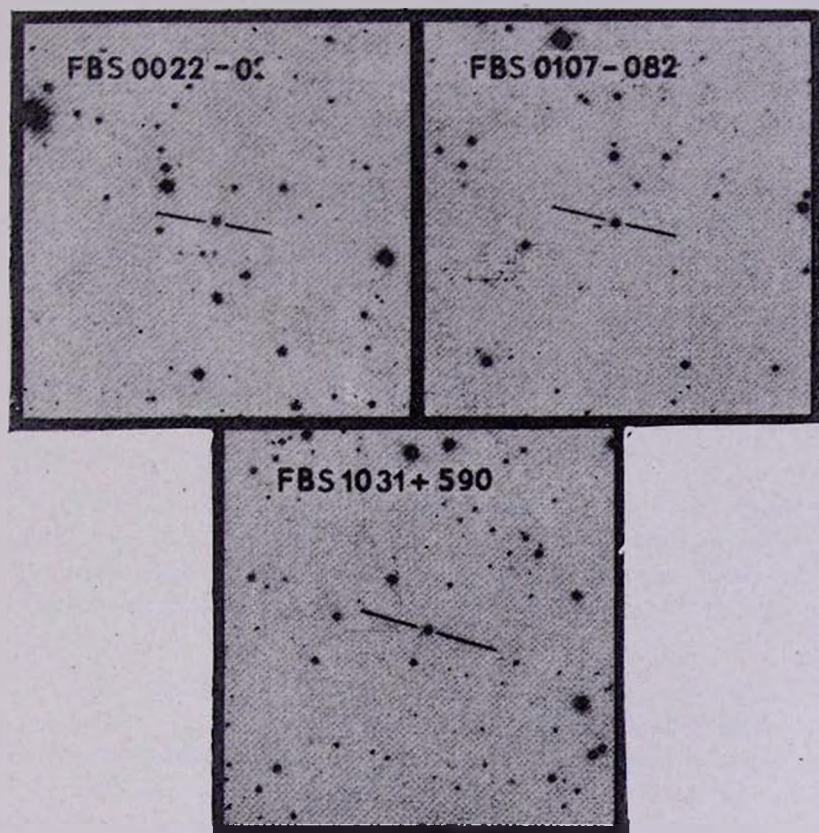


Рис. 1. Карты отождествления для FBS 0022—021, FBS 0107—082 и FBS 1031+590.

К ст. И. М. Кошмалова и др.

ля, соотношение интенсивностей линий и т. д.), по амплитудным и временным масштабам спектральной переменности.

Основные исходные данные для этих 7-и объектов приведены в табл. 1 и описаниях. В столбцах таблицы последовательно даны: 1 — порядковый номер, 2 — обозначение объекта (FBS-объект из первого Бюраканского обзора), 3 — координаты объектов на эпоху 1950, 4 — грубая оценка звездной величины по снимкам, полученным с помощью 1-м телескопа системы Шмидта БАО и по картам Паломарского обозрения. Если в столбце указаны два значения, с различием более чем на одну величину, это означает, что объект определенно меняет блеск, 5 — время экспозиции при наблюдениях на сканере БТА, 6 — спектральный диапазон, в котором получен спектр, 7 — дата наблюдений на БТА, 8 — тип объекта, определенный нами в результате общего анализа вида и характера переменности спектра, 9 — примечания, ссылки.

4. *Краткое описание спектров объектов.* При определении типа катаклизмической переменной нами использовался, в частности, атлас спектров таких объектов, полученных с разрешением 4 и 8 Å [1].

FBS 0022—021 — Бальмеровская серия имеет очень узкие симметричные эмиссионные линии, декремент очень крутой. Имеются многочисленные узкие эмиссионные шелл (shell)-линии и запрещенные линии сравнительно низкого возбуждения (Fe II, Si II, [Fe II], [S II]). По всем спектральным признакам этот объект — карликовая Новая.

FBS 0107—082 — очень узкие эмиссионные водородные линии. Крутой бальмеровский декремент. Линии He I и линия He II λ 4686 слабы. Присутствуют сильные запрещенные линии [O III] λ 4959 и λ 5007 и линии [Fe II]. Объект может быть отнесен к новоподобным звездам. Не исключена принадлежность к типу полярнов в «низком» состоянии.

FBS 0756+164 — линии водородной серии имеют умеренную ширину. Бальмеровский декремент очень пологий. Линия He II λ 4686 довольно слаба, примерно втрое слабее He I λ 4471 и примерно раз в десять слабее H_β. Линия Ca II (K) в эмиссии. Наблюдаются многочисленные слабые шелл-линии низкого возбуждения (Fe II и др.). Объект может быть отнесен к типу карликовых Новых.

FBS 0948+343 — объект имеет сильный абсорбционный спектр водорода. Эквивалентные ширины линий H_β—H_δ около 10 Å. Присутствуют полосы G (λλ4300—4325 Å) и Ca I λ 4226. Спектральный класс может быть определен как A5—A7 V. Явных признаков эмиссионных линий не обнаружено.

№	Обозначения	Координаты— α (1950), δ (1950)	m	Экспозиция (с)
1	FBS 0022—021	$00^h 22^m 24^s - 02^{\circ} 10'$	15^m	2856
2	FBS 0107—082	01 07 06 —03 14	15	2650
3	FBS 0756+164	07 56 06 +16 25	15—17.5	1800 9951 3000 7439; 8191 7200 7500 5400 1800
4	FBS 0948+343	09 48 42 +34 21	14—17	735
5	FBS 1031+530	10 31 00 +50 03	14.5—15	5919 2633 6200 6600
6	FBS 2320+181	23 20 36 + 1 08	13—18.5	5100 5919 8255
7	FBS 2351+228	23 51 18 +22 52	15—16	2313 1507

Таблица 1

Диапазон длины волн	Дата наблюдения	Тип объекта	Приме- чания
3250—4950 А	4.02.84	Карликовая новая	
3240—5040	4.02.84	Новоподобная	
3300—5100	25.01.84	Карликовая новая	
"	27.01.84		
5800—6700	"		
"	1.02.84		
"	2.02.84		
"	3.02.84		
"	4.02.84		
"	9.02.84		
3300—5095	2.02.84	A5—A7 V	см. [4]
3610—5300	3.02.84	Поляр	
3325—4975	4.02.84		
3325—4975	9.02.84		
3610—5300	28.03.84		
3400—5200	2.02.84	Карликовая новая, IP Peg	[4]
"	3.02.84		
"	12.09.84		
3850—5150	15.09.84	Повторная новая?	[4]
5420—6820	15.09.84		

И. М. КОПЫЛОВ И ДР.

FBS 1031+590 — эмиссионные линии водорода очень сильные, с довольно широкими основаниями (до 2500—3000 км/с) и очень узкими сильными пиками. Линия $\text{He II } \lambda 4686$ сравнима по интенсивности с H_β . Сильна блenda $\lambda\lambda 4640-4650$ (C III, N III). Линии He I в эмиссии, по умеренной интенсивности. Многочисленные линии легких ионов C II, O II. Спектр в основных деталях сходен со спектрами VVPup, 2A 0311—227 и AM Her в активном (высоком) состоянии. Объект отнесен нами к полярам.

FBS 2320+181 = IP Peg — водородные линии очень мощные, широкие, с раздвоенными вершинами (пиками). Компоненты (пики) быстро-переменны. Полные ширины линий водорода у основания достигают 2500—3000 км/с. Отнесена нами к карликовым Новым типа U Gem с очень мощным аккреционным диском.

FBS 2351+228 — спектр очень позднего спектрального подкласса M. Чрезвычайно сильны молекулярные полосы TiO и абсорбционные линии Ca I $\lambda 4227$ и Na I $\lambda\lambda 5890-5896$. Водородные линии от H_α до H_γ выглядят в виде очень узких, довольно интенсивных эмиссий. Напоминает спектр повторных новых TCrB и RSoph в состоянии низкой активности.

5. *Карты отождествления. Образцы спектров.* На рис. 1 приведены карты отождествления для трех изученных звезд, для остальных четырех из табл. 1 карты отождествления в разное время приводились [2—4].

На рис. 2—5 для каждого объекта приведены образцы спектров. Первичные спектральные сканы были предварительно обработаны по принятой в CAO методике [7]: а) выполнен переход от номеров каналов к шкале длин волн, б) проведена редукция за неоднородную чувствительность каналов, в) вычтен фон ночного неба. На каждом скане проведено отождествление основных спектральных линий.

6. *Заключение.* Проведенные наблюдения свидетельствуют о том, что поиск объектов звездной природы с УФ-избытком в спектре по спектральным обзорам FBS и SBS является эффективным путем обнаружения новых катаклизмических переменных звезд.

Спектральные наблюдения вновь выявленных катаклизмических переменных будут продолжены на БТА с целью уточнения классификации, изучения характера изменений спектра с орбитальным периодом и определения геометрических и физических характеристик этих систем.

Специальная астрофизическая
обсерватория АН СССР
Бюраканская астрофизическая
обсерватория

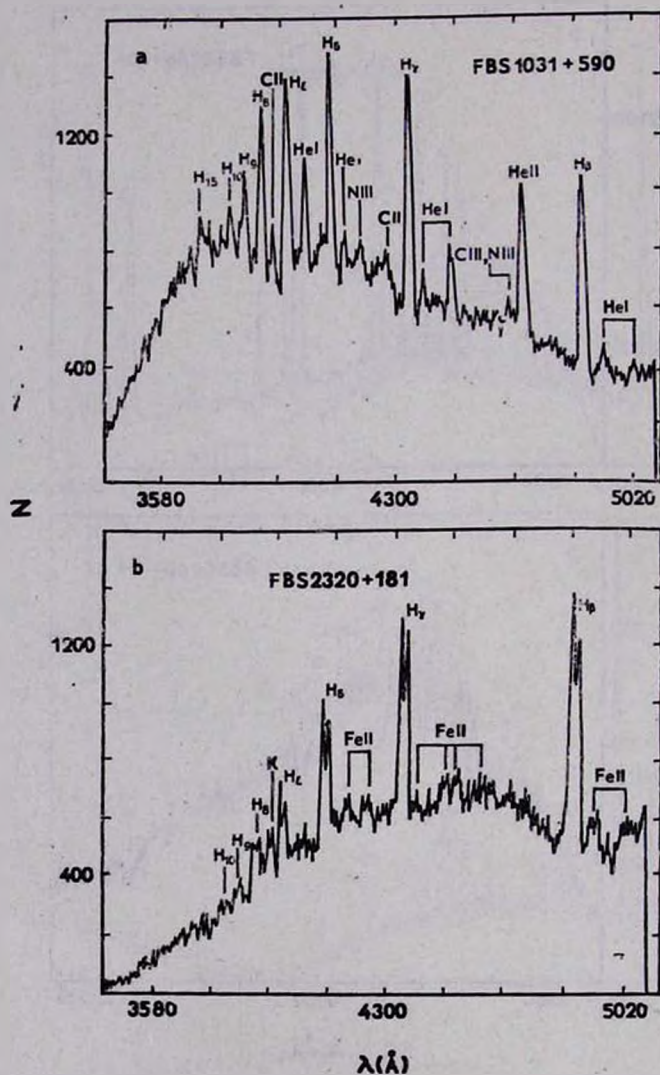


Рис. 4. Спектральные сканы: а) FBS 1031+590, б) FBS 2320+181.

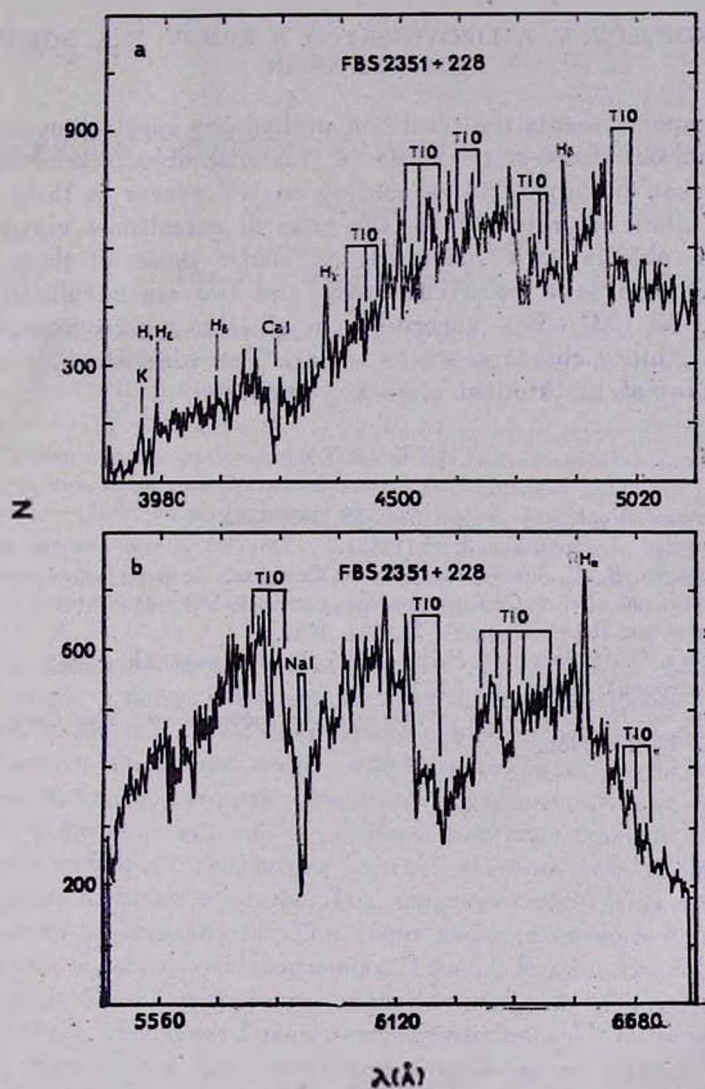


Рис. 5. Спектральные сканы FBS 2351+228: а) синяя область спектра, б) красная область спектра.

SPECTRAL INVESTIGATIONS OF A GROUP OF NEW CATACLISMIC VARIABLES FROM THE FIRST BYURAKAN SURVEY WITH THE 6-METER TELESCOPE

I. M. KOPYLOV, V. A. LIPOVETSKY, N. N. SOMOV, T. A. SOMOVA,
J. A. STEPANIAN

The paper presents the results of preliminary spectral investigations carried out on the 6-m telescope for 7 stellar objects selected in the First Byurakan Survey (FBS) according to UV excess in their spectra. 6 out of 7 stars are referred to the class of cataclismic variables. Separation of objects into subclasses is made: three of them are new dwarf nova, one is a recurrent nova, and two are novalikes. One of the stars, FBS 1031+590, according to all the spectrum peculiarities and its variability character, is a polar. The identification maps and spectral scans of the studied stars are presented.

ЛИТЕРАТУРА

1. G. Williams, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, 53, 523, 1983.
2. Б. Е. Маркарян, *Астрофизика*, 3, 55, 1967.
3. Б. Е. Маркарян, В. А. Липовецкий, Дж. А. Степанян, *Астрофизика*, 17, 619, 1981.
4. В. А. Липовецкий, Дж. А. Степанян, *Астрофизика*, 17, 573, 1981.
5. Дж. А. Степанян, *Перемен. звезды*, 21, 691, 1982.
6. С. В. Драбек, И. М. Копылов, Н. Н. Сомов, Т. А. Сомова, *Астрофиз. исслед. Изв. Спец. астрофиз. обсерв.*, 22, 64, 1986.
7. И. М. Копылов, Н. Н. Сомов, Т. А. Сомова, *Астрофиз. исслед. Изв. Спец. астрофиз. обсерв.*, 22, 77, 1986.

УДК: 524.38—323.4

ЛУЧЕВЫЕ СКОРОСТИ БЛИЗКИХ К, М-КАРЛИКОВ

А. А. ТОКОВИНИН

Поступила 27 сентября 1987

Принята к печати 20 декабря 1987

При помощи корреляционного измерителя лучевых скоростей ИАС в 1985—87 гг. выполнено 931 измерение лучевых скоростей 206 близких звезд из каталога Глизе. Характерная точность 0.5 км/с. Однородная выборка 162 К, М-карликов, расположенных в области $\delta > -10^\circ$, $14^h < \alpha < 3^h$, содержит 41 звезду с переменной или предположительно переменной скоростью, причем для 10 звезд спектральная двойственность отмечена впервые. Доля спектрально-двойных в классах К0—К2 17%, в классах М0 и более поздних — 36%, во всей выборке — 27%. Среди систем с периодом менее года не найдено маломассивных ($M_2 \sin i < 0.1 M_\odot$) спутников, у всех звезд разброс скоростей превышает 7 км/с. У систем GL 58.2 и 791.3, обладающих наибольшей функцией масс, обнаружены линии вторичных компонентов.

1. Введение. Интерес к статистическим исследованиям двойных звезд заметно возрос в последнее время в связи с освоением новых методов наблюдений, таких, как спекл-интерферометрия и корреляционное измерение лучевых скоростей. Появилась возможность открывать прежде недоступные пары, повысить точность измерений и увеличить число исследуемых объектов. В качестве исходного материала все чаще стали использоваться не сводные каталоги, страдающие многочисленными эффектами селекции, а однородные выборки объектов. Так, широкую известность получило исследование на двойственность 135-и ярких звезд солнечного типа [1]. Около 200 звезд в рассеянных скоплениях Плеяды, Ясли и Волосы Вероники было проверено на спектральную двойственность с помощью прибора CORAVEL [2], скопление Гиады аналогичным образом изучают Гриффин и др. [3]. Выяснилось, что статистические свойства двойных звезд в однородных выборках иные, чем в каталогах [4, 5].

Нами были предприняты точные измерения лучевых скоростей однородной выборки близких карликов из каталога Глизе [6] и дополнения к нему [7]. Цели настоящего обзора можно сформулировать следующим образом:

1. Получить более полные сведения о двойственности маломассивных звезд, продолжив работы Абта и Леви [1] и Вильсона [8]. Особый интерес представляет функция масс вторичных компонентов: если она, как утверждается в [1], непрерывна, то на основании наших результатов можно было бы дать оценку частоты встречаемости коричневых карликов и планет. Имеющийся в нашем распоряжении корреляционный измеритель лучевых скоростей ИЛС [9] обладает точностью до 0.3 км/с и позволяет открывать системы с маломассивными спутниками. Например, при $K = 1$ км/с, угле наклона орбиты 90° и периоде 1 год масса спутника звезды K5 составит $0.02 M_\odot$, а при периоде 10 лет — $0.05 M_\odot$. С аналогичными приборами уже была исследована спектрально-двойная система, имеющая $K = 0.7$ км/с [10]. Именно в области малых масс каталоги спектральных и визуальных двойных звезд наименее полны.

2. Повысить точность имеющихся данных о лучевых скоростях и заполнить пробелы в каталоге [6]. Новые наблюдения можно будет использовать в исследованиях по кинематике.

3. Открыть среди близких звезд новые спектрально-двойные системы и определить их орбиты. Выделить кандидатов для позиционных наблюдений методами инфракрасной и оптической спекл-интерферометрии, чтобы в последующем надежно определить массы и светимости звезд-карликов. Недавнее открытие ИК-спутника у GL 866 [11] служит хорошей иллюстрацией открывающихся возможностей по уточнению нижнего конца зависимости масса—светимость.

4. Новые данные, возможно, помогут прояснить вопрос о связи между активностью и кратностью и вопрос об эволюции орбит под влиянием уноса углового момента звездным ветром [12, 13].

2. *Выборка K, M-карликов.* Учитывая поставленные выше цели и возможности прибора, мы отобрали для наблюдений однородную совокупность звезд из каталога Глизе [6] и дополнения к нему [7] по следующим критериям: 1) летне-осенние объекты (α от 14^h до 5^h); 2) северное небо ($\delta > -10^\circ$); 3) спектр позднее G8; 4) $m_V < 10^m$. В выборку не вошли визуально-двойные со сравнимыми по блеску компонентами, изображения которых не разделялись на щели спектрографа ($\rho < 5''$), а также некоторые звезды, для которых в каталоге имелись измерения скоростей класса точности А и В. По-видимому, выборка свободна от эффектов селекции в отношении спектральной двойственности.

3. *Наблюдения.* Измерения лучевых скоростей звезд программы проводились в 1985—1987 гг. при помощи прибора ИЛС [9] в осевом на 1.25-м и 60-см телескопах Крымской станции ГАИШ. В течение каждой

ночи наблюдалось по несколько звезд-стандартов лучевых скоростей из списка, приведенного в [14]. Для каждого сезона и телескопа в отдельности по всем наблюдениям стандартов определялся нуль-пункт прибора, прибавлением которого результаты приводились к системе слабых стандартов МАС. Изменения нуль-пункта ИЛС были обусловлены различиями в освещении коллиматора на разных телескопах и юстировками между сезонами наблюдений. К тому же, в ходе выполнения программы в конструкцию ИЛС и процедуру обработки данных вносились существенные изменения.

Скорости приводились к барицентру Солнечной системы при помощи Фортрановской программы RVEL с использованием подпрограммы BARVEL [16]. Как показал анализ наблюдений стандартов, внешняя сходимость результатов для одной звезды составляет примерно 0.3 км/с, поэтому внутренние погрешности менее 0.3 км/с следует считать заниженными. Это обстоятельство учитывается при назначении весов. Звезды с прямыми восхождениями от 3^h до 5^h наблюдались лишь в одном сезоне.

4. *Звезды с переменными скоростями.* Нами были отобраны 162 звезды, удовлетворяющие условиям включения в выборку (раздел 2) и наблюдавшиеся не менее 2-х раз с интервалом времени порядка года и более (в среднем по 4—6 измерений на звезду). Для них в табл. 1 приведены следующие данные: 1—номер по каталогу Глизе GL или дополнению GJ; 2—средняя скорость VM в км/с с учетом весов p_i :

$$VM = \frac{\sum_{i=1}^N p_i V_i}{\sum_{i=1}^N p_i}, \quad p_i = (\sigma_i^2 + 0.09)^{-1},$$

где σ_i — оценка внутренней погрешности измерений; 3 — число измерений N ; 4 — среднеквадратичная погрешность весового среднего σ_{INT} и 5 — оценки внешнего разброса измерений σ_{EXT} , определенные следующим образом:

$$\sigma_{\text{INT}} = \left(\sum_{i=1}^N p_i \right)^{-1/2}, \quad \sigma_{\text{EXT}} = \left[\sum_{i=1}^N p_i^2 (V_i - VM)^2 \right]^{1/2} / \sum_{i=1}^N p_i$$

6 — отношение внешней и внутренней ошибок $E/I = \sigma_{\text{EXT}}/\sigma_{\text{INT}}$; 7 — полный разброс скоростей $DV = V_{\text{max}} - V_{\text{min}}$; 8 — интервал наблюдений DT в сутках; 9 — оценка постоянства скорости (C — постоянные, V — переменные, LV — долгопериодические переменные, выявленные сравнением с результатами других авторов, SB1 и SB2 — известные спектрально-двойные с одиночными и двойными линиями); 10 — некоторые из опубликованных измерений (обозначения — в конце таблицы).

Таблица 1

ДАННЫЕ О ПЕРЕМЕННОСТИ ЛУЧЕВЫХ СКОРОСТЕЙ ЗВЕЗД ВЫБОРКИ

Название	V_M , км/с	N	σ_{INT}	σ_{EXT}	E/I	DV	DT	VAR	Примечания
1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
GL 2	— 0.7	6	0.25	0.26	1.05	1.9	748	C	0.8 SH86
GL 4 A	0.9	8	0.17	0.19	1.12	1.3	738	LV	—8.7 MW
GL 4 B	— 2.4	8	0.16	0.12	0.72	1.3	738	LV?	2.7 W67
GL 5	— 7.2	4	0.19	0.23	1.22	1.0	369	C	
GL 14	2.0	7	0.20	0.15	0.76	1.2	746	C	—0.1 YSH87
CL 15 A	11.3	7	0.19	0.10	0.53	1.7	725	C	9.6 SH86
GL 27	—33.6	4	0.16	0.09	0.55	0.5	373	C	
GL 28	—63.7	3	0.21	0.26	1.25	1.0	374	C	
GL 31.4	8.9	4	0.19	0.13	0.67	0.6	376	C	
GL 33	—10.4	4	0.17	0.18	1.01	1.0	376	C	
GL 34 B	10.0	4	0.17	0.41	2.38	2.2	743	U	7.5 W67
GL 39	5.6	3	0.27	0.05	0.18	0.2	384	C	6.5 W67
GL 49	— 6.8	2	0.54	0.22	0.40	1.4	363	C	—5.0 SH86
GL 50.1	—27.7	5	0.14	0.17	1.19	1.0	743	C	
GL 53.1 A	5.8	5	0.17	0.21	1.21	1.3	735	C	
GL 56.3 A	15.9	3	0.28	0.28	1.01	1.2	384	LV?	19.0 SH86
GL 58.2	10.2	13	0.12	9.71	82.31	107.2	745	SB2	
GL 59.3	—32.0	4	0.19	0.24	1.31	1.1	380	C	
GL 68	—33.8	4	0.17	0.11	0.63	0.6	376	C	
GL 69	—51.7	3	0.22	0.17	0.76	0.7	374	C	—47.0 W67
GL 74	21.1	3	0.35	0.11	0.30	0.5	373	C	22.1 W67
GL 83.3	—30.1	4	0.19	1.15	6.06	8.2	743	V	
GL 90	—13.2	2	0.30	0.28	0.94	0.8	292	C	—13.2 CL87
GL 97.2	13.7	2	0.27	0.14	0.50	0.4	291	C	
GL 105 A	25.1	3	0.24	0.26	1.09	0.9	735	C	24.7 SH86
GL 106	28.2	4	0.25	2.56	10.33	12.1	735	V	
GL 112	13.7	4	0.25	0.25	0.97	1.2	735	V?	8.9 MW
GL 112.1	10.2	2	0.28	0.17	0.63	0.7	297	C	10.7 W67
GL 113	10.0	3	0.23	0.32	1.37	1.3	293	C	
GL 113.1	— 7.6	4	0.19	4.45	22.92	26.9	735	V	
GL 117	17.9	3	0.21	0.26	1.25	1.0	374	C	
GL 120.2	9.4	3	0.22	0.08	0.36	0.3	292	LV?	15.6 MW
GL 123	—31.3	2	0.29	0.16	0.54	0.5	296	LV	—21.8 MW
GL 538	—11.2	5	0.16	1.78	10.88	8.6	729	SB1	[21]
GL 544 A	—10.1	3	0.28	0.33	1.18	1.1	725	C	
GL 546	—37.3	6	0.18	0.30	1.63	1.9	731	V?	—35.2 W67

Таблица 1 (продолжение)

1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
GL 556	10.8	4	0.19	0.15	0.83	0.8	723	C	
GL 561	-78.5	4	0.27	0.17	0.61	0.9	725	C	
GL 569.1	-15.5	3	0.23	0.18	0.79	0.6	370	C	-14.9 CL87
GL 572	-11.4	11	0.24	0.69	2.86	7.9	391	V	- 7.8 W67
GL 573	- 2.1	3	0.27	0.08	0.28	0.4	372	C	
GL 579	-70.7	3	0.49	0.32	0.66	2.5	376	C	-69.5 W67
GJ 1189	-52.0	8	0.21	0.11	0.49	1.3	394	C	-51.1 W67
GJ 1190	-111.0	3	1.19	1.28	1.07	4.9	371	C?	-103.5 W67
GL 583	-20.2	4	0.57	0.67	1.18	2.6	380	LV?	-14.6 W67
GJ 1191	- 6.3	5	0.24	0.32	1.35	2.3	388	C	
GJ 1192	-27.1	2	0.27	0.32	1.19	1.1	367	C	
GL 586 A	7.1	5	0.21	3.03	14.21	16.1	741	V	2.9 MW
GL 586 B	7.2	4	0.23	0.09	0.42	0.6	720	C	
GL 591	-66.7	4	0.18	0.15	0.84	0.7	367	C	
GL 600	- 1.9	3	0.27	0.31	1.15	2.4	378	C?	0.4 W67
GL 609.2	-48.0	8	0.14	0.17	1.26	1.5	751	C	
GL 611.2	-22.2	4	0.19	0.28	1.53	1.4	723	C	
GL 612	23.1	6	0.16	0.14	0.89	0.8	734	C	
GL 614	-14.1	4	0.19	0.18	0.95	0.9	379	LV?	-5.0 MW
GL 617 A	-19.6	4	0.28	0.30	1.09	1.5	726	LV?	-21.3 SH86
GL 619	6.6	5	0.23	0.17	0.74	1.0	726	C	4.7 W67
GL 625	-36.9	5	0.24	0.09	0.38	1.1	378	C	
GL 631	-13.0	4	0.17	0.24	1.40	1.3	367	C	
GL 632.1	-11.4	5	0.19	0.07	0.37	0.7	731	C	-11.1 W67
GL 635.1	-22.0	3	0.19	0.21	1.08	0.8	373	C	
GL 637.1	9.3	3	0.22	0.02	0.11	0.1	373	C	9.4 CL87
GL 638	-32.2	6	0.18	0.19	1.01	1.3	734	C?	-28.8 W67
GL 639	1.6	6	0.17	0.13	0.72	0.7	381	C	
GL 640	- 5.9	5	0.17	0.20	1.20	1.0	376	C	-4.7 W67
GL 649	3.6	6	0.32	0.59	1.82	2.7	734	C?	2.5 SH86
GL 649.1 A	- 7.4	7	0.16	0.18	1.10	1.4	735	C	
GL 649.1 C	- 8.0	5	0.18	0.26	1.39	1.8	735	C	
GL 653	33.6	3	0.27	0.09	0.32	0.5	725	C	35.6 W67
GL 654	33.2	4	0.23	0.12	0.50	1.7	375	C	33.3 W67
GL 654.2	-31.9	6	0.16	0.17	1.06	1.8	733	C	
GL 654.4	-11.4	3	0.23	0.14	0.59	0.6	372	C	
OL 659 A	2.8	8	0.15	0.14	0.90	1.6	744	C	1.5 W67
GL 659 B	1.6	8	0.19	0.15	0.78	2.1	743	C	-0.9 W67

Таблица 1 (продолжение)

1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
GJ 1213	9.6	3	0.30	0.34	1.15	1.4	378	C	
GL 668.1	-33.2	4	0.19	0.03	0.14	0.1	367	C	
GL 673	-24.5	5	0.20	0.13	0.66	1.6	379	C	-21.4 W67
GL 675	-39.0	7	0.14	0.25	1.83	1.7	726	C	-38.3 MW
GL 678.1 A	- 1.3	5	0.17	0.06	0.32	0.4	378	LV	-14.0 SH86
GL 685	- 7.9	6	0.17	0.14	0.85	1.2	747	LV	-17.1 SH86
GL 686	-10.2	4	0.36	0.11	0.30	1.1	377	C	-12.2 SH86
GL 688	21.4	9	0.14	1.15	8.36	11.3	396	V	
GL 689	-25.0	4	0.26	0.16	0.61	0.7	723	C	-28.4 W67
GL 690 A	- 1.8	4	0.31	0.29	0.96	1.3	379	C	- 3.4 W67
GL 692.1	23.6	8	0.15	1.18	7.88	8.4	749	V	
GL 697	-13.5	6	0.17	0.19	1.08	1.1	726	C	-15.7 W67
GL 700.2	19.7	5	0.17	0.14	0.88	1.1	372	C	
GL 702A+B	-11.0	6	0.14	0.23	1.68	1.6	737	SB1	[6]
GL 706	-19.8	5	0.16	0.16	0.97	1.2	369	C	
GL 708	0.6	4	0.32	0.07	0.23	0.9	371	C	
GL 709	-37.8	7	0.30	0.80	2.68	5.2	390	V?	
GL 715	-55.4	4	0.20	0.20	1.01	0.9	372	C	
GJ 1229	-46.4	4	0.21	0.14	0.68	0.8	370	C	
GL 718	37.8	5	0.21	0.20	0.93	1.4	379	C?	37.2 W67
GL 720 A	-32.6	6	0.19	0.28	1.46	3.3	390	C?	-31.8 SH86
GL 722.1	32.1	4	0.21	0.18	0.88	1.4	374	C	
GL 725 A	- 1.5	3	0.73	0.50	0.68	1.9	375	C	- 3.0 SH86
GL 725 B	1.2	3	0.46	0.26	0.57	0.9	387	C	- 0.9 SH86
GL 725.1	-45.7	6	0.15	0.17	1.14	1.6	390	C	
GL 726	15.0	4	0.24	0.15	0.61	0.8	372	C	17.7 W67
GL 734 A	-27.8	5	0.24	0.28	1.15	1.4	730	C	-23.8 W67
GL 736	19.1	4	0.21	0.24	1.13	1.6	372	C	
GL 743	-16.5	5	0.19	0.24	1.21	1.3	376	C	
GL 743.2	-72.6	6	0.15	0.11	0.72	9.6	734	C	
GL 747.2	10.1	5	0.27	0.29	1.06	2.3	735	C?	7.4 W67
GJ 1233	-27.4	5	0.16	0.22	1.39	1.3	377	C	
GL 751	-71.2	6	0.23	1.80	7.89	8.6	352	V	
GL 756.2	-39.9	6	0.16	0.12	0.79	0.9	742	C	
GL 758	-21.8	6	0.16	0.17	1.03	1.1	371	C	
GJ 1237	-66.4	7	0.21	4.29	20.12	26.4	393	V	
GJ 1240	-49.2	3	0.25	0.12	0.48	0.8	381	C	
GL 762.1	10.6	17	0.10	2.45	23.40	25.7	731	SB2	[23]

Таблица 1 (продолжение)

1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
GL 763	-58.4	7	0.22	1.26	5.75	6.6	392	V?	-59.1 SH86
GL 765.2	- 4.9	3	0.24	0.22	0.90	1.0	379	C	
GL 767.1 B	4.5	9	0.13	0.23	1.79	2.2	725	C?	
GL 773	-11.6	5	0.23	0.22	0.95	1.4	746	LV?	- 7.5 W67
GL 773.2	-30.6	5	0.17	0.08	0.49	0.7	378	C	-29.2 MW
GL 775	-30.8	6	0.14	0.10	0.69	0.8	725	LV?	-23.7 W67
GL 778	- 2.9	7	0.15	0.23	1.53	1.4	386	C	
GL 779.1	- 7.5	6	0.15	0.21	1.44	1.3	732	C	
GL 783.2 A	-49.9	4	0.19	0.14	0.77	0.9	368	C	
GL 786	- 2.2	5	0.24	0.33	1.38	1.7	742	C	
GL 791.3	-28.1	3	0.28	0.21	0.75	1.4	375	C	-24.6 W67
GL 793.1	- 8.1	17	0.10	4.30	42.77	43.7	752	V	V:CL87
GL 795A+B	-38.7	10	0.15	1.53	10.14	10.2	748	SB1	[22]
GL 808.2	- 9.3	7	0.16	0.37	2.35	1.9	395	V?	
GL 809	-17.8	6	0.23	0.20	0.85	1.6	742	C?	-20.7 W67
GJ 1259	-40.9	5	0.22	0.46	2.05	3.3	380	V	-35.3 W67
GL 816.1 A	-14.6	5	0.18	0.17	0.91	0.8	730	C	
GL 818	-67.1	6	0.18	0.15	0.86	1.1	722	LV?	-59.8 W67
GL 825.3	-28.0	6	0.16	0.13	0.80	0.7	722	C?	-22.5 W67
GL 828.4	-15.1	7	0.16	0.16	0.98	1.6	727	C	
GL 830	-85.1	5	0.24	0.36	1.49	1.9	394	LV	-75.1 W67
GL 835	-14.2	4	0.37	0.32	0.87	1.7	379	C	-12.2 W67
GL 836.8	9.3	4	0.25	0.22	0.90	1.1	741	C	
GL 838.1 A	-11.3	5	0.24	0.25	1.0	1.1	378	C	
GL 838.2	-30.1	6	0.18	0.36	1.97	3.4	737	C?	-29.0 CL87
GL 840	-14.9	4	0.17	0.10	0.60	0.5	371	C	
GL 842.1	-50.7	5	0.16	0.04	0.28	0.3	723	C	
GL 842.2	-19.7	2	0.34	0.18	0.51	1.5	378	C	
GL 846	17.4	6	0.25	0.21	0.85	3.6	389	C?	19.4 W67
GL 848.4	-21.3	7	0.14	0.18	1.26	1.7	397	C	-23.6 MW
GL 850	-19.3	4	0.18	0.21	1.20	1.3	371	C	
GL 851.4	- 1.6	3	0.32	0.49	1.54	2.5	378	C?	
GL 854	- 4.9	6	0.16	0.17	1.07	1.8	744	C	
GL 857.1 A+B	- 7.1	5	0.20	0.22	1.12	1.1	732	C	- 5.5 W67
GL 863	- 7.7	4	0.47	0.28	0.59	1.0	380	C	
GL 864	9.9	7	0.26	0.59	2.27	8.2	748	V	
GL 870	-30.8	3	0.23	0.10	0.44	0.6	377	LV?	-37.4 W67
GL 871.2	-51.8	8	0.15	0.06	0.41	0.5	382	C	

Таблица 1 (окончание)

1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
GL 880	-28.2	7	0.19	0.35	1.87	3.0	748	V	-26.0 W67
GL 886	-44.1	7	0.14	0.34	2.38	3.2	753	V	-50.7 MW
GJ 1278	6.4	3	0.26	0.23	0.88	1.3	377	LV?	- 0.3 W67
GL 892	-18.9	3	0.19	0.12	0.63	0.5	370	C	
GL 894.4	2.9	3	0.22	0.24	1.10	1.1	368	C	3.6 CL87
GL 895.4	-25.3	5	0.16	0.10	0.61	0.7	363	C	-24.9 CL87
GL 904.1 A+B	-19.6	5	0.16	0.11	0.70	0.7	730	C	
GL 906	-22.9	2	0.32	0.15	0.46	0.6	388	C	
GL 908	-2.0	6	0.24	0.11	0.47	2.8	389	C	-71.2 SH86
GL 908.1	- 3.7	2	0.32	0.07	0.21	0.2	389	C	- 5.1 W67
GL 909.1	-29.8	3	0.24	0.11	0.47	0.8	389	C	
GL 910	0.3	3	0.33	0.21	0.66	1.4	377	C	- 0.7 W67

В примечаниях использованы следующие обозначения: MW — измерения, выполненные на обсерватории Маунт Вильсон и приведенные в [20]; W67 — Вильсон, 1967 [8]; SH86 — Стауффер и Хартманн, 1987 [17]; YSH87 — Янг, Саджади и Харлан, 1987 [18]; CL87 — Карни и Латам, 1987 [19].

Основным признаком переменной скорости служит величина E/I : можно считать, что при $E/I > 2$ переменность определяется уверенно, а при $1.5 < E/I < 2$ и $DV > 1.5$ км/с постоянство скорости вызывает сомнения ($V?$ или $C?$). Всего выявлено 16 уверенных (V) и 5 вероятных ($V?$) двойных в дополнение к 4-м известным системам SB1 и SB2, причем спектральная двойственность десяти объектов (GL 83.3, 106, 586A, 688, 692.1, 709, 751, 763, 808.2 и 864) установлена нами впервые. Длительность обзора (2 года) позволяет эффективно выявлять лишь системы с периодами не более нескольких лет.

Таблица 2
СРАВНЕНИЕ С ОПУБЛИКОВАННЫМИ ИЗМЕРЕНИЯМИ

Работа	Точность, км/с	Число звезд	ΔT , лет	Разность []—Ток, км/с	σ , км/с
W67 [8]	0.5—5	26	20	$+0.7 \pm 0.4$	2.2
SH86 [17]	0.9	10	2—8	-0.3 ± 0.5	1.6
YSH87 [18]	1.25	7	9	-1.5 ± 0.3	0.8
CL87 [19]	1.0	6	3—5?	$+0.5 \pm 0.2$	0.4
MLW87 [29]	0.1	10	0—2	$+1.0 \pm 0.1$	0.3

В табл. 2 измеренные нами лучевые скорости постоянных (C или $C?$) звезд сравниваются с имеющимися в литературе. Указаны внутренняя точ-

ность измерений, приводимая авторами, число общих звезд, интервал времени между сравниваемыми измерениями, средняя разность результатов и дисперсия индивидуальных разностей σ . В целом сходимость соответствует оценкам точности, различия нуль-пунктов невелики.

Сравнение наших измерений с опубликованными позволило выявить или подтвердить долгопериодическую переменность скорости у 5 звезд и заподозрить ее у 11 звезд. Таким образом, наша выборка содержит по меньшей мере 41 вероятную спектрально-двойную систему. Больше половины из них имеют разброс скоростей менее 10 км/с, что согласуется с результатами аналогичных обзоров [4].

5. *Анализ результатов.* На данном этапе полный статистический анализ двойных звезд выборки невозможен, поскольку для большинства из них орбиты еще не определены, да и сам процесс выявления двойных систем будет завершен лишь через несколько лет. Наиболее неопределенны параметры долгопериодических систем, для которых нельзя дать даже грубых оценок периодов и амплитуд. И все же мы попытаемся сделать некоторые предварительные выводы.

1) *Частота спектрально-двойных систем.* После учета трех известных спектрально-двойных GL 567, 719 и 909A, которые не наблюдались нами, но удовлетворяют условиям включения в выборку, получается, что из 165 звезд к настоящему времени обнаружены 44 уверенных и вероятных спектрально-двойных, т.е. их доля составляет 26.7%. Такая частота спектрально-двойных характерна для более массивных звезд главной последовательности и гигантов [24]. Недавно оценку частоты двойных (25%) среди звезд с большим собственным движением получили Карни и Латэм [19].

Распределение двойных по спектральным классам приведено на рис. 1. Процент двойных максимален в классах K3—K4 (42%) и M (36.5%), минимален в классах K0—K2 (16.9%).

2) *Свойства короткопериодических систем.* Среди звезд выборки имеется несколько систем с быстрыми вариациями скорости, причем для некоторых из них можно получить предварительную оценку периодов и амплитуд (табл. 5). Были оценены также массы вторичных компонентов по формуле

$$\lg (M_2 \sin i) \approx \frac{2}{3} \lg M_1 + \lg (2K) + \frac{1}{3} \lg P - 2.03,$$

которая справедлива при $M_2 \gg M_1$. В качестве амплитуды $2K$ брался полный разброс измерений, а достаточно слабая зависимость массы от периода позволяет ограничиться пока его грубыми оценками.

На основании табл. 3 можно прийти к выводу, что, по-видимому, в выборке не обнаружено ни одной короткопериодической системы с незначитель-

ным спутником ($M_2 < 0.1 M_\odot$), несмотря на то, что при периодах менее года порог обнаружения для данного сбзора составляет $0.02 M_\odot$. Если бы число маломассивных спутников непрерывно зависело от M_2 ($N \propto M_2^{0.1}$), то, согласно оценке Абта и Леви [1], 13% звезд солнечного типа должны были бы иметь спутников с $0.01 < M_2 < 0.07 M_\odot$ и периодом менее 100 лет, причем по оценке тех же авторов около трети этих си-

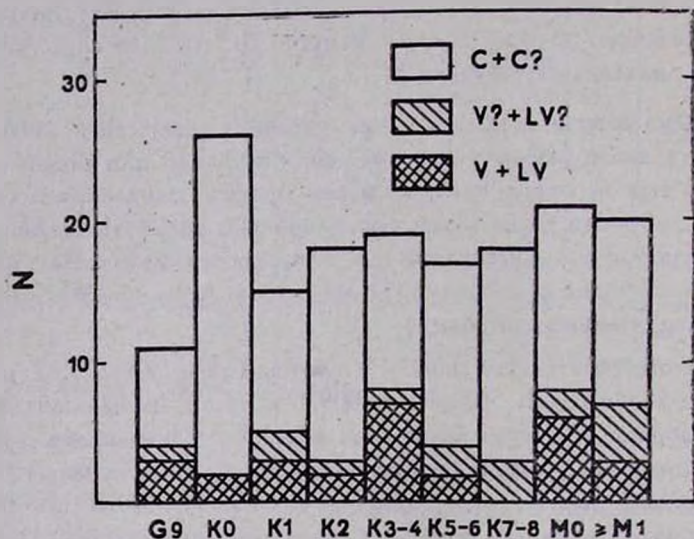


Рис. 1. Распределение двойных звезд выборки по спектральным классам. По оси ординат — число звезд N . Показаны уверенные и вероятные спектрально-двойные.

стем имели бы периоды менее года. Следовательно, в нашей выборке их должно было бы быть 7, но не наблюдается ни одной. Число звездных спутников с $M_2 > 0.07 M_\odot$ и $P < 100$ лет оценивается в [1] величиной 54%. Вероятно, после учета селекции и визуальной двойственности в нашей выборке оно окажется близким.

На отсутствие спутников, промежуточных по массе между звездами и планетами, указывают Кэмпбелл и Уолкер [25], наблюдавшие в течение нескольких лет лучевые скорости 21-й яркой звезды с точностью до 10 м/с. Они отмечают, что, во-первых, функция масс звезд скорее всего убывает при $M < 0.2 M_\odot$, и, во-вторых, образование маломассивных спутников возможно лишь при условии $P > 2.5$ года из-за прегрева дозвездного вещества спутника излучением главного компонента.

У двух систем с большой функцией масс, GL 58.2 и 793.1, нами были зарегистрированы слабые линии вторичных компонентов, для них будут

определены SB2-орбиты. Возможно, в этот класс войдут также GL 113.1 и 688.

Таблица 3

ПАРАМЕТРЫ КОРОТКОПЕРИОДИЧЕСКИХ СИСТЕМ

GL/GJ	Var	m_V	Sp	$2K$, км/с	P , сут.	$\lg (M_2 \sin i)$
58.2	SB2	7.73	K2	107	5	+0.14
113.1	V	7.56	K1e	>26	100?	-0.03
572	V	9.17	M0	8	100?	-0.68
688	V	6.52	K3	>11	1000?	-0.08
751	V	9.72	M0	9	100?	-0.63
1237	A	8.03	K3	>26	30?	-0.21
763	V?	9.34	M1	> 7	30?	-0.93
793.1	SB2	7.07	G9	50	50	+0.19
864	V	9.98	M1	10?	100?	-0.60

6. Комментарии по отдельным системам

GL 15. Постоянство скорости отмечено в [21] и [18], хотя опубликованные измерения имеют разброс 27 км/с [6].

GL 34B. Вильсон отмечает разброс скоростей 6 км/с [8]. Компонент А—спектрально-двойная с $K = 2.2$ км/с и $P = 9.209$ сут [1].

GL 58.2. Быструю переменность скорости обнаружил Хейнтц [26]. Нами зарегистрированы слабые линии вторичного компонента с контрастом 7% (табл. 2, JD 2447023.514), контраст основных линий 17%.

GL 112. Заподозрена переменность скорости с разбросом 10 км/с [26].

GL 546. Переменность скорости заподозрена в [8] и [18].

GJ 1190. Большой разброс скорее всего обусловлен ошибками измерений.

GL 617A. Другие измерения: — 13.8 MW, — 23.7 YSH87, — 20.2 W 67.

GL 626. В [27] заподозрена переменность скорости: разброс 74 км/с, широкие линии.

GL 649. Наблюдение JD 2446730 плохого качества.

GL 675. Всего одна точка выпадает на 1.2 км/с.

GL 709. Полуширина линий около 25 км/с.

GL 747.2. Тесная визуально-двойная *Сол* 1462 (1984.778: 111° , $0.''11$, $\Delta m = 0$). Уширение линий не заметно.

GL 763. Измерение JD 2446630 плохого качества, без него разброс 3.7 км/с.

GL 767.1. Кроме известной визуальной пары АВ измерена скорость более удаленного и слабого спутника С, который не отмечен в [6], но также принадлежит системе.

GL 793.1. На переменность скорости указано в [19], разброс 61 км/с. Нами зарегистрированы линии вторичного компонента с контрастом 4.5% (JD 2447022.469), контраст основных линий 17%. Система разрешена со спекл-интерферометром [28]: 1986.4, 170° , $0.''030$.

GL 795. Хейнц заподозрил быстрые колебания скорости [26]. На самом деле компонент А визуальной пары является SB1-системой с периодом 2.5 года и полуамплитудой 2 км/с [22].

GL 808.2. Слабый красный спутник — оптический, $V_r = 0.0 \pm 0.5$ км/с.

GL 809. Разброс скоростей 15 км/с согласно [26] и 11 км/с согласно [8]. По данным [18] и нашим наблюдениям скорость постоянна.

GL 838.2. Выпадает всего одно наблюдение.

GL 880. Переменность скорости с разбросом 33 км/с отмечена в каталоге [6]. В [18] приведено $V_r = -34.0$ для JD 2443420, а через 35 дней Хейнц определил $V_r = -24.5$ км/с [26]. Однако наши наблюдения исключают переменность скорости на масштабе 10—20 дней, вероятный орбитальный период более года.

7. *Заключение.* Проведенные наблюдения позволили уточнить лучевые скорости большого числа близких звезд и выявить среди них новые спектрально-двойные, которые станут предметом дальнейшего изучения. Уточнена частота спектрально-двойных в окрестностях Солнца. Сделаны предварительные выводы об отсутствии маломассивных спутников на короткопериодических орбитах и о возможном дефиците двойных среди звезд классов K0—K2. Повторные наблюдения звезд выборки позволят проверить эти заключения. После того, как станут известны орбитальные параметры двойных систем, предполагается проанализировать их распределение по периодам и отношениям масс.

Автор благодарит за помощь в наблюдениях Г. В. Зайцеву, Е. В. Коваль, М. В. Павлова, Л. В. Романенко и М. М. Тодуа. Поддержка со стороны сотрудников Крымской лаборатории ГАИШ в немалой степени способствовала успеху дела. Автор также глубоко признателен М. В. Горя-

чеву, И. В. Ильину, А. А. Капусткину, К. В. Кунмову, М. В. Павлоу и В. Н. Семенцову за содействие в обработке наблюдательного материала.

Государственный астрономический
институт им. П. К. Штернберга

RADIAL VELOCITIES OF K, M-DWARFS

A. A. TOKOVININ

The 931 measurements of radial velocities of 206 nearby stars were made in 1985–87 with the correlation radial-velocity-meter (RVM). The typical accuracy is 0.5 km/s. The homogeneous sample of 162 K, M-dwarfs located in a zone ($\delta > -10^\circ$, $14^h < \alpha < 3^h$) contains 41 stars with variable or probably variable velocity. For 10 stars the spectral duplicity is noted for the first time. The fraction of spectroscopic binaries in the classes K0–K2 is 17%, in M0–M3–36%, the average fraction in the whole sample is 27%. No low mass ($M_2 \sin i < 0.1 M_\odot$) companions have been found among the short period ($P < 1$ year) systems, all of them having the velocity range in excess of 7 km/s. In the systems with the largest mass function GL 58.2 and 793.1 the lines of secondary components have been detected.

ЛИТЕРАТУРА

1. H. A. Abt, S. C. Levy, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, 30, 273, 1976.
2. M. Mayor, J. C. Mermillod, in "Etoiles Binaires Dans le Diagramme H. R."—C. r. journées 5-ème réun.—Strasbourg, 20 jan.,—1983.—Strasbourg, C. D. S., 1983, p. 45.
3. R. F. Griffin, J. E. Gunn, B. A. Zimmerman, R. E. M. Griffin, *Astron. J.*, 90, 609, 1985.
4. R. F. Griffin, in "Interacting Binaries", Eds. P. R. Eggleton, J. E. Pringle, Reidel, 1985, p. 1.
5. C. D. Scarfe, *J. Roy. Astron. Soc. Can.*, 80, 257, 1986.
6. W. Gliese, *Catalogue of Nearby Stars*, Veröff. Astron. Rechen Inst., No 22, Heidelberg, 1969.
7. W. Gliese, H. Jahreiss, *Astron. and Astrophys. Suppl. Ser.*, 38, 423, 1979.
8. O. C. Wilson, *Astron. J.*, 72, 905, 1967.
9. А. А. Токовинин, *Астрон. ж.*, 63, 196, 1987.
10. C. D. McClure, R. F. Griffin, M. Fletcher, H. C. Harris, M. Mayor, *Publ. Astron. Soc. Pacif.*, 97, 740, 1985.
11. D. W. McCarthy, M. C. Cobb, *Astron. J.*, 93, 1535, 1987.
12. R. W. Noyes, L. V. Hartmann, S. L. Balunas, D. K. Duncan, A. H. Vaughan, *Astrophys. J.*, 279, 763, 1984.
13. J. Patterson, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, 54, 443, 1984.

14. *M. Mayor, E. Maurice*, in "Stellar Radial Velocites", Proc. IAU Coll. 88, Eds. A. G. D. Philip, D. W. Latham, N. Y., 1985, p. 301.
15. *М. В. Горячев, А. Ю. Клементьева, А. А. Семеникин, А. А. Токовинин*, Тр. ГАИШ, 60, 1988 (в печати).
16. *P. Stampf*, Astron. and Astrophys. Suppl. Ser., 41, 1, 1980.
17. *J. R. Stauffer, L. W. Hartmann*, Astrophys. J. Suppl. Ser., 61, 531, 1986.
18. *A. Young, S. Sadjadi, E. Harlan*, Astrophys. J., 314, 272, 1987.
19. *B. W. Carney, D. W. Latham*, Astron. J., 93, 116, 1987.
20. *H. A. Abt, E. A. Biggs*, Bibliography of Stellar Radial Velocities, Kitt Peak Nat. Observ., N. Y., 1972.
21. *K. W. Kamper*, in "The Nearby Stars and Stellar Luminosity Function", Proc. IAU Coll. 76, Eds. A. G. D. Philip, A. R. Upgren, N. Y., 1983, p. 357.
22. *A. Duquennoy*, Astron. and Astrophys., 178, 114, 1987.
23. *C. D. McClure*, Publ. Astron. Soc. Pacif., 95, 201, 1983.
24. *H. A. Abt*, Ann. Rev. Astron. and Astrophys., 21, 343, 1983.
25. *B. Campbell, G. A. H. Walker*, in "Stellar Radial Velocities", Proc. IAU Coll. 88, Eds. A. G. D. Phillip, D. W. Latham, N. Y., 1985, p. 5.
26. *W. D. Heintz*, Astrophys. J. Suppl. Ser., 46, 247, 1981.
27. *A. P. Coules, F. O. A. Hartwick*, Astrophys. J., 253, 237, 1982.
28. *D. Bonneau*, Circulaire d'Inform. Commis. 26 UAI, No 102, 1987.
29. *G. W. Marcy, V. Lindsay, K. Wilson*, Publ. Astron. Soc. Pacif., 99, 490, 1987.

УДК: 524.57

ПЫЛЬ ВОКРУГ МОЛОДЫХ ЗВЕЗД. НАБЛЮДЕНИЯ ПОЛЯРИЗАЦИИ UX Ori В ГЛУБОКИХ МИНИМУМАХ

Н. В. ВОЩИННИКОВ, В. П. ГРИНИН, Н. Н. КИСЕЛЕВ, Н. Х. МИНИКУЛОВ

Поступила 7 июля 1987

Принята к печати 20 октября 1987

В ходе патрульных фотометрических и поляриметрических наблюдений UX Ori, начатых в 1986 г. в Крыму и Боливии, зарегистрированы два глубоких минимума блеска, во время которых наблюдался рост линейной поляризации (до $\approx 7\%$) и отмечена тенденция к увеличению круговой поляризации (до $\approx 1\%$). Анализ наблюдательных данных показывает, что основным источником поляризованного излучения в глубоких минимумах является излучение звезды, рассеянное частицами околозвездной пыли. На основе теории Ми для полидисперсной графито-силикатной смеси частиц рассчитаны оптические свойства эллипсоидальных пылевых оболочек и построена модель алголеподобного минимума.

1. *Введение.* Звезда UX Ori ($Sp = A2e-A3e$, $V = 9^m.6-12^m.5$) является представителем подкласса молодых звезд типа Ae/Be-Хербига с непериодическими алголеподобными ослаблениями блеска. В 1973 г. Г. В. Зайцева [1] установила, что при уменьшении блеска звезды ее цвет меняется неоднозначным образом: вначале показатели цвета $U-B$, $B-V$ растут (звезда краснеет). Затем при продолжающемся падении блеска происходит поворот на диаграмме «цвет—величина» в сторону уменьшения показателей цвета. Этот результат в дальнейшем был подтвержден другими наблюдателями и к настоящему времени известно уже более десятка звезд, показывающих аналогичные изменения цвета в минимумах блеска [2—8].

Хотя указанный эффект известен уже давно, вопрос о его природе продолжает оставаться дискуссионным. Отсутствует также единый взгляд и на механизм самих алголеподобных минимумов. В литературе обсуждались следующие варианты: 1) переменность околозвездной экстинкции, обусловленная неоднородной структурой вращающихся околозвездных пылевых оболочек [9], 2) магнитная активность на поверхности молодых звезд, сопровождающаяся появлением и исчезновением холодных пятен [7, 10], 3) образование пыли в результате нестационарных процессов в ат-

мосфере звезды (как у звезд типа RCrB) [4]. В качестве источника голубого свечения рассматривалось излучение горячего газа — околосветной оболочки [1, 5], активной области над пятном [7] или хромосферы [4]. Основным доводом в пользу того, что светит именно горячий газ, обычно считалось наблюдаемое в минимумах UX Ori, WW Vul и некоторых других звезд этого типа увеличение эквивалентной ширины линии H_{α} [7, 11], свидетельствующее об усилении вклада излучения газовой составляющей. Недавно, однако, эта аргументация была поставлена под сомнение [12] после того, как выяснилось, что в спектре WW Vul наблюдаются значительные вариации $W_{H_{\alpha}}$ и вне минимумов, которые не сопровождаются сколько-нибудь заметными изменениями цвета звезды.

При выборе той или иной модели важное значение имеет длительность минимумов. У некоторых звезд она составляет всего 1—2 суток [13], и из перечисленных выше моделей лишь одна — модель переменной околосветной экстинкции — не сталкивается с трудностями при объяснении столь коротких минимумов (длительность отдельного минимума в этом случае определяется временем покрытия звезды пылевым облаком, движущимся вокруг нее по кеплеровской орбите). Недавно одним из авторов статьи было показано [14], что в рамках этой модели можно дать также весьма простое объяснение диаграммы «цвет—величина». Для этого необходимо предположить, что пылевые облака, вызывающие алголеподобные затмения, погружены в протяженную оболочку, содержащую мелкие частицы пыли. Рассеянное пылинками излучение звезды и может быть источником слабого голубого свечения, которое проявляется лишь в моменты покрытия звезды пылевым облаком.

Вследствие того, что пылевые оболочки вокруг молодых звезд являются, по-видимому, дискообразными (о чем свидетельствует целый ряд наблюдательных фактов, включая прямые спекл-интерферометрические наблюдения [15]), рассеянное пылевыми частицами излучение должно быть линейно поляризованным. Отсюда вытекает основное предсказание модели [14]: линейная поляризация излучения звезд с алголеподобными минимумами должна увеличиваться при ослаблении блеска звезды.

С целью проверки этого предсказания в 1986 г. в Крыму и в Боливии были начаты патрульные наблюдения поляризации и блеска UX Ori. Ниже приводятся первые результаты этих наблюдений, на основании которых построена предварительная модель алголеподобного минимума.

2. Наблюдения линейной поляризации в Крыму проводились на телескопе АЗТ-11 с финским UBVR_i-поляриметром [16]. Количество наблюдательных ночей равно 20. Использовалась стандартная методика, включающая наблюдения фона неба и контрольной звезды. Наблюдения в Боливии проводились на 60-см телескопе советско-боливийской обсерватории

с 12 июля по 14 октября (31 наблюдательная ночь). Использовался поляриметр, позволяющий измерять все 4 параметра Стокса [17]. Редукция фотометрических наблюдений в систему *UBVR* проведена с коэффициентами, найденными по наблюдениям звезд сравнения: HD 131749 и BD —4³ 1028 в области UX Ogi и двух стандартов: 94—305 и 94—308 кооперативной программы В. Хербста. Результаты наблюдений даны в табл. 1—2 и на рис. 1—4.

Как следует из рис. 1 и табл. 3, где представлена наиболее плотная во времени часть патрульных наблюдений, уже первый минимум UX Ogi, наблюдавшийся 15—17 июля, сопровождался увеличением линейной поляризации до $\approx 7\%$ в полосе *V*. Следующий глубокий минимум был зарегистрирован независимо в Крыму и в Боливии. Наибольшее ослабление блеска наблюдалось в Крыму 28/29 сентября и вновь поляризация в полосе *V* увеличилась до $\approx 7\%$. Вне минимумов поляризация UX Ogi составляла около 0.5—1% и, как показали наблюдения соседних звезд, заметная часть ее является межзвездной.

Рост степени поляризации сопровождался сильным изменением зависимости P_λ (рис. 2), отражающим изменение соотношения между величиной собственной и межзвездной поляризации, а также изменение вклада поляризованной и неполяризованной составляющих в разные полосы. Обращает также на себя внимание большая амплитуда изменений угла линейной поляризации, составляющая около 70° и обусловленная, по-видимому, различиями в ориентации собственной (переменной) и межзвездной поляризации. В глубоких минимумах, во время которых собственная поляризация звезды была значительно больше межзвездной, угол θ_V в обоих случаях был примерно одинаков: $\theta_V = 125.5^\circ \pm 1.6^\circ$ (16/17 июля) и $\theta_V = 128.2^\circ \pm 0.8^\circ$ (28/29 сентября).

Несмотря на большую амплитуду изменений параметров поляризации и значительный разброс точек на диаграмме P_V/V (рис. 3), степень поляризации P_V и угол θ_V в самой глубокой части обоих минимумов оказались близкими по величине. Это дает основания предполагать, что источник поляризованного излучения от минимума к минимуму не меняется, а наблюдаемый рост степени поляризации достигается в основном за счет уменьшения интенсивности неполяризованного излучения.

В табл. 2 и в нижней части рис. 1 приведены результаты измерений круговой поляризации UX Ogi. Видно, что в промежутках между минимумами она близка к нулю. В первом минимуме зарегистрировано увеличение круговой поляризации до $q_{\max} = 1.33 \pm 0.30\%$ (13/14.07). Наиболее глубокая часть сентябрьского минимума в Боливии была пропущена (из-за погодных условий). Однако на выходе из минимума (30/1.09) круговая поляризация наблюдалась в четырех полосах *UBVR* и в каждой из них зарегистрировано ее повышение на уровне 2—2.5%.

ФОТОМЕТРИЯ И ПОЛЯРИМЕТРИЯ UX Oгi (Крым)

Дата	$\frac{D}{2446000 \pm}$	Φ	m	P (%)	σ	θ°	φ	N	Условия
1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
5/6.02.86	467.33	U	10 ^m .47	0.50	0.13	112.0	4.6	4	
		B	10.20	0.56	0.08	114.8	3.7		
		V	9.86	0.72	0.14	115.3	5.4		
		R	9.85	0.95	0.09	115.5	2.6		
		I	9.63	1.32	0.10	118.8	1.7		
28/1.03.86	490.20	U	11.76	3.54	0.31	132.3	2.5	8	
		B	11.32	2.67	0.09	127.2	0.7		
		V	10.81	2.51	0.11	124.1	1.2		
		R	10.63	2.47	0.07	120.7	0.8		
		I	10.29	2.48	0.10	118.3	1.1		
28/29.09.86	702.55	U	12.36	6.67	0.32	130.9	1.4	11	
		B	11.98	6.93	0.16	128.7	0.7		
		V	11.59	7.37	0.21	128.7	0.8		
		R	11.34	5.67	0.15	133.1	0.8		
		I	10.92	4.02	0.15	140.4	1.1		
1/2.10.86	705.57	U	11.35	1.39	0.21	142.5	4.2	8	
		B	10.99	1.27	0.08	148.9	1.9		
		V	10.51	0.81	0.10	145.9	3.5		
		R	10.32	0.89	0.06	162.7	2.0		
		I	10.00	0.89	0.07	161.6	2.2		
4/5.10.86	708.56	U	10.99	1.06	0.19	7.4	5.0	8	
		B	1 ^m .64	0.88	0.07	178.4	2.3		
		V	10.21	0.80	0.13	178.0	4.8		
		R	10.09	0.70	0.05	173.9	2.0		
		I	9.85	0.63	0.09	165.9	4.1		
23/24.10.86	727.58	U	11.99	3.93	0.25	140.1	1.9	8	
		B	11.58	3.36	0.09	147.3	0.8		
		V	11.02	2.92	0.13	153.4	1.3		
		R	10.77	2.11	0.08	157.7	1.1		
		I	10.33	1.67	0.08	161.1	1.4		
24/25.11.86	759.48	U	11.78	3.37	0.23	128.0	1.9	8	
		B	11.42	2.67	0.11	133.0	1.2		
		V	10.86	1.76	0.11	139.0	1.8		
		R	10.55	1.30	0.07	139.1	1.6		
		I	10.14	0.94	0.09	141.6	2.8		

Таблица 1 (продолжение)

1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
26/27.11.86	761.48	<i>U</i>	11. ^m 93	3.59	0.26	124.7	2.1	12	
		<i>B</i>	11.56	3.05	0.10	124.9	0.9		
		<i>V</i>	11.05	2.62	0.11	126.1	1.2		
		<i>R</i>	10.81	2.11	0.07	126.4	1.0		
		<i>I</i>	10.42	1.70	0.11	123.9	1.8		
1/2.12.86	766.59	<i>U</i>		1.60	0.36	144.1	6.4	8	
		<i>B</i>	10.82	1.39	0.12	153.0	2.4		
		<i>V</i>	10.30	1.59	0.30	161.5	5.3		
		<i>R</i>	10.14	1.37	0.12	152.7	2.6		
		<i>I</i>	9.84	1.43	0.26	153.1	5.3		
15/16.12.86	780.35	<i>U</i>	10.78	0.93	0.23	135.2	6.8	8	2
		<i>B</i>	10.46	1.10	0.08	144.3	2.1		
		<i>V</i>	10.02	0.96	0.09	146.9	2.6		
		<i>R</i>	9.88	0.90	0.05	134.8	1.6		
		<i>I</i>	9.64	0.89	0.08	132.4	2.5		
5/6.02.87	832.37	<i>U</i>	11.12	2.55	0.21	121.3	2.4	4	
		<i>B</i>	10.79	2.93	0.13	131.2	1.3		
		<i>V</i>	10.29	2.83	0.13	130.2	1.4		
		<i>R</i>	10.11	2.56	0.06	126.9	0.6		
		<i>I</i>	9.81	2.45	0.09	127.8	1.0		
15/16.02.87	842.23	<i>U</i>	11.36	2.92	0.24	115.6	2.3	12	
		<i>B</i>	10.98	2.88	0.09	119.4	0.9		
		<i>V</i>	10.47	2.58	0.12	119.1	1.3		
		<i>R</i>	10.26	2.20	0.06	116.6	0.7		
		<i>I</i>	9.91	2.10	0.08	116.8	1.1		
20/21.02.87	847.32	<i>U</i>	11.06	3.17	0.25	113.5	2.3	8	1
		<i>B</i>	10.85	3.03	0.11	112.4	1.0		
		<i>V</i>	10.37	2.70	0.14	114.3	1.4		
		<i>R</i>	10.13	2.55	0.09	108.1	1.0		
		<i>I</i>	9.87	2.27	0.12	110.8	1.6		
23/24.02.87	850.21	<i>U</i>		2.96	0.31	103.3	3.0	5	1
		<i>B</i>		3.37	0.18	103.5	1.5		
		<i>V</i>		2.87	0.40	100.0	4.0		
		<i>R</i>		2.96	0.13	96.9	1.2		
		<i>I</i>		2.51	0.16	100.4	1.8		

Таблица 1 (окончание)

1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
25/26.02.87	852.27	<i>U</i>	11 ^m .33	3.13	0.19	100.8	1.7	8	
		<i>B</i>	10.98	3.43	0.03	102.0	0.7		
		<i>V</i>	10.46	3.18	0.13	100.2	1.2		
		<i>R</i>	10.25	3.08	0.09	97.3	0.8		
		<i>I</i>	9.89	2.64	0.08	101.1	0.9		
26/27.02.87	853.26	<i>U</i>	11.26	3.15	0.19	102.9	1.7	8	2
		<i>B</i>	10.92	3.26	0.09	102.0	0.5		
		<i>V</i>	10.42	2.97	0.14	104.6	1.3		
		<i>R</i>	10.19	2.87	0.08	100.5	0.8		
		<i>I</i>	9.85	2.60	0.10	102.7	1.1		
27/28.02.87	854.22	<i>U</i>	11.11	2.96	0.61	119.9	5.9	6	3
		<i>B</i>	10.71	3.24	0.16	101.6	1.5		
		<i>V</i>	10.18	2.70	0.40	99.4	4.2		
		<i>R</i>	10.02	2.52	0.21	100.3	2.4		
		<i>I</i>	9.64	2.30	0.20	107.0	2.5		
28/1.03.87	855.26	<i>U</i>	11.33	3.46	0.29	103.8	2.4	8	
		<i>B</i>	10.97	2.81	0.12	102.2	1.2		
		<i>V</i>	10.44	2.69	0.16	103.3	1.7		
		<i>R</i>	10.26	2.23	0.14	101.0	1.8		
		<i>I</i>	9.91	2.01	0.17	105.5	2.8		
29/30.03.87	884.23	<i>U</i>		1.62	0.83	90.0	13.5	6	1
		<i>B</i>		2.75	0.24	102.3	2.0		
		<i>V</i>		2.63	0.29	94.5	3.1		
		<i>R</i>		2.42	0.15	102.4	1.7		
		<i>I</i>		2.68	0.18	103.0	1.7		
30/31.03.87	885.23	<i>U</i>	11.22	3.52	0.53	103.6	4.3	8	2
		<i>B</i>	10.81	2.98	0.24	96.6	2.3		
		<i>V</i>	10.26	2.44	0.20	102.1	2.3		
		<i>R</i>	10.12	2.19	0.20	99.7	2.6		
		<i>I</i>	9.90	1.70	0.23	102.5	3.8		

Примечания. 1 — Временами облака; 2 — циррусы; 3 — плохие изображения ($\approx 10^\circ$).

Таблица 2

ФОТОМЕТРИЯ И ПОЛЯРИМЕТРИЯ UX Ori (Боливия)

Дата	ID 2446000+	Φ	V	P (%)	σ	θ°	σ	q (%)	σ	Условия
1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11
1986 г.										
12/13.07	623.9	V	11 ^m 6:	2.08	0.43	141.7	5.9	0.87	0.30	
13/14.07	624.9	V	11.8:	3.31	0.43	134.7	3.7	1.33	0.30	
14/15.07	625.9	V	10.9:	2.51	0.25	125.7	2.8	-0.10	0.17	
15/16.07	626.8	V	12.32	5.09	0.75	125.9	4.2	1.18	0.53	1
16/17.07	627.9	V	12.12	7.17	0.41	125.5	1.6	0.21	0.29	
6/7.08	648.8	B		0.93	0.28	179.3	8.6	-0.01	0.20	
		V	10.17	0.88	0.23	5.9	7.5	0.05	0.16	
		R		0.82	0.40	0.0	14	0.05	0.29	
7/8.08	649.8	B		1.04	0.28	174.8	7.7	-0.20	0.20	
		V	10.14	0.81	0.28	179.4	10	0.11	0.20	
		R		0.97	0.29	5.6	8.6	0.39	0.20	
8/9.08	650.9	B		0.58	0.28	173.6	14	0.04	0.20	
		V	10.06	0.51	0.28	172.3	16	-0.06	0.20	
		R		0.14	0.24	151.3	18	-0.03	0.17	
9/10.08	651.8	B		0.57	0.28	11.6	14	-0.29	0.20	
		V	10.12	0.90	0.23	2.8	7.4	0.15	0.16	
		R		0.81	0.29	177.7	10	0.18	0.20	
13/14.08	655.8	B		1.06	0.28	174.9	7.6	-0.05	0.20	1
		V		1.08	0.28	8.9	7.5	-0.30	0.20	
		R		1.14	0.29	178.2	7.2	-0.06	0.20	
14/15.08	656.8	B		1.45	0.30	1.4	5.9	0.35	0.21	
		V	10.18	1.24	0.31	177.4	7.1	0.10	0.22	
		R		1.01	0.33	169.0	9.4	0.03	0.24	
23/24.08	665.8	V		1.19	0.24	175.7	5.7	0.17	0.17	1
25/26.08	667.8	V		1.63	0.41	178.1	7.2	-0.03	0.29	1
26/27.08	668.8	V	10.34	1.66	0.22	167.5	3.8	0.24	0.16	
27/28.08	669.8	V	10.37	1.43	0.17	177.3	3.4	-0.12	0.12	
		R		0.91	0.24	179.1	7.6	-0.07	0.17	
31/1.08	673.9	B		2.11	0.28	151.4	3.8	0.12	0.20	
		V	10.74	1.91	0.20	161.1	3.0	0.03	0.14	
1/2.09	674.8	V		2.18	0.21	161.9	2.8	-0.07	0.15	1

Таблица 2 (окончание)

1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11
1986 г.										
3/4.09	676.8	B		3.38	0.26	142.8	2.2	-0.07	0.18	1
		V		3.23	0.20	146.6	1.8	-0.04	0.14	
		R		3.11	0.25	153.0	2.3	-0.56	0.18	
6/7.09	679.8	B		2.20	0.20	139.8	2.6	0.25	0.14	
		V	10 ^m 52	2.58	0.20	151.0	2.2	0.00	0.14	
		R		2.37	0.24	144.1	2.9	0.01	0.17	
7/8.09	680.8	V	10.5:	1.82	0.20	154.6	3.2	0.04	0.14	
8/9.09	681.7	V	10.8:	1.87	0.20	156.0	3.1	0.22	0.14	
30/1.09	703.7	U		6.30	0.72	128.4	3.2	1.35	0.51	
		B		4.80	0.29	130.3	1.7	0.41	0.20	
		V	11.2:	3.80	0.30	137.0	2.2	0.40	0.21	
		R		3.80	0.30	135.9	2.2	0.50	0.21	
1/2.10	704.7	V		2.38	0.18	151.3	2.2	-0.18	0.31	1
	.8	V		1.64	0.15	149.8	2.6	0.01	0.10	
2/3.10	705.7	V		1.14	0.20	153.1	5.1	0.16	0.14	1
3/4.10	706.7	V		1.99	0.14	139.4	2.1	0.03	0.10	1
4/5.10	707.8	V		0.62	0.14	166.6	6.5	-0.26	0.10	1
		R		0.58	0.20	173.3	10	-0.35	0.14	
5/6.10	708.8	V		0.71	0.12	179.9	4.8	0.13	0.08	1
11/12.10	714.2	V		2.41	0.29	155.1	3.5	0.15	0.20	1
14/15.10	717.2	V		0.90	0.15	15.0	4.6	0.20	0.10	1

Примечания. 1—Временами облака; (:)—оценка блеска сделана по наблюдаемой скорости счета фотонов в полосе V с точностью $\pm 0^m10$; q — знак круговой поляризации определен в инструментальной системе.

Учитывая большие ошибки в определении q и неоднозначный характер ее поведения (максимуму линейной поляризации в июльском минимуме соответствовала $q \approx 0$), мы можем на основании проведенных наблюдений констатировать лишь наличие тенденции к увеличению круговой поляризации в минимумах блеска. Максимальное наблюдавшееся значение q (1.33%) является рекордным для звезд этого типа и родственных объектов (см. [18]) и нуждается в независимом подтверждении.

3. Выбор модели. Хотя наблюдаемая зависимость поляризации UX Ori от блеска подтверждает предсказания модели [14], основанной на пылевой концепции, мы обсудим ниже также альтернативные возможности интерпретации наблюдений.

а) *Электронное рассеяние в околозвездной газовой оболочке.* По оценкам Е. А. Колотилова [11] скорость вращения околозвездной газовой оболочки UX Ori, найденная по профилю линии H_2 , составляет около 300 км/с. Такая оболочка должна быть несферической, а излучение звезды, рассеянное на свободных электронах — линейно поляризованным.

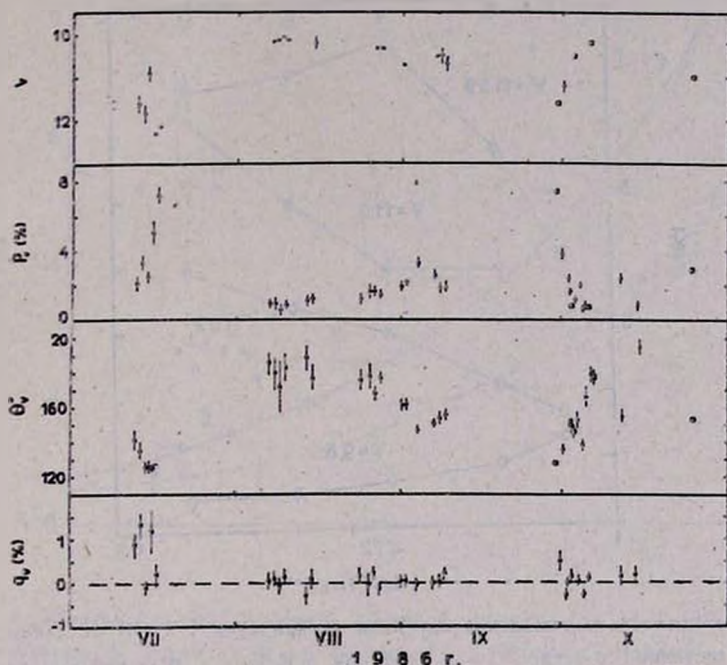


Рис. 1. Изменения блеска, линейной и круговой поляризации UX Ori в полосе V по данным боливийских (●) и крымских (○) наблюдений в период с 12. VII. 86 по 23. X. 86.

Для оценки степени поляризации воспользуемся значением меры эмиссии газовой оболочки UX Ori, найденной в [5] по бальмеровскому скачку:

$$E = R_*^{-2} \int_V n_e n^+ dv = 5.1 \cdot 10^{35} \text{ см}^{-5}. \quad (1)$$

Допустим, что оболочка однородна и имеет форму сплюснутого сфероида с большой полуосью A и малой полуосью B . Ее объем $V = (4/3)\pi A^2 B$, оптическая толщина по электронному рассеянию: $\tau_T = \sigma_T n_e A$. Отсюда с учетом (1) получаем:

$$\tau_T = 0.1 (B/R_*)^{-1/2} < 0.1, \quad (2)$$

где принято во внимание, что радиус UX Ori равен: $R_* = 2.8 R_\odot$ [5].

При $\tau_T = 0.1$ теоретический верхний предел степени поляризации (в приближении точечного источника при $A/B \simeq 4$ и $\sin i = 1$) равен [19]: $P_{\max} (\%) = 6.9 \tau_T \simeq 0.7\%$ — вне минимума, и $P_{\max} < 4\%$ — при ослаблении блеска на две величины.

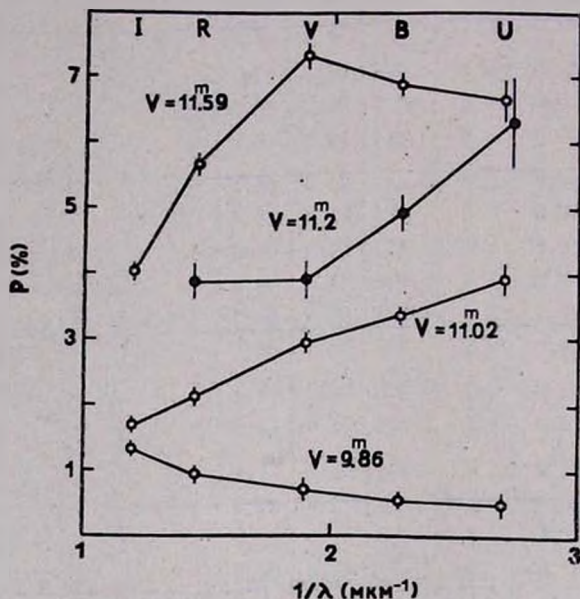


Рис. 2. Зависимость наблюдаемой линейной поляризации UX Ori от длины волны для четырех состояний блеска. $\circ$ — наблюдения в Крыму, $\bullet$ — наблюдения в Бразилии.

По данным табл. 1 при таком же ослаблении блеска UX Ori наблюдаемая поляризация равна 7.4%, что заметно выше теоретического верхнего предела. При этом необходимо иметь в виду, что в реальных условиях из-за градиента плотности газа в оболочке основной вклад в рассеянное излучение дают ее внутренние слои. Поэтому при покрытии звезды пылевым облаком существует большая вероятность того, что в минимуме блеска от наблюдателя будет одновременно закрыта и внутренняя часть газовой оболочки, в результате чего вклад рассеянного излучения будет существенно ослаблен. Реальность этой ситуации подтверждает тот факт, что в минимумах UX Ori, несмотря на увеличение $\dot{M}_{\text{H}_2}$, абсолютное значение потока F_{H_2} в несколько раз меньше, чем в нормальном состоянии (см. рис. 5 в [11]).

С учетом сказанного линейная поляризация UX Ori в минимумах блеска, обусловленная электронным рассеянием, должна быть в несколько раз

меньше полученного выше теоретического верхнего предела, что совершенно недостаточно для объяснения результатов наблюдений. Кроме того, модель с электронным рассеянием не дает никаких указаний относительно круговой поляризации, тенденция к увеличению которой в минимумах UX Ori обнаружена в ходе боливийских наблюдений.

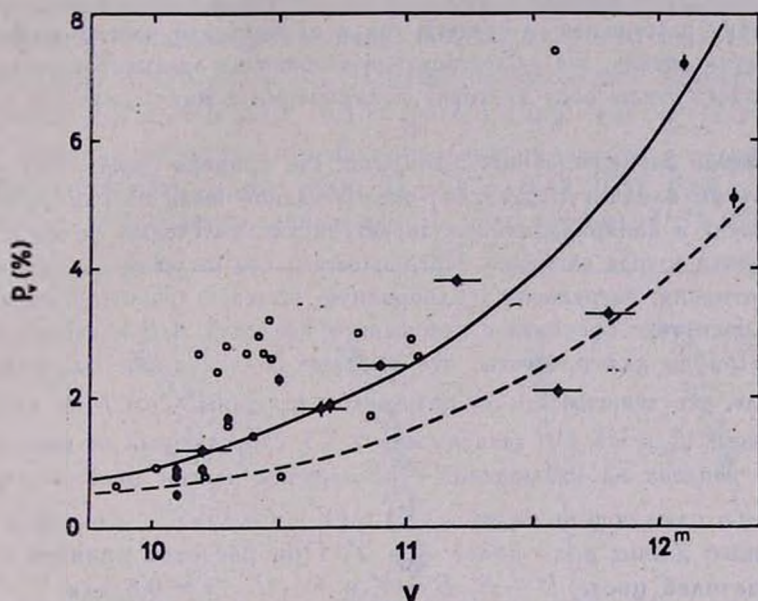


Рис. 3. Зависимость наблюдаемой линейной поляризации UX Ori от блеска. О — наблюдения в Крыму, ● — наблюдения в Боливии. Кривые — результаты расчетов для модели с $A/B = 4$, $\tau_0^{\text{ext}}(U) = 0.5$. Сплошная линия — $n_{S1}/n_C = 1.07$, $a_- = 0.04$ мкм, $a_+ = 0.15$ мкм; пунктир — стандартная смесь MRN.

6) *Пылевая модель* образования линейной поляризации является, по-видимому, единственной альтернативой электронному рассеянию и опирается на фундаментальный наблюдательный факт: существование заметных избытков ИК-излучения у молодых звезд, обусловленных пылевыми оболочками. В частности, по данным [5] температура пыли в оболочке UX Ori $T_d = 1350$ К. Внутренний радиус оболочки порядка нескольких астрономических единиц, а ИК-светимость составляет около 13% полной светимости звезды в нормальном состоянии.

В рамках пылевой модели поляризация излучения может возникнуть при рассеянии излучения звезды в несферической пылевой оболочке, а также при прохождении излучения звезды сквозь облако, состоящее из ориентированных частиц.

Как уже отмечалось в разделе 2, сходство параметров линейной поляризации в обоих минимумах UX Ori свидетельствует о стабильности источ-

ника поляризованного излучения, что характерно для первого механизма и требует довольно искусственных предположений о сходстве оптических параметров двух различных пылевых образований, пересекающих луч зрения,— в рамках второго механизма. Что касается наблюдаемого разброса точек на графике P_V/V (рис. 3), то он может быть обусловлен как ключевой структурой вращающейся пылевой оболочки (создающей переменную засветку рассеивающей среды), так и ориентацией частиц в облаках, закрывающих звезду. На существование в оболочке ориентированных частиц указывает также рост круговой поляризации в минимумах UX Ori.

4. *Модель алголеподобного минимума.* На примере упрощенной модели рассмотрим влияние параметров околозвездной пыли на изменение фотометрических и поляризационных характеристик излучения системы звезда + оболочка в ходе затмения. Предположим, что пылевые облака, вызывающие затмения, погружены в однородную пылевую оболочку, имеющую форму сплюснутого сфероида с отношением полуосей A/B и наблюдаемую с ребра. Примем для простоты, что пылевые облака также однородны в том смысле, что зависимость их оптической толщины τ_1 от λ не меняется при затмении. Для UX Ori зависимость $\tau_1(\lambda)$ (усредненная по многим минимумам) найдена из наблюдений — по верхним частям цветовых треков (рис. 4) — в следующем виде: $\tau_1(X)/\tau_1(Y) \sim (\lambda_X/\lambda_Y)^{-\alpha}$, где λ_X и λ_Y — эффективные длины волн полос X и Y . При расчетах принято $\alpha=1.5$ для показателей цвета $U-B$, $B-V$ и $R-I$ и $\alpha=0.6$ для $V-R$.

Степень линейной поляризации P_λ и показатели цвета $\Delta(X-Y) = (X-Y) - (X-Y)_0$, где $(X-Y)_0$ — показатели цвета при $\tau_1=0$, — вычислялись по формулам:

$$P_\lambda = \frac{\langle I_1(\lambda) \rangle - \langle I_2(\lambda) \rangle}{e^{-\tau_1(\lambda)} + \langle I(\lambda) \rangle}, \quad (3)$$

$$\Delta(X-Y) = 2.5 \lg \frac{[e^{-\tau_1(\lambda_Y)} + \langle I(\lambda_Y) \rangle][1 + \langle I(\lambda_X) \rangle]}{[e^{-\tau_1(\lambda_X)} + \langle I(\lambda_X) \rangle][1 + \langle I(\lambda_Y) \rangle]}, \quad (4)$$

$$\langle I(\lambda) \rangle = \langle I_1(\lambda) \rangle + \langle I_2(\lambda) \rangle, \quad (5)$$

где $\langle I_1 \rangle$ и $\langle I_2 \rangle$ — усредненные по ансамблю частиц и по объему оболочки потоки поляризованного излучения.

Расчеты выполнялись в приближении однократного рассеяния без учета ослабления света в оболочке. Оптические свойства пылинок вычислялись по теории Ми. За основу принята графито-силикатная смесь сферических пылинок MRN [20], которая хорошо воспроизводит среднюю кривую межзвездного поглощения для ансамбля частиц с радиусом от $a_- =$

$= 0.005$ мкм до $a_+ = 0.25$ мкм, степенным распределением по размерам: $n(a) \sim a^{-3.5}$ и отношением числа силикатных пылинок к графитовым: $n_{Si}/n_C = 1.07$ (стандартная смесь). Учитывая, однако, что за время жизни звезды ($\approx 10^6$ лет [5]) первичный состав околозвездной пыли мог измениться под действием ряда факторов (световое давление, испарение, коагуляция и т. д.), расчеты проводились для более широкого набора параметров частиц: $0.005 \leq a_- \leq 0.10$ мкм, $0.10 \leq a_+ \leq 0.50$ мкм, $0 \leq n_{Si}/n_C \leq \infty$. Параметры оболочки варьировались в пределах: $1.5 \leq A/B \leq 10$, $0.1 \leq \tau_0^{ext}(U) \leq 0.5$, где $\tau_0^{ext}(U)$ — оптическая толщина оболочки в экваториальной плоскости в полосе U . Рассматривались пять длин волн: $\lambda = 0.36, 0.44, 0.53, 0.69$ и 0.83 мкм; соответствующих эффективным длинам волн системы $UBVRI$ в Крыму.

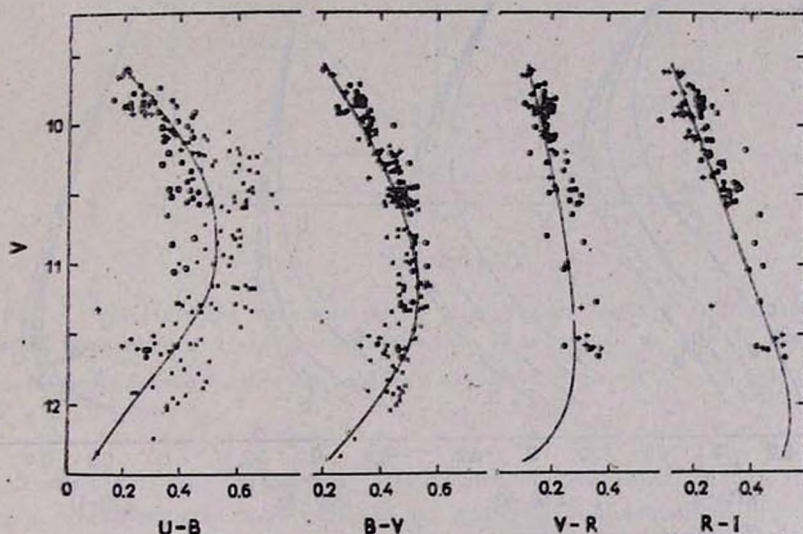


Рис. 4. Диаграммы цвет-величина для UX Ori по данным настоящей статьи (о), Зайцевой [1] (х), Хербста и др. [7] (◐), Килкенни и др. [8] (+). Теоретические линии соответствуют модели с $A/B = 4$, $\tau_0^{ext}(U) = 0.5$, $n_{Si}/n_C = 1.07$. $a_- = 0.04$ мкм, $a_+ = 0.15$ мкм.

Анализ результатов вычислений показал, что как степень поляризации P_λ , так и показатели цвета (в основном $U-B$, $B-V$) излучения системы звезда + оболочка в разных фазах затмения звезды весьма значительно зависят от всех исходных параметров модели. В качестве примера на рис. 3—6 представлены результаты расчетов для четырех моделей: для стандартной смеси MRN, а также при $a_- = 0.04$ мкм, $a_+ = 0.15$ мкм и $n_{Si}/n_C = 0, 1.07$ и ∞ . Во всех случаях отношение $A/B = 4$, $\tau_0^{ext}(U) =$

$= 0.5$. Видно, что модели только с силикатными или графитовыми частицами дают зависимости P_i в минимумах блеска, сильно отличающиеся от наблюдаемой (рис. 2). Наилучшую подгонку к наблюдениям обеспечивает модель, в которой отношение n_{Si}/n_C близко к стандартному, но отсутствуют частицы с радиусами $a \leq 0.04$ мкм. (Заметим, что спутниковые наблюдения Ae/Be-звезд Хербига [21] показывают слабый пик около λ 2200 Å и небольшой подъем кривой поглощения в далеком ультрафиолете, что также свидетельствует об отсутствии очень мелких графитовых и силикатных частиц).

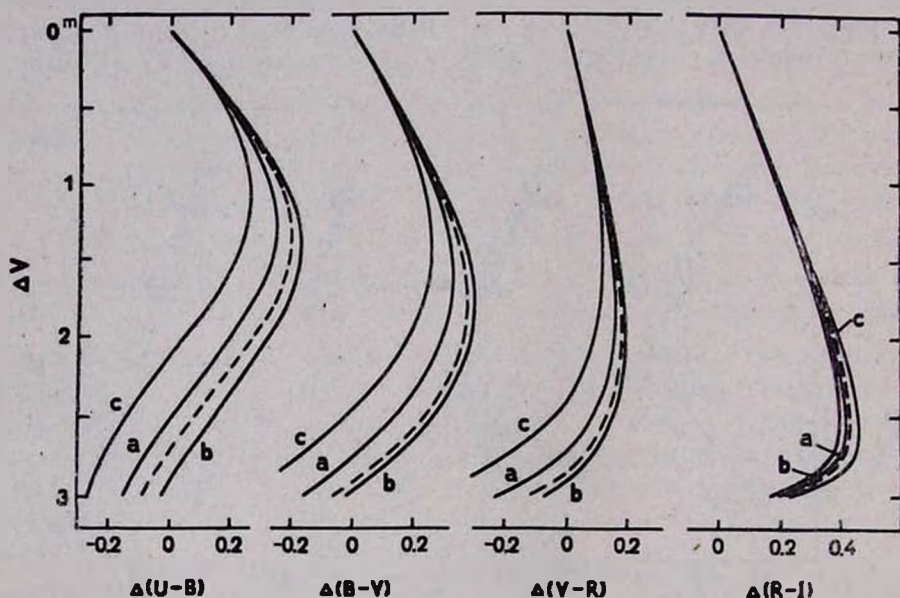


Рис. 5. Теоретические зависимости цвет-величина для четырех моделей албедо-минимума. Параметры оболочки: $A/B=4$, $\tau_0^{ext}(U)=0.5$. Сплошные кривые — $a_- = 0.04$ мкм, $a_+ = 0.15$ мкм ($a - n_{Si}/n_C = 1.07$, $b - n_{Si}/n_C = 0$, $c - n_{Si}/n_C = \infty$). Пунктир — стандартная смесь MRN.

Для этой модели можно оценить лучевую концентрацию $N_d \approx 10^{10}$ см $^{-2}$ и массу $M_d \approx 10^{28}$ г — пылинок в рассеивающей оболочке. Последняя оценка сделана в предположении, что внешний радиус оболочки составляет несколько сотен астрономических единиц, то есть такого же порядка, что и по данным спекл-интерферометрических наблюдений пылевых оболочек вокруг молодых звезд малых и промежуточных масс [15]. Из нее следует, что масса пылинок с радиусами $0.04 \leq a \leq 0.15$ мкм составляет всего около 10^{-2} массы Земли и это означает, что основная часть околозвездно-

го вещества сосредоточена в крупных частицах и, возможно, в планетозималях.

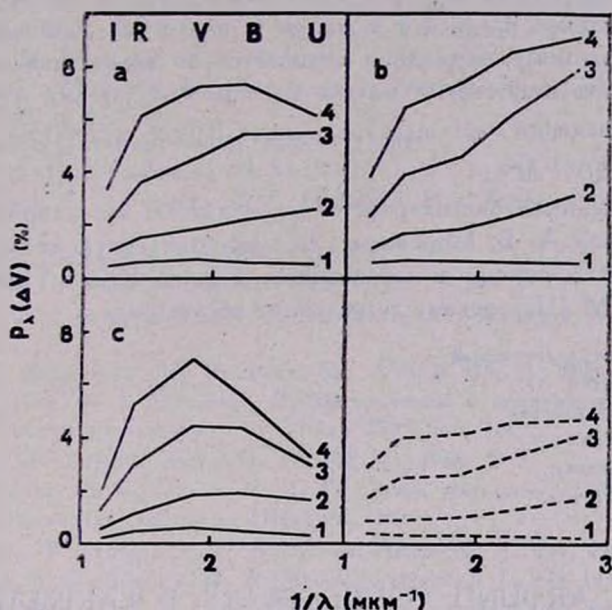


Рис. 6. Теоретические зависимости P_λ для четырех моделей алголеподобных минимумов. Параметры моделей и обозначения — те же, что и на рис. 5. Цифры 1—4 соответствуют разным уровням ослабления блеска: 1— $\Delta V = 0$, 2— $\Delta V = 1^m$, 3— $\Delta V = 2^m$, 4— $\Delta V = 2^m 5$.

5. Заключение. Основным результатом проведенных наблюдений является обнаружение значительной по величине собственной поляризации UX Ori в двух глубоких минимумах блеска. По сообщениям В. И. Кардаполова и др. рост линейной поляризации при ослаблении блеска зарегистрирован недавно также у VV Ser [22] и RR Tau [23]*. Если учесть, что исследования поляризации звезд этого типа в глубоких минимумах до настоящего времени вообще не проводились, то полученные результаты следует считать весьма обнадеживающими. Расширение подобных наблюдений в будущем (включая наблюдения круговой поляризации) представляет несомненный интерес и может дать новую информацию о свойствах околозвездного вещества в окрестности молодых звезд.

* В отличие от UX Ori звезды VV Ser и RR Tau наблюдаются на фоне туманностей, излучение которых может исказить собственную поляризацию звезд в минимумах блеска.

В частности, результаты проведенного анализа (которые мы рассматриваем пока как предварительные), показывают, что рассеивающая пылевая оболочка UX Ori сильно сплюснута: $A/B \approx 4$. Ее оптическая толщина в экваториальной плоскости в полосе U около 0.5. Химический состав пылинок, по-видимому, не сильно отличается от химсостава межзвездной пыли. В оболочке отсутствуют мелкие частицы с радиусами $a < 0.04$ мкм. Масса рассеивающих частиц с радиусами $0.04 \lesssim a \lesssim 0.15$ мкм порядка (или меньше) $10^{-2} M_{\odot}$.

Авторы приносят благодарность руководителю экспедиции ГАО АН УССР в Боливии А. В. Мороженко за предоставленную возможность наблюдать UX Ori и помощь в наблюдениях, а также Ю. Н. Гнедину, Ю. С. Ефимову и Н. М. Шаховскому за полезные обсуждения.

Ленинградский государственный
университет
Крымская астрофизическая
обсерватория
Институт астрофизики
АН Тадж.ССР

DUST AROUND YOUNG STARS. POLARIMETRIC OBSERVATIONS OF UX ORI IN DEEP MINIMA

N. V. VOSHCHINNIKOV, V. P. GRININ, N. N. KISELEV, N. KH. MINIKULOV

By means of the patrol photometric and polarimetric observations of UX Ori, which began in 1986 in the Crimea and Bolivia, two deep minima of brightness were registered. During these minima the growth of the linear polarization (up to 7 %) have been observed and the tendency of increasing the circular polarization (up to 1 %) was noted. The analysis of the observational data showed that the main source of the polarized radiation in the deep minima is the star radiation scattered by the circumstellar dust grains. On the basis of Mie's theory the optical properties of the ellipsoidal dust shells are computed for polydisperse graphitesilicate mixture of the particles and the model of the Algol-type minima is constructed.

ЛИТЕРАТУРА

1. Г. В. Зайцева, *Перемен. звезды*, 19, 63, 1973.
2. Г. В. Зайцева, *Астрофизика*, 25, 471, 1986.
3. В. И. Кардополов, Г. К. Филиппов, *Перемен. звезды*, 22, 103, 1985.
4. А. Ф. Пузач, *Астрофизика*, 17, 87, 1981.

5. H. R. E. Tjin A Dje, L. Rentjn, P. S. The, *Astron. and Astrophys.*, 134, 273, 1984.
6. Г. У. Ковальчук, Клянем. в физ. небесных тел, 1, 25, 1985.
7. W. Herbst, J. A. Holtzman, R. S. Klasky, *Astron. J.*, 88, 1648, 1983.
8. D. Kilkeny, D. C. B. Whittet, J. K. Davies, A. Evans, M. F. Bode, E. I. Robson, R. M. Banfheld, *SAAO Circ. No. 9*, 55, 1985.
9. W. Wenzel, in "Non-Periodic Phenomena in Variable Stars", *IAU Coll., Acad. Press*, 1969, p. 61.
10. R. E. Gershberg, *Astron. Nachr.*, 303, 251, 1982.
11. Е. А. Колотилов, *Астрофизика*, 13, 33, 1977.
12. Г. В. Зайцева, А. Е. Тарасов, А. Г. Щербаков, *Изв. Крым. астрофиз. обсерв.*, 72, 85, 1985.
13. Г. В. Зайцева, *Перемен. звезды*, 22, 181, 1985.
14. В. П. Гринин, *Письма в Астрон. ж.*, 14, 65, 1988.
15. S. Beckwith, B. Zuckerman, M. F. Scrutskie, H. M. Dyck, *Astrophys. J.*, 287, 793, 1984.
16. V. Pitrola, *Ann. Acad. Sci. Fennicae, Ser. AVI*, N 418, 61, 1975.
17. О. И. Бузаско, А. Л. Гуральчук, *Фотометрические и поляризметрические исследования небесных тел*, Наукова думка, Киев, 1985, стр. 160.
18. R. Nadeau, P. Bastien, *Astrophys. J.*, 307, L5, 1986.
19. А. Э. Долгинов, Ю. Н. Гнедин, Н. А. Силантьев, *Распространение и поляризация излучения в космической среде*, Наука, М., 1979.
20. J. S. Mathis, W. Rumpl, K. H. Nordsieck, *Astrophys. J.*, 217, 425, 1977.
21. M. L. Sttko, B. D. Savage, M. R. Meade, *Astrophys. J.*, 246, 161, 1981.
22. В. И. Кардополов, Л. А. Павлова, Ф. К. Рспаев, *Астрон. циркуляр*, № 1452, 1986.
23. В. И. Кардополов, Ф. К. Рспаев, Н. А. Шутемова, *Перемен. звезды*, в печати.

УДК: 524.33—13

НАБЛЮДЕНИЯ ДОЛГОПЕРИОДИЧЕСКОЙ ПЕРЕМЕННОЙ ЗВЕЗДЫ γ Ori

Н. Д. МЕЛИКЯН, Р. Ш. НАЦВЛИШВИЛИ, М. ДЕЛЛА ВАЛЛЕ

Поступила 16 декабря 1987

Принята к печати 30 декабря 1987

На основе многоцветных фотографических наблюдений звезды γ Ori, выполненных в 1969—1983 гг., получены следующие результаты: Определен период изменения блеска звезды γ Ori $P = 270^d 5 \pm 0^d 2$. Показано, что цвет излучения звезды γ Ori до и после минимума очень синий ($(U-B) < 0$), тогда как около максимума он красный: $(U-B) = +1^m 4$. Определены границы изменений блеска звезды γ Ori в U , B , V , R и I полосах и построена кривая блеска в фотографических (P_g) лучах. Обнаружена туманность вокруг γ Ori в максимуме блеска в красных лучах.

Среди долгопериодических переменных звезд особый интерес представляют звезды типа Миры Кита. Довольно большая часть звезд этого типа имеет собственную поляризацию света [1—3]. Результаты многоцветной фотометрии звезд типа Миры Кита показывают, что минимальные значения показателя цвета ($U-B$) наблюдаются вблизи минимума блеска звезды [4, 5]. На основе этого факта и учитывая, что минимальное значение степени собственной поляризации соответствует минимальному цвету ($U-B$) и наоборот, Варданын [3] сделал предположение о наличии избыточной непрерывной эмиссии в излучении звезд типа Миры Кита, в согласии с гипотезой, выдвинутой еще в 1945 г. Шайном [6] об избытке коротковолнового излучения у долгопериодических переменных звезд.

В 1980 г. во время синхронных UBV -наблюдений вспыхивающих звезд в области Ориона [7] одновременно на трех телескопах было зарегистрировано возгорание блеска долгопериодической переменной типа Миры Кита γ Ori. Предварительные результаты наблюдений этой звезды опубликованы в работе [8].

Наблюдения были осуществлены в Бюраканской и Абастуманской астрофизических обсерваториях, по известной многоэкспозиционной методике. Эти наблюдения продолжались в Абастуманской астрофизической обсерватории до 6 апреля 1981 г. в нескольких областях спектра. Время интегрирования для получения одного изображения в цепочке составляло

5 мин. При этом синхронность наблюдений на трех телескопах обеспечивалась с точностью до 1—2 с. Наблюдения проводились на 40" и 21" телескопах системы Шмидта Бюраканской астрофизической обсерватории и на 70-см телескопе системы Максудова Абастуманской астрофизической обсерватории. Были использованы фотомульсии Kodak 103-aO, 103a-D, 11a-D и ORWO ZU 21. Во время наблюдений для получения системы *UBV* были использованы светофильтры UG-1, GG-385 и GG-495, соответственно. Методика фотографических колориметрических наблюдений и измерений подробно изложена в работе Мирзояна и др. [7].

Для исследования звезды γ Ogi кроме результатов этих синхронных фотографических наблюдений нами были использованы старые наблюдения, охватывающие период 1969—1983 гг. Эти наблюдения были проведены, в основном, в фотографических (без светофильтра) и ультрафиолетовых лучах, в Бюраканской и Абастуманской астрофизических обсерваториях на 40" и 70-см телескопах. На 70-см телескопе Абастуманской обсерватории часто проводились наблюдения также в красных и инфракрасных областях спектра. При этом использовались светофильтры KC-10 и RG-5 и фотомульсии Kodak 103a-F и Kodak IV N. Причем, пластинки Kodak IV N были использованы после сенсibilизации.

Все фотометрические измерения наблюдательного материала были выполнены на ирисовом микрофотометре «Аскания» и на МФ-4, в Бюраканской и Абастуманской астрофизических обсерваториях, соответственно. Ошибки фотографических измерений изменяются от $0^m.1$ (для звезд $m = 11^m.0$) до $0^m.4$ (для звезд $m = 17^m.0$). Для фотометрических измерений в качестве стандартных звезд использовались звезды из работы Эндрюса [9].

В настоящей работе использованы наблюдения за 155 ночей, выполненные в фотографических лучах. Используются также наблюдения, полученные в ультрафиолетовых (*U*), синих (*B*), красных (*R*) и инфракрасных (*I*) областях спектра. В этих лучах наблюдения проводились в течение 60 ночей. Для каждой ночи имеется, в подавляющем большинстве случаев, по несколько снимков. За ночь мы брали одну оценку для блеска звезды, так как в течение ночи не замечались изменения ее блеска, превышающие ошибки измерений. На основе этих фотометрических измерений оказалось возможным уточнение некоторых параметров изменений блеска этой звезды, известных по ранним исследованиям.

Согласно ОКПЗ [10] пределы изменений блеска звезды γ Ogi в фотографических лучах равны: $m_{R\bar{g}}(\max) = 11^m.5$, $m_{R\bar{g}}(\min) = 16^m.5$.

Результаты обработки наших наблюдений в системе *UBVRI* приведены в табл. 1.

Следует отметить, что в некоторые ночи область нами наблюдалась одновременно в синих B и в фотографических P_g лучах на разных телескопах в Бюраканской и Абастуманской астрофизических обсерваториях. Результаты фотометрических измерений показали, что в пределах ошибок измерений блеск звезды γ Ori в этих участках спектра практически одинаков. Поэтому при определении границ изменения блеска в фотографических лучах нами были использованы также измерения в лучах B .

Таблица 1

	U	$B (pg)$	V	R	I
$m (min)$	$> 18^m.0$	$17^m.5$	$> 14^m.7$	$> 11^m.1$	$> 8^m.0$
$m (max)$	< 12.5	10.9	< 9.3	< 6.8	< 6.0
Δm	> 5.5	6.6	> 5.4	> 4.3	> 2.0

Звезда γ Ori имеет период $271^d.3$ [10]. Так как время наших наблюдений охватывает 18 периодов изменения блеска звезды, то мы решили на основе обработки этих данных построить кривую изменения блеска и определить ее период. Для этой цели был применен метод, предложенный Лафлером и Кинманом [11].

На основе обработки всего наблюдательного материала период изменения блеска звезды γ Ori получен с точностью до 0.2 дней:

$$P = 270^d.5 \pm 0^d.2.$$

Ошибка определения периода γ Ori нами вычислена с помощью формулы, приведенной в книге Беттена [12].

На рис. 1 представлена построенная нами кривая блеска γ Ori. Она показывает, что возгорание блеска звезды продолжается 83.9, а затухание—186.6 дней. Из кривой блеска трудно уверенно определить, сколько остается звезда в минимуме блеска. На восходящей ветви кривой блеска имеется горб, протяженность которого составляет около 10 дней.

Результаты синхронных многоцветных наблюдений области Ориона, выполненных осенью 1980 г., и многоцветных наблюдений только на 70-см телескопе Абастуманской обсерватории, проведенных в начале 1981 г., позволяют следить за цветовыми изменениями излучения звезды γ Ori в разных фазах изменения блеска.

В табл. 2 приведены результаты фотографической фотометрии в лучах $UBVR$. Красные цвета ($U-B$) вблизи максимума блеска ($(U-B)_{max} = +1^m.4$), при приближении к минимуму, где $U-B$ по-прежнему красный, становятся синими. Приблизительно за два месяца до предполагаемого максимума и 79 дней после него цвета ($U-B$) принимают отрицательные значения ($U-B < 0$).

Приблизительно такой же результат ранее был получен Мендозой и Селис [4, 5] по данным многоцветной фотометрии звезд типа Миры Кита.

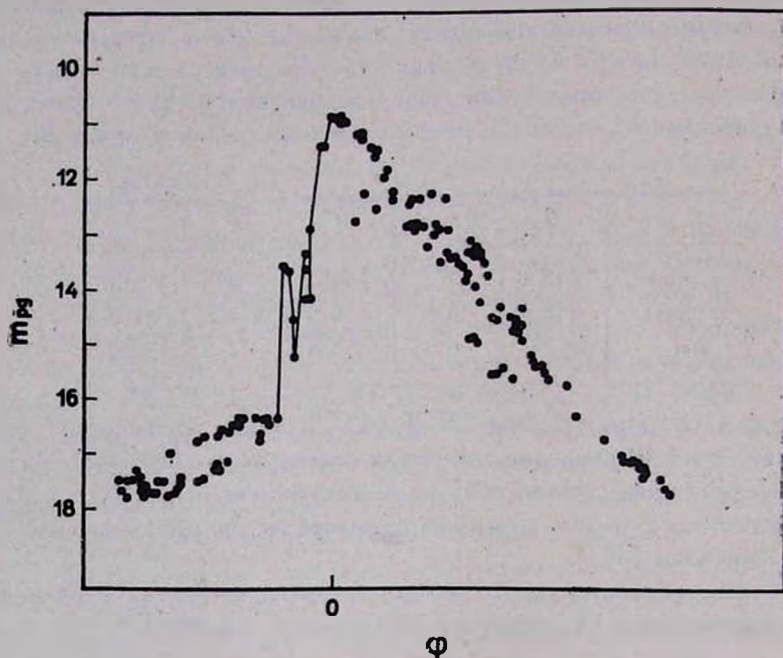


Рис. 1. Кривая блеска звезды Y Ori в фотографических лучах.

В начале февраля 1983 г. звезда Y Ori находилась в максимуме блеска. В период с 2 по 11 февраля нами было получено 6 снимков области туманности Ориона в красных лучах. Снимки были получены с помощью светофильтра КС-10 на фотоэмульсии Kodak 103a-F. Наблюдения охватывают максимум блеска звезды. На всех этих снимках видно, что вокруг звезды в этот период образовалась туманность. На снимках, полученных в этот же период, в ультрафиолетовых и фотографических лучах, никаких следов туманности не замечается. 17 и 22 декабря 1982 г. область туманности Ориона снималась в красных лучах. В это время звезда находилась в фазе возгорания и на этих снимках также не видно никаких следов туманности.

На рис. 2a, b можно увидеть изображения звезды Y Ori во время и до образования туманности. Этот очень интересный факт образования туманности вокруг звезды Y Ori в максимуме блеска мы предполагаем исследовать в дальнейшем.

Результаты настоящей работы заключаются в следующем:

1. Уточнен период измерения блеска звезды: $P = 270^d.5 \pm 0^d.2$.

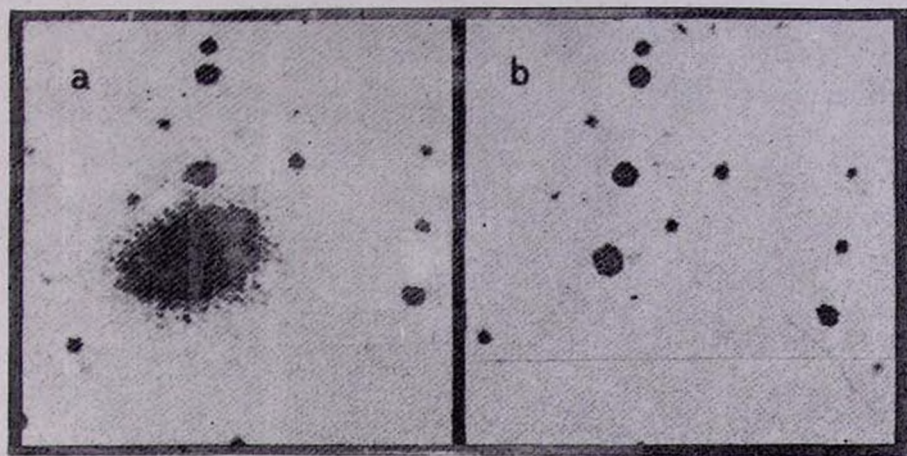


Рис. 2. Изображения звезды γ Ori в красных лучах во время (а) и до (б) образования туманности.

К ст. Н. Д. Меликяна и др.

РЕЗУЛЬТАТЫ МНОГОЦВЕТНОЙ ФОТОГРАФИЧЕСКОЙ ЗВЕЗДЫ γ Ori

Таблица 2

JD 2444+	U	B	V	R	$(U-B)$	$(B-V)$	$(V-R)$
522	16 ^m 5	16 ^m 4			+0 ^m 1		
527	16.5	16.4			+0.1		
529	16.3	16.4			-0.1		
530	16.2	16.5			-0.3		
534	16.2	16.4			-0.2		
547	14.9	14.2			+0.7		
548	14.7	13.7	10 ^m 9		+1.0	+2 ^m 8	
549	14.7	13.4			+1.3		
550	14.3	12.9	10.6	10 ^m 0	+1.4	+2.3	+0 ^m 6
574	12.6	11.2			+1.4		
575	12.5	11.2			+1.4		
576	12.5	11.3			+1.2		
581	12.8	11.5	9.3		+1.3	+2.2	
582	13.2	11.6			+1.6		
583	13.2	11.5		8.2	+1.7		
587		12.0					
590	13.2	12.3	10.3	8.4	+0.9	+2.0	+1.9
591		12.4		8.3			
613		12.9					
614	13.8	13.0	11.3	9.1	+0.8	+1.7	+2.2
627		13.9					
631		14.0					
634	14.7	14.0	11.8	10.3	+0.7	+2.2	+1.5
641	14.8	14.5		10.4	+0.3		
642		14.6					
660		15.3					
661		15.4					
662	15.1	15.5				-0.4	
667		15.6					
668		15.7					
697		16.8					

2. Показано, что цвет звезды ($U-B$), непосредственно до и после минимума, становится очень синим.

3. Определены границы изменения блеска звезды в $UBVRI$ лучах.

4. Построена полная кривая блеска (от минимума до минимума) звезды γ Ori в фотографических лучах, на основе машинной обработки богатого наблюдательного материала.

5. Обнаружено возникновение туманности вокруг звезды γ Ori, в красных лучах, во время максимума ее блеска, что не наблюдается в ультрафиолетовых (U) и фотографических (P_g) лучах.

Авторы выражают благодарность профессору Л. В. Мирзояну за обсуждение работы и ценные замечания, а также сотруднику Бюраканской астрофизической обсерватории А. С. Мелконяну за помощь в машинной обработке наблюдательных данных при определении периода звезды γ Ori.

Бюраканская астрофизическая
обсерватория

Абастуманская астрофизическая
обсерватория

Астрономический институт
университета Падова, Италия

OBSERVATIONS OF THE LONG PERIOD VARIABLE STAR γ ORI

N. D. MELIKIAN, R. SH. NATSVLISHVILI, M. DELLA VALLE

On the basis of photographic multicolour observations of γ Ori made in 1969—1983 the following results are obtained: The period of the γ Ori star light variations is $P = 270^d.5 \pm 0^d.2$. The colour ($U-B$) of the γ Ori radiation is very blue ($(U-B) < 0$), before and after the minimum light, while near the maximum it is very red: $(U-B) = +1^m.4$. The limits of light variations of γ Ori in $UBVRI$ bands of spectrum are determined and the photographic light-curve is constructed. A nebulosity around γ Ori is discovered near the maximum of brightness in red light.

ЛИТЕРАТУРА

1. Р. А. Бардanian, Астрон. циркуляр, № 471, 1968.
2. Р. А. Бардanian, Астрофизика, 4, 152, 1968.
3. Р. А. Бардanian, Астрофизика, 6, 77, 1970.
4. V. Mendoza, Bol. Observ. Tonantzintla, 4, 28, 1967.
5. L. Celts S., Astron. J., 87, 1791, 1982.
6. Г. А. Шайн, Изв. АН СССР, сер. физ., 9, 161, 1945.
7. Л. В. Мирзоян, О. С. Чавушян, Н. Д. Меликян, Р. Ш. Нацвlishvili, В. В. Акбарян, Г. А. Брутян, Астрофизика, 19, 725, 1983.
8. N. D. Melikian, R. Sh. Natsvlshvili, M. Della Valle, IBVS, No. 3072, 1987.
9. A. D. Andrews, Bol. Observ. Tonantzintla, 5, 195, 1970.
10. П. Н. Холопов и др., Общий каталог переменных звезд, т. 2, Наука, М., 1985.
11. J. Lafler, T. D. Kinman, Astrophys. J. Suppl. Ser., 11, 216, 1965.
12. А. Беттсн, Двойные и кратные звезды, Мир, М., 1976, стр. 104.

УДК: 524.31.01—36

ЭФФЕКТЫ ОТКЛОНЕНИЙ ОТ ЛТР В АТМОСФЕРАХ F-СВЕРХГИГАНТОВ. II. АНАЛИЗ ЛИНИЙ Na I (МЕТОД ВЫЧИСЛЕНИЙ)

А. А. БОЯРЧУК, И. ГУБЕНЫ, И. КУБАТ,
А. С. ЛЮБИМКОВ, Н. А. САХИБУЛЛИН

Поступила 24 июня 1987

Описан метод вычисления линий Na I при отказе от гипотезы ЛТР. Целью расчетов было выявление возможной связи между наблюдаемым у F—K сверхгигантов избытком натрия и отклонениями от ЛТР в используемых при анализе линиях Na I. Особое внимание уделено субординатным линиям, в связи с этим принята модель атома Na I включает 19 уровней, а не 7—9, как в предшествующих исследованиях [3—6]. Список звезд, для которых были выполнены расчеты, состоит из шести F-сверхгигантов и трех карликов (табл. 1). Приведены данные относительно исследованных линий (табл. 2).

1. *Наблюдаемый избыток натрия.* Исследования химического состава атмосфер желтых сверхгигантов, выполненные с помощью моделей атмосфер, привели к обнаружению двух общих аномалий — дефицита углерода и избытка азота. Как известно, эти два элемента участвуют в CNO-цикле, который обеспечивает энергетику достаточно массивных звезд ($M \geq 2M_{\odot}$) на стадии главной последовательности. Эволюционные расчеты показывают, что при переходе в фазу сверхгиганта такие звезды испытывают глубокое перемешивание, в результате которого продукты CNO-цикла выносятся из звездных недр на поверхность. Именно этим объясняют аномальное содержание C и N в атмосферах сверхгигантов спектральных типов F, G и K.

Неожиданно у рассматриваемых звезд обнаружилась еще одна общая аномалия — избыток натрия. Этот элемент не участвует в CNO-цикле, и теория не предсказывала каких-либо изменений в его содержании ни на стадии главной последовательности, ни в фазе сверхгиганта. Между тем наблюдаемые у F-, G- и ранних K-сверхгигантов избытки натрия, как показано в [1], достигают порядка величины. Кроме того, в [1] обнаружена

связь с ускорением силы тяжести g : в среднем содержание Na тем больше, чем меньше g , т. е. чем выше светимость.

Подчеркнем, что все оценки содержания Na, которые обсуждались в [1] и о которых будет говориться в настоящей работе, получены из анализа субординатных линий Na I. Резонансные линии D_1 и D_2 в спектрах сверхгигантов F-K слишком сильны, и найденные по ним результаты весьма чувствительны к ошибкам в принятой скорости микротурбулентности ξ . Имеется и другая неприятная особенность: из-за большой удаленности многих сверхгигантов их линии D_1 и D_2 могут быть значительно усилены за счет поглощения межзвездным натрием (дополнительное поглощение в D_1 и D_2 может возникать также в оболочках, обнаруженных около некоторых особенно ярких сверхгигантов). По этим причинам при определении содержания Na следует исключить из рассмотрения резонансные линии D_1 и D_2 .

Вывод о повышенном содержании Na был получен на основе расчетов, выполненных при условии ЛТР (локальное термодинамическое равновесие). В [1] было отмечено, что прежде чем говорить о реальности избытка Na у сверхгигантов классов F—K, необходимо оценить для них роль отклонений от ЛТР.

Как известно, отклонения от ЛТР могут повлиять на результаты анализа спектров двумя путями: 1) они могут изменить модель атмосферы, например, распределение температуры; 2) у некоторых элементов они могут сказаться на степени ионизации и на населенностях атомных уровней. Каждая из этих причин может привести к изменениям в вычисленных эквивалентных ширинах и, следовательно, в определяемом содержании элемента.

Нужно отметить, что корректные расчеты моделей атмосфер желтых сверхгигантов при отказе от ЛТР пока не выполнены, тем не менее уже сейчас можно утверждать, что наблюдаемый избыток Na вряд ли связан с неучтенными отклонениями от ЛТР в моделях атмосфер. Действительно, такие отклонения, если бы они были существенными, неизбежно сказались бы не только на содержании натрия, но и на содержании многих других элементов. Поскольку этого не наблюдается, мы приходим к заключению, что обнаруженный избыток Na скорее может объясняться второй из указанных выше причин, т. е. неучтенными отклонениями от ЛТР в степени ионизации и в населенностях уровней Na I. Возможность такого эффекта была продемонстрирована при решении не-ЛТР задачи для железа в предыдущей работе настоящего цикла [2], где было показано, что отказ от ЛТР приводит к сильному повышению степени ионизации атомов Fe I в верхних слоях атмосфер F-сверхгигантов.

Целью нашей работы были детальные не-ЛТР расчеты населенностей уровней Na I для ряда F-сверхгигантов, вычисление эквивалентных ширины

используемых на практике линий Na I и последующее уточнение содержания натрия при отказе от гипотезы ЛТР.

2. *Модель атома и метод вычислений.* К настоящему времени опубликованы результаты не-ЛТР расчетов линий Na I только для Солнца [3, 4] и Аркура [5, 6]. Принятая в этих работах модель атома Na I включала 7—9 уровней. Поскольку нас интересуют прежде всего субординатные линии Na I, в модели атома необходимо учесть дополнительные состояния с достаточно большими главными квантовыми числами. После некоторых пробных расчетов нами была принята модель атома, представленная на рис. 1. Она включает 19 уровней Na I вплоть до $7f^2F^0$ и основное состояние Na II, причем 9 нижних уровней совпадают с рассмотренными в [3].

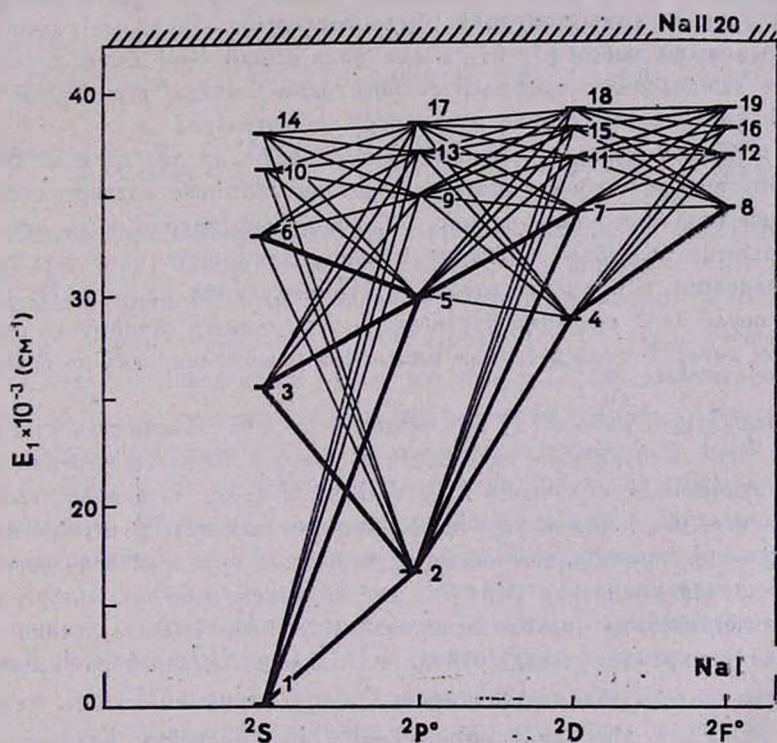


Рис. 1. Модель атома Na I.

Сечения фотоионизации для уровней 1—9 взяты из [3], а для остальных уровней было принято водородоподобное приближение. Как показали наши тестовые вычисления, такое приближение практически не сказывается на интенсивностях линий. Ударная ионизация из основного состояния рассчитывалась по формулам, приведенным в книге Вайнштейна и

др. [7], а для ионизации с возбужденных уровней использовалась формула Ситона [8]. Ударное возбуждение для связанно-связанных переходов рассматривалось на основе данных из работ [9—12]. Силы осцилляторов для переходов, указанных на рис. 1, брались из [13—15]. Отметим, что для переходов на высокие уровни особенно важными оказались данные [14].

Совместное решение уравнений переноса и статистического равновесия, как и в предыдущей статье [2], проводилось на основе метода полной линеаризации. Его описание можно найти, например, в книге Михаласа [16]. Были использованы две программные версии этого метода, разработанные независимо в обсерватории Онджейов (Астрономический институт АН ЧССР) и в Казанском университете [17]. Результаты вычислений по этим двум программам показали хорошее согласие друг с другом. Применялись и другие формы контроля: были повторены некоторые расчеты из упомянутых выше работ [3—6], а для ряда линий Na I было проведено сравнение вычисленных профилей со спектрами Солнца, Арктура и Прокциона. Во всех случаях имело место хорошее согласие.

Все переходы между уровнями были разбиты на две группы. В первую группу вошли наиболее важные переходы, которые подвергались линеаризации (толстые линии на рис. 1). Ко второй группе были отнесены все оставшиеся переходы, имеющие меньшее значение; они полагались фиксированными в процессе итераций (тонкие линии на рис. 1). Отметим, что после 4—5 итераций достигалась необходимая сходимость результатов, при которой относительные изменения в населенностях не превышали 0.001.

В предыдущей работе [2] при решении не-ЛТР задачи для Fe I было показано, что вычисляемые населенности уровней Fe I существенно зависят от знания поля излучения в частотах ионизации с нижних уровней. Учитывая это, мы, как и в [2], применили два подхода. В первом из них поле излучения в связанно-свободных переходах определялось теоретически, из решения уравнения переноса для заданной модели атмосферы. Во втором, эмпирическом подходе использовались наблюдаемые потоки излучения для конкретных звезд, откуда находилась температура излучения T_{rad} , после чего средняя интенсивность J_{λ} приравнивалась функции Планка $B_{\lambda}(T_{\text{rad}})$. Методика определения эмпирических значений T_{rad} подробно описана в [2].

3. *Список звезд и модели атмосфер.* Учитывая индивидуальный характер температур T_{rad} и скоростей микротурбулентности ξ_t у разных сверхгигантов, мы провели расчеты для ряда конкретных звезд. Их список представлен в табл. 1, где указаны спектральный класс, эффективная температура $T_{\text{эфф}}$ и ускорение силы тяжести $\lg g$ (источники см. в [2]). В трех

последних столбцах приведены значения T_{rad} для частот ионизации с первых трех уровней Na I, которым соответствуют длины волн $\lambda_1 = 2413 \text{ \AA}$, $\lambda_2 = 4048 \text{ \AA}$ и $\lambda_3 = 6365 \text{ \AA}$. При определении $T_{\text{rad}}(\lambda_1)$ для $\gamma \text{ Cyg}$ и $\rho \text{ Cas}$ были использованы наблюдаемые ультрафиолетовые потоки, полученные на станции „Астрон“.

Таблица 1

СПИСОК ИССЛЕДОВАННЫХ ЗВЕЗД И ИХ ХАРАКТЕРИСТИКИ

Тип звезды	Звезда	Sp	$T_{\text{эфф}}$, K	$\lg g$	$T_{\text{rad}}(\lambda_i)$		
					2413 A	4084 A	6365 A
Ранние F-сверхгиганты	$\alpha \text{ Car}$	F0 Ib—II	7400	1.9	6250	7840	7060
	$\alpha \text{ Lep}$	F0 Ib	7300	1.75	6090	7680	6960
	$\epsilon \text{ Car}$	F0 Iab	7300	1.4	6100	7700	6970
Поздние F-сверхгиганты	$\alpha \text{ UMi}$	F8 Ib—II	6050	1.95	5000	6010	5940
	$\gamma \text{ Cyg}$	F8 Ib	6050	1.2	4700	5940	5810
	$\rho \text{ Cas}$	F8 Iap	6000	0.25	4100	5680	6040
Карлики	$\delta \text{ Aql}$	F0 IV	7400	4.0	6670	7390	7330
	$\alpha \text{ CMi}$	F5 IV—V	6650	4.0	5930	6660	6550
	Солнце	G2 V	5770	4.44	4933	5846	5817

Список исследованных звезд в основном совпадает с тем, который был рассмотрен в [2]. Он включает три сверхгиганта подкласса F0 и три сверхгиганта подкласса F8; для сравнения расчеты проведены также для трех карликов разных подклассов ($\delta \text{ Aql}$, Процион и Солнце). Новым в этом списке является сверхгигант $\rho \text{ Cas}$, который в [2] не рассматривался. Эта звезда, обладая довольно низким значением $\lg g$ (табл. 1) и значительным избытком натрия (почти на порядок величины, см. [1]), представляет особый интерес с точки зрения упомянутой выше корреляции между содержанием натрия и ускорением g . Исследование $\rho \text{ Cas}$ поможет выяснить, сохраняется ли названная корреляция после отказа от гипотезы АТР.

Модели атмосфер, в основном, совпадают с принятыми в [2]. Для большинства рассмотренных звезд они получены параболической интерполяцией по моделям Куруца [18] в соответствии с принятыми значениями $T_{\text{эфф}}$ и $\lg g$. Модель солнечной атмосферы взята непосредственно из [18]. Случай $\rho \text{ Cas}$ примечателен тем, что найденное для этой звезды в [1] значение $\lg g = 0.25$ оказалось ниже наименьшего значения $\lg g = 0.5$ в моделях Куруца [18]. В данном случае мы воспользовались известным свойством F- и G-звезд: в их атмосферах зависимость температуры T от оптической глубины τ практически не зависит от $\lg g$ (в этом легко убедиться на основе [18]). Мы приняли в качестве начального приближения содержащуюся в [18] модель с параметрами $T_{\text{эфф}} = 6000 \text{ K}$ и $\lg g = 0.5$, зафиксировали соответствующее ей распре-

ление $T(\tau)$, а затем пересчитали распределение газового давления $P_g(\tau)$ и электронной концентрации $N_e(\tau)$ при $\lg g = 0.25$ и при том турбулентном давлении, которое соответствует микротурбулентности $\xi_e(\tau)$, найденной для ρ Cas в [1]. Отметим, что турбулентное давление было учтено и в моделях атмосфер других сверхгигантов. Вся работа по интерполяции и пересчету моделей была выполнена в Крымской астрофизической обсерватории.

4. Список исследованных линий. После определения населенностей уровней, представленных на рис. 1, вычислялись профили и эквивалентные ширины индивидуальных линий Na I. Если при этом из какого-либо i -ого уровня требовалось выделить отдельный подуровень (например, в случае дублета), использовалось следующее соотношение:

$$N_i^{\text{пу}} = \frac{g_i^{\text{пу}}}{g_i^y} \cdot N_i^y,$$

где населенность N_i и статистический вес g_i с индексом «У» относятся ко всему уровню, а с индексом «ПУ» — к подуровню.

В табл. 2 приведен список линий, для которых были выполнены не-АТР расчеты эквивалентных ширин W_λ . Были рассмотрены линии Na I в видимой области спектра, представляющие астрофизический интерес. Наряду с длиной волны λ в табл. 2 для каждой линии указан переход в соответствии с [13], а в скобках — в соответствии с принятой нумерацией уровней (см. рис. 1). Каждый переход в табл. 2 представлен двумя спектральными линиями. Потенциалы возбуждения нижнего уровня χ и силы осцилляторов gf взяты из [13].

Полная величина затухания γ , как обычно, складывалась из трех составляющих, обусловленных излучением (γ_r), эффектом Штарка (γ_s) и силами Ван-дер-Ваальса (γ_{vdw}). Постоянная γ_r вычислена нами через вероятности переходов A_{ik} , соответствующие принятым силам осцилляторов. Константа C_4 , через которую выражается γ_s , для переходов 1—2, 2—6 и 2—7 взята из работы [3], а для остальных линий принято $\lg C_4 = -13.4$. Значения γ_r и $\lg C_4$ приведены в двух последних столбцах табл. 2. Что касается величины γ_{vdw} , то ее вклад в полное затухание γ в случае сверхгигантов очень мал; при вычислении γ_{vdw} мы воспользовались известной приближенной формулой (см. [19]), введя для всех линий одинаковый поправочный множитель 1.85. Именно на такую среднюю поправку к приближенным значениям γ_{vdw} указывают данные по линиям Na I λ 5889.95 [20] и λ 6154.23 [21] при температурах, соответствующих F-сверхгигантам.

Отметим, что вычисления эквивалентных ширин W_λ были выполнены для нескольких содержаний Na, чтобы впоследствии иметь возможность определить содержание, соответствующее наблюдаемым значениям W_λ .

Таблица 2

СПИСОК ИССЛЕДОВАННЫХ ЛИНИЙ Na I

λ , Å	Переход	λ , эВ	$\lg gf$	γ_r , 10^8 c^{-1}	$\lg C_i$
6160.75	$3p^2P^0 - 5s^2S$ (2-6)	2.10	-1.26	0.758	-13.04
6154.23	$3p^2P^0 - 5s^2S$ (2-6)	2.10	-1.56	0.754	-13.04
5895.92 (D ₁)	$3s^2S - 3p^2P^0$ (1-2)	0.00	-0.18	0.630	-14.90
5889.95 (D ₂)	$3s^2S - 3p^2P^0$ (1-2)	0.00	+0.12	0.629	-14.90
5688.20	$3p^2P^0 - 4d^2D$ (2-7)	2.10	-0.42	0.820	-11.31
5682.63	$3p^2P^0 - 4d^2D$ (2-7)	2.10	-0.67	0.816	-11.31
4982.81	$3p^2P^0 - 5d^2D$ (2-11)	2.10	-0.95	0.775	-13.40
4978.54	$3p^2P^0 - 5d^2D$ (2-11)	2.10	-1.21	0.806	-13.40
4668.56	$3p^2P^0 - 6d^2D$ (2-15)	2.10	-1.30	0.682	-13.40
4664.81	$3p^2P^0 - 6d^2D$ (2-15)	2.10	-1.55	0.733	-13.40
4497.66	$3p^2P^0 - 7d^2D$ (2-18)	2.10	-1.56	0.678	-13.40
4494.18	$3p^2P^0 - 7d^2D$ (2-18)	2.10	-1.82	0.671	-13.40

Результаты вычислений и выполненного на их основе анализа линий Na I в спектрах перечисленных выше сверхгигантов будут рассмотрены в следующей статье.

Крымская астрофизическая
обсерватория

Астрономический институт
АН ЧССР

Казанский государственный
университет

NON-LTE EFFECTS IN THE ATMOSPHERES OF F-TYPE SUPERGIANTS

II. ANALYSIS OF Na I LINES (THE METHOD OF COMPUTATIONS)

A. A. BOYARCHUK, I. HUBENY, J. KUBAT,
L. S. LYUBIMKOV, N. A. SAKHIBULLIN

The method of non-LTE computations of Na I lines is described. The calculations were aimed to reveal a probable connection between the observed sodium overabundance in F—K supergiants and departures from LTE in Na I lines used for the analysis. Special attention is given to subordinate lines, therefore the accepted model of Na I atom includes 19 levels instead of 7—9 levels as in the previous investigations [3—6]. A list of stars for which the lines are computed compiles six F-supergiants and three dwarfs (table 1). The data on the studied Na I lines are adduced (table 2).

ЛИТЕРАТУРА

1. А. А. Боярчук, А. С. Любимков, Изв. Крымской астрофиз. обсерв., 86, 130, 1983.
2. А. А. Боярчук, А. С. Любимков, Н. А. Сахибуллин, Астрофизика, 22, 339, 1985.
3. T. Gehren, *Astron. and Astrophys.*, 38, 289, 1975.
4. B. Caccin, M. T. Gomez, G. Robertt, *Astron. and Astrophys.*, 92, 63, 1980.
5. W. L. Kelch, *Astrophys. J.*, 195, 679, 1975.
6. W. L. Kelch, R. W. Milkey, *Astrophys. J.*, 208, 428, 1976.
7. Л. А. Вайнштейн, И. И. Собельман, Е. А. Юков, Сечения возбуждения атомов и ионов электронами, Наука, М., 1973.
8. М. В. Ситон, Атомные и молекулярные процессы, Мир, М., 1963.
9. D. H. Crandall, G. H. Dunn, A. Gallagher, D. G. Hammer, C. V. Kunacz, D. Lesp, P. O. Taylor, *Astrophys. J.*, 191, 789, 1974.
10. R. Mc Eachran, G. Tull, M. Gohen, *Canad. J. Phys.*, 47, 835, 1968.
11. C. Park, *J. Quant. Spectrosc. and Radiat. Transfer.*, 11, 7, 1971.
12. H. van Regemorter, *Astrophys. J.*, 136, 906, 1962.
13. W. L. Wiese, M. W. Smith, B. M. Miles, *Atomic Transition Probabilities*, vol. II, NSRDS—NBS 22, 1969.
14. E. Blémont, *Astron. and Astrophys. Suppl. Ser.*, 31, 285, 1978.
15. D. Norcross, *J. Phys. B, Molecul. Phys.*, 4, 1458, 1971.
16. Д. Михалас, Звездные атмосферы, Мир, М., 1982.
17. Н. А. Сахибуллин, Тр. Казан. гор. астрон. обсерв., 48, 9, 1983.
18. R. L. Kurucz, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, 40, 1, 1979.
19. Д. Грей, Наблюдения и анализ звездных фотосфер, Мир, М., 1980.
20. W. Fullerton, C. W. Cowley, *Astrophys. J.*, 165, 643, 1971.
21. E. Roueff, *Astron. and Astrophys.*, 46, 149, 1976.

УДК: 524.31.01—36

ЭФФЕКТЫ ОТКЛОНЕНИЙ ОТ ЛТР В АТМОСФЕРАХ F-СВЕРХГИГАНТОВ. III. АНАЛИЗ ЛИНИЙ Na I (РЕЗУЛЬТАТЫ ВЫЧИСЛЕНИЙ)

А. А. БОЯРЧУК, И. ГУБЕНЫ, И. КУБАТ,
А. С. ЛЮБИМКОВ, Н. А. САХИБУЛЛИН

Поступила 24 июня 1987

Для шести F-сверхгигантов и трех карликов (включая Солнце) выполнены расчеты населенностей уровней Na I при отказе от условия ЛТР. Вычислены профили и эквивалентные ширины W_λ ряда линий Na I. Показано, что изменения в W_λ относительно ЛТР для субординатных линий обычно не превышают 10% и не приводят к значительным поправкам в определяемом содержании натрия ($\Delta \lg \varepsilon < 0.1$). Лишь для наиболее массивных сверхгигантов, имеющих $\lg g \sim 0$, содержание может уменьшиться на величину $\Delta \lg \varepsilon = 0.2$. Подтвержден избыток Na, найденный у желтых сверхгигантов на основе ЛТР-анализа. Подтверждена также зависимость этого избытка от $\lg g$; возможно, она является следствием аналогичной зависимости от массы сверхгигантов. Отмечено, что современные расчеты подтверждают предположение, что источником повышенного содержания натрия является NeNa-цикл.

1. *Введение.* В предыдущей статье [1] мы изложили методику вычисления линий Na I при отказе от предположения о локальном термодинамическом равновесии (ЛТР). Теперь мы рассмотрим результаты не-ЛТР расчетов для шести F-сверхгигантов и трех карликов, перечисленных в [1]. Конечной целью этих расчетов была проверка того, насколько сильно отклонения от ЛТР влияют на определяемое содержание натрия. В частности, необходимо было ответить на два вопроса:

- 1) Не является ли обнаруженный у желтых сверхгигантов избыток натрия следствием неучтенных отклонений от ЛТР?
- 2) Сохранится ли при отказе от ЛТР найденная в [2] корреляция между избытком натрия и ускорением силы тяжести g ?

2. *Населенности уровней и ионизация.* В результате решения не-ЛТР задачи были определены населенности N_i всех 20 уровней, включенных в модель атома (см. [1]). Как известно, не-ЛТР эффекты описываются с

помощью факторов $b_i = N_i^{\text{не-ЛТР}} / N_i^{\text{ЛТР}}$, характеризующих изменения в населенностях уровней после отказа от условия ЛТР. В качестве примера на рис. 1 приведены величины b_i для первых четырех уровней Na I, рассчитанные в зависимости от оптической глубины τ_{5000} в случае Канопуса. Здесь τ_{5000} есть глубина в непрерывном спектре на длине волны 5000 А. Отдельно представлены результаты, полученные на основе теоретического поля излучения (сплошные линии) и с помощью эмпирических значений T_{rad} (штриховые линии). Подобные зависимости имеют место и для других рассмотренных F-сверхгигантов.

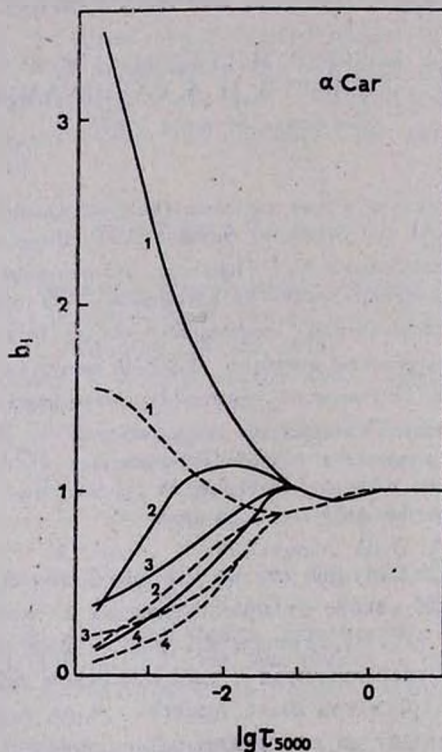


Рис. 1. Зависимость b -факторов от оптической глубины τ_{5000} для уровней 1—4 в случае Канопуса. Сплошные линии получены на основе теоретического поля излучения, штриховые — с использованием T_{rad} .

Из рис. 1 видно, что отклонения от ЛТР в верхних слоях атмосферы приводят к перенаселенности первого уровня; на оптических глубинах $\tau_{5000} \sim 10^{-3}$ фактор b_i достигает значений 2—3. Более высокие уровни при $\tau_{5000} < 10^{-2}$, напротив, недонаселены ($b_i < 1$). Из рас. 1 также следует, что использование эмпирических температур T_{rad} призо-

дит к более низким значениям b_i , чем расчеты на основе теоретических интенсивностей.

В работе [3] при решении не-ЛТР задачи для Fe было показано, что благодаря большой эффективности процессов фотоионизации, контролируемых снизу ультрафиолетовым излучением, в атмосферах F-сверхгигантов существует сильная сверхионизация атомов Fe I (относительно ЛТР). Для всех уровней Fe I, включая и основное состояние, было обнаружено быстрое падение b -факторов с уменьшением оптической глубины τ . В случае же Na I отказ от ЛТР не приводит к повышению ионизации, а для первого уровня, как уже указывалось, наблюдается даже рост b -фактора с высотой (рис. 1). Остановимся на причинах такого расхождения интенсивностей.

Детальный анализ скоростей переходов между уровнями приводит к выводу, что для атомов Na I в отличие от Fe I велика роль связанных переходов. Если для Fe I определяющим процессом является перекачка в состояние Fe II, то для Na I скорость перехода, например, с основного уровня в ионизованное состояние сравнима или даже меньше скоростей переходов на некоторые возбужденные уровни. Вследствие этого влияние отклонений от ЛТР на степень ионизации Na I уже не столь существенно, как для Fe I. Высокая скорость перехода из состояния $3p$ в основное состояние $3s$ приводит к перенаселенности первого уровня Na I.

Имеется и другая причина, объясняющая отсутствие заметной сверхионизации атомов натрия. Она связана с тем, что потенциал ионизации Na I значительно ниже потенциала ионизации Fe I (соответственно 5.139 и 7.870 эВ); подобное несоответствие в энергиях ионизации сохраняется и для других нижних уровней. Если для Fe I фотоионизация с 1-го уровня вызывается излучением с длиной волны $\lambda \leq 1575 \text{ \AA}$, со 2-го уровня — излучением с длиной волны $\lambda \leq 1762 \text{ \AA}$, то для Na I соответствующие значения λ существенно сдвинуты в сторону больших длин волн: $\lambda \leq 2413 \text{ \AA}$ для 1-го уровня, $\lambda \leq 4084 \text{ \AA}$ для 2-го уровня (см. табл. 1 в [1]). Это приводит к тому, что для атомов Na I превышение температуры излучения T_{rad} над локальной температурой $T(\tau)$ не столь велико, как для атомов Fe I; соответственно снижается и роль процессов фотоионизации относительно процессов рекомбинации (первые контролируются температурой T_{rad} , в то время как вторые протекают при $T = T(\tau)$).

Резюмируя, можно заключить, что качественные отличия в возбуждении и степени ионизации, которые дает решение не-ЛТР задачи для натрия и железа, являются в конечном счете следствием больших различий в свойствах их атомов.

3. Эквивалентные ширины при отказе от ЛТР. После вычисления населенностей уровней Na I были выполнены расчеты профилей и эквива-

лентных ширин линий, перечисленных в нашей предыдущей статье (см. табл. 2 в [1]). Мы не приводим эквивалентных ширин W_λ для отдельных сверхгигантов, т. к. эти значения W_λ зависят от $T_{\text{эфф}}$, $\lg g$ и Z и, следовательно, индивидуальны для каждой звезды. Гораздо более общий характер имеет величина $w = (W_\lambda^{\text{не-ЛТР}} - W_\lambda^{\text{ЛТР}}) / W_\lambda^{\text{ЛТР}}$, характеризующая изменения в вычисленных эквивалентных ширинах при отказе от условия ЛТР. Ее значения мы привели в табл. 1, где представлены результаты расчетов для двух случаев: I — при использовании теоретических интенсивностей поля излучения, II — на основе эмпирических значений T_{rad} .

Таблица 1'

ЗНАЧЕНИЯ $w = (W_\lambda^{\text{не-ЛТР}} - W_\lambda^{\text{ЛТР}}) / W_\lambda^{\text{ЛТР}}$, ВЫЧИСЛЕННЫЕ ДЛЯ
F-СВЕРХГИГАНТОВ ДВУМЯ СПОСОБАМИ: I — НА ОСНОВЕ ТЕОРЕТИЧЕСКОГО
ПОЛЯ ИЗЛУЧЕНИЯ, II — ПРИ ИСПОЛЬЗОВАНИИ T_{rad}

Линия	F0-сверхгиганты		α UMi		γ Cyg	ρ Cas	
	I	II	I	II	II	I	II
6160.75	0.08	-0.10	-0.02	-0.07	-0.04	0.50	0.20
6154.23	0.07	-0.11	-0.03	-0.08	-0.03	0.48	0.19
(D ₁) 5895.92	0.30	0.26	0.20	0.20	0.25	0.71	0.62
(D ₂) 5889.95	0.31	0.27	0.19	0.19	0.23	0.67	0.60
5688.20	0.09	-0.06	0.05	-0.01	0.02	0.60	0.28
5682.63	0.07	-0.08	0.02	-0.04	-0.01	0.54	0.20
4582.81	0.07	-0.10	-0.01	-0.06	-0.04	0.39	0.16
4978.54	0.06	-0.10	-0.01	-0.06	-0.04	0.36	0.15
4668.56	0.04	-0.11	-0.02	-0.07	-0.04	0.37	0.16
4664.81	0.03	-0.10	-0.04	-0.08	-0.06	0.36	0.15
4497.66	0.03	-0.11	-0.03	-0.07	-0.05	0.34	0.15
4494.18	0.03	-0.10	-0.03	-0.08	-0.05	0.34	0.15

Для трех F0-сверхгигантов (α Cas, α Lep и ρ Cas) относительные изменения в W_λ оказались практически одинаковыми, поэтому для них в табл. 1 указаны средние значения w . Видно, что эквивалентные ширины субординатных линий зависят от метода расчета: при I подходе они несколько увеличиваются по сравнению с ЛТР, а при II подходе — уменьшаются. Однако в обоих случаях $|w| \leq 10-11\%$, что приводит к очень небольшим поправкам в определяемом содержании натрия, не превышающим 0.06—0.08 в логарифмической шкале. Для резонансных D-линий не-ЛТР эффекты больше ($w \approx 30\%$), однако эти линии, как уже отмечалось в [1], при оценке содержания натрия не используются.

Для поздних F-сверхгигантов α UMi и γ Cyg изменения в W_λ у субординатных линий также оказались небольшими, здесь $|w| \leq 8\%$ (в случае D-линий $w \approx 20\%$). Однако для ρ Cas, сверхгиганта особенно высокой светимости, влияние отклонений от ЛТР оказалось более значительным: для субординатных линий I способ расчета дал $w = 34-60\%$, а II способ — $w = 15-28\%$, в то время как для резонансных D-линий эквивалентные ширины увеличились на $60-70\%$.

Отметим, что вычисления W_λ были выполнены как при переменной микротурбулентности $\xi_t = \xi_t(\tau)$, так и при $\xi_t = \text{const}$. Если говорить об относительном изменении W_λ , различие между этими двумя случаями оказалось несущественным (разница в w либо совсем отсутствует, либо составляет несколько процентов). При определении содержания натрия $\lg \epsilon(\text{Na})$ мы использовали вариант с переменной микротурбулентностью.

Для большинства исследованных сверхгигантов не очень существенно, какой из двух подходов — I или II — избрать при выводе содержания $\lg \epsilon(\text{Na})$, т. к. поправки за не-ЛТР эффекты все равно оказываются малыми по сравнению с найденным избытком натрия. Однако в случае ρ Cas, как выяснилось, использование того или иного способа вычислений приводит к более заметной разнице в $\lg \epsilon(\text{Na})$, составляющей 0.15. В [3] было отмечено, что каждый из указанных подходов имеет свои недостатки; тем не менее второй способ, когда используются эмпирические значения T_{rad} , по-видимому, лучше соответствует реальным атмосферам. Действительно, в I подходе применяются теоретические потоки излучения, которые заведомо завышены из-за неучета многочисленных линий поглощения, и это должно приводить к завышению не-ЛТР эффектов. Во II подходе, основанном на использовании реальных потоков излучения от исследуемых звезд, указанный недостаток устраняется; вероятно, именно поэтому для железа этот метод дал намного лучшее согласие с наблюдениями (см. рис. 1 и 3 в [3]). Учитывая сказанное, мы определяли содержание натрия с помощью эквивалентных ширин, рассчитанных II способом.

Для сравнения были выполнены расчеты W_λ линий Na I для трех карликов с заметно различающимися температурами $T_{\text{эф}}$: для Солнца, Прокциона и δ Aql. Оказалось, что при отказе от ЛТР субординатные линии показывают изменения W_λ , составляющие не более 5% . Таким образом, при оценке $\lg \epsilon(\text{Na})$ отклонениями от ЛТР вполне можно пренебречь. Для D-линий эффект может оказаться больше, причем он связан с $T_{\text{эф}}$: если для Солнца эти линии усиливаются только на 3% , то для Прокциона увеличение их эквивалентных ширин составляет уже около 15% , а для δ Aql — 20% .

4. *Определение содержания натрия.* Для четырех из шести исследованных сверхгигантов в нашем распоряжении имелись достаточно полные и точные измерения W_λ линий Na I. Этот наблюдательный материал приведен в табл. 2. Он включает данные для трех сверхгигантов подкласса F8 — α UMi, γ Cyg и ρ Cas, полученные в Крымской астрофизической обсерватории по спектрограммам с дисперсией 4, 6 и 8 Å/мм (детали см. в [4]). Кроме того, использованы опубликованные измерения W_λ для Канопуса (α Car), для которого благодаря его исключительной видимой яркости ($m_V = -0.73$) в последние годы неоднократно проводились спектральные исследования высокого качества (дисперсия около 2 Å/мм). Эквивалентные ширины линий Na I λ 4494.18, 4497.66, 4668.56 и 4982.81 для Канопуса взяты нами из [5], а W_λ остальных четырех линий — из [6, 7]. Подчеркнем, что для анализа нами отбирались только неблендированные линии Na I. Отметим также, что исследуемые звезды обладают медленным вращением, поэтому рассматриваемые линии являются довольно резкими.

Таблица 2
ИЗМЕРЕННЫЕ ЭКВИВАЛЕНТНЫЕ
ШИРИНЫ ЛИНИЙ Na I У ЧЕТЫРЕХ
F-СВЕРХГИГАНТОВ

Линия	$W_\lambda, m\text{Å}$			
	α Car	α UMi	γ Cyg	ρ Cas
6160.75	24	69	120	185
6154.23	11	34	60	71
5688.20	88	210	218	431
5682.63	54	164	171	312
4982.81	40	—	—	—
4978.54	—	—	102	—
4668.56	17	71	63	129
4664.81	—	—	44	95
4497.66	8	50	49	72
4494.18	7	—	—	—

Уже прямое сопоставление приведенных в табл. 2 данных с теоретическими значениями W_λ указывает на избыток натрия в атмосферах F-сверхгигантов. В качестве примера на рис. 2 сравниваются результаты наблюдений и не-АТР расчетов для γ Cyg. Видим, что все восемь линий Na I, измеренных в спектре этого сверхгиганта, оказываются значительно сильнее, чем предсказывают вычисления при нормальном содержании натрия.

Наши расчеты W_λ были выполнены для нескольких значений $\lg \varepsilon(\text{Na})$, чтобы иметь возможность определить содержание, соответствующее наблюдаемым эквивалентным ширинам. Результаты такого определения представлены в табл. 3. Здесь содержание натрия $\lg \varepsilon(\text{Na})$ дано в обычной шкале, в которой для водорода принято $\lg \varepsilon(\text{H}) = 12.00$. Приведены средние значения $\lg \varepsilon(\text{Na})$ по всем исследованным линиям, а также средние ошибки σ этих значений. Тут же указаны разности $\Delta \lg \varepsilon = \lg \varepsilon^{\text{не-АТР}} - \lg \varepsilon^{\text{АТР}}$, свидетельствующие о том, что при отказе от АТР поправки в содержании натрия обычно оказываются сравнимыми с ошибкой σ , т. е. не-АТР эффектами здесь можно пренебречь.

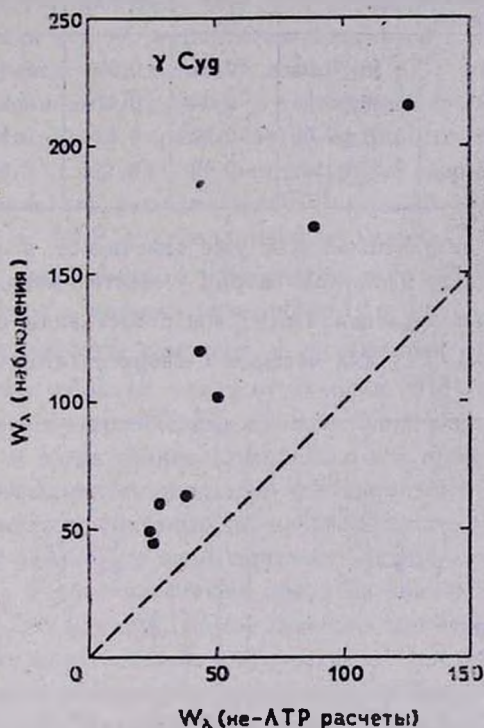


Рис. 2. Сравнение измеренных у γ Cyg эквивалентных ширин с не-АТР значениями W_λ , вычисленными при нормальном содержании натрия.

Исключением является сверхгигант ρ Cas, для которого величина $\Delta \lg \varepsilon$ более чем в 3 раза превышает σ . Пример ρ Cas показывает, что для сверхгигантов со столь низкими ускорениями силы тяжести ($\lg g \sim 0$) учет отклонений от АТР может привести к понижению $\lg \varepsilon(\text{Na})$ на 0.2.

В табл. 3 указан также избыток натрия относительно Солнца $[\text{Na}/\text{H}] = \lg \varepsilon(\text{Na}) - \lg \varepsilon_\odot(\text{Na})$, причем солнечное содержание $\lg \varepsilon_\odot(\text{Na}) =$

$= 6.28$ [4] соответствует той же системе сил осцилляторов, которая была принята в расчетах линий Na I из табл. 2. Видим, что в атмосферах рассмотренных сверхгигантов содержание Na повышено в 2—5 раз, причем величина избытка Na во много раз превышает уровень случайных ошибок σ . Наряду с $[\text{Na}/\text{H}]$ в табл. 3 приведена также величина $[\text{Na}/\text{Fe}] = [\text{Na}/\text{H}] - [\text{Fe}/\text{H}]$, учитывающая различия в металличности исследованных звезд. Значения $[\text{Fe}/\text{H}] = \lg \epsilon(\text{Fe}) - \lg \epsilon_{\odot}(\text{Fe})$ взяты нами из [2, 8, 9].

Таблица 3

СОДЕРЖАНИЕ НАТРИЯ ПРИ ОТКАЗЕ ОТ АТР

Звезда	Число исследован- ных линий	$\lg \epsilon(\text{Na})$	$\Delta \lg \epsilon$	$[\text{Na}/\text{H}]$	$[\text{Na}/\text{Fe}]$	$M/M_{\odot}$
α Car	8	6.58 ± 0.03	0.06	0.30	0.41	8 ± 1.5
α UMi	6	6.69 ± 0.06	0.04	0.41	0.36	6 ± 1
γ Cyg	8	6.81 ± 0.05	0.02	0.53	0.53	11 ± 2
ρ Cas	7	7.00 ± 0.05	-0.17	0.72	0.67	40 ± 15

5. *Обсуждение результатов.* Как уже отмечалось, в [2] была обнаружена корреляция между избытком натрия у желтых сверхгигантов и ускорением $\lg g$. На рис. 3 (левая часть) мы сопоставили представленные в табл. 3 значения $[\text{Na}/\text{Fe}]$ для четырех F-сверхгигантов с величиной $\lg g$.

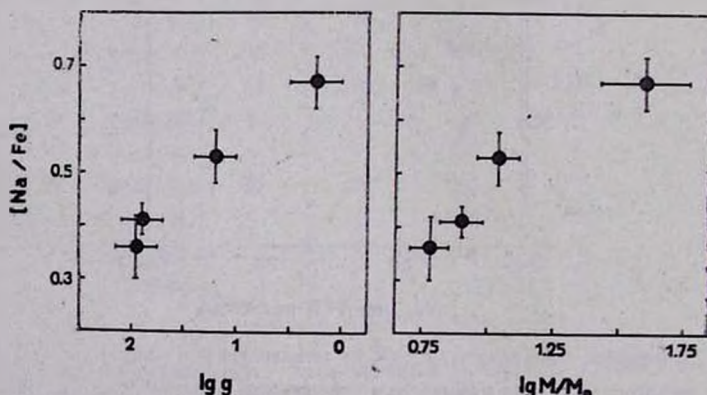


Рис. 3. Избыток натрия в атмосферах четырех F-сверхгигантов как функция ускорения силы тяжести g и массы M .

Здесь же указаны ошибки определения $\lg \epsilon(\text{Na})$ и $\lg g$. Видим, что связь между $[\text{Na}/\text{Fe}]$ и $\lg g$ сохраняется и при отказе от АТР. Если сверхгиганты α UMi, γ Cyg и ρ Cas показывали четкую зависимость содержания Na от $\lg g$ при условии АТР (см. рис. 6 в [2]), то столь

же четкую зависимость они демонстрируют и после отказа от этого условия (рис. 3). Конечно, установить по 4 звездам точную зависимость $[Na/Fe]$ от $\lg g$ вряд ли возможно, однако при построении рис. 3 мы и не ставили такой задачи, а лишь хотели подтвердить ту корреляцию, которая была найдена в [2] по результатам АТР анализа 32 сверхгигантов. Новым моментом является то, что для наиболее ярких сверхгигантов ($\lg g \sim 0$) избытки натрия, по-видимому, уже не столь велики, как в [2], т. е. ход $[Na/Fe]$ с уменьшением $\lg g$ становится не таким крутым, как при АТР.

Недавно Сасселов [10] предположил, что обнаруженная в [2] корреляция между $[Na/H]$ и $\lg g$ фактически отражает связь между $[Na/H]$ и массами M . Чтобы проверить это предположение, мы сопоставили избытки $[Na/Fe]$ для тех же четырех сверхгигантов с их массами M (значения $M/M_{\odot}$, приведенные в табл.3, взяты из [11] и определены по соответствующим величинам $T_{\text{эф}}$ и $\lg g$ с помощью современных эволюционных расчетов). Из рис. 3 (правая часть) видно, что избыток натрия, действительно, как будто тем больше, чем массивнее сверхгигант.

Итак, в результате решения не-АТР задачи для Na I установлено, что отклонения от АТР в субординатных линиях Na I достаточно малы и не приводят к существенным изменениям в $\lg \varepsilon(Na)$. Лишь для самых ярких сверхгигантов с малыми значениями $\lg g$ (т. е. с большими массами M) учет этих отклонений приводит к понижению $\lg \varepsilon(Na)$ на величину $\Delta \lg \varepsilon \sim 0.2$. Таким образом, отказ от условия АТР не устраняет найденного ранее у желтых сверхгигантов избытка Na. Подтверждается, что этот избыток реален, и тогда возникает вопрос о его происхождении.

В [2] была выдвинута гипотеза, что аномальное содержание Na может быть результатом NeNa-цикла, предложенного 30 лет назад Мэрионом и Фаулером [12]. Суть этой гипотезы заключалась в том, что NeNa-цикл, протекая в недрах массивных звезд на главной последовательности параллельно с CNO-циклом, может заметно повысить содержание ядер ^{23}Na в результате последовательного захвата протонов нуклидами ^{20}Ne , ^{21}Ne и ^{22}Ne . Недавно реальность такого процесса была подтверждена в расчетах Денисенкова и Иванова [13], которые показали, что внутри звезд с массами $M \geq 1.5 M_{\odot}$ на стадии главной последовательности за счет выгорания ^{22}Ne в NeNa-цикле содержание ^{23}Na должно возрасти в 5—6 раз. Аналогичный вывод получен в работе [14] для звезд с массами $M \geq 50 M_{\odot}$. Таким образом, на начальном этапе эволюции звезды с $M \geq 1.5 M_{\odot}$ в ее недрах происходит образование ядер натрия, которые впоследствии, когда звезда переходит в фазу сверхгиганта и испытывает глубокое перемешивание, выносятся на поверхность вместе с продуктами CNO-цикла. Этим и объясняется избыток натрия, наблюдаемый у сверх-

гигантов классов F-K. Дополнительным доводом в пользу такого объяснения аномального содержания Na может служить обнаруженная в [13] корреляция между $[Na/H]$ и отношением изотопов углерода $^{12}C/^{13}C$ у желтых сверхгигантов.

Интересно, что полученные нами оценки $[Na/Fe]$ не достигают вытекающего из [13] предельного значения 0.7—0.8, но постепенно приближаются к нему по мере уменьшения $\lg g$ или увеличения массы M (см. рис. 3). Это может свидетельствовать о том, что перемешивание тем эффективнее, чем массивнее звезда.

Крымская астрофизическая
обсерватория
Астрономический институт
АН ЧССР
Казанский государственный
университет

NON-LTE EFFECTS IN THE ATMOSPHERES OF F-TYPE SUPERGIANTS. III. ANALYSIS OF Na I LINES (RESULTS OF COMPUTATIONS)

A. A. BOYARCHUK, I. HUBENY, J. KUBAT,
L. S. LYUBIMKOV, N. A. SAKHIBULLIN

Non-LTE populations of the Na I atomic levels are calculated for six F-supergiants and three dwarfs. The profiles and equivalent widths W_λ of some Na I lines of interest are computed. It is shown that ordinary changes in widths W_λ of subordinate lines relative to LTE are not more than 10% and they do not lead to appreciable correction in the sodium abundance (corrections are less than 0.1 dex). Only for most massive supergiants with $\log g \sim 0$ the derived abundance might be reduced by about 0.2 dex. The Na overabundance found for yellow supergiants from LTE analysis is confirmed. The correlation between the Na excess and $\log g$ obtained earlier is confirmed, too; probably it is a result of the analogous correlation between the Na excess and masses of supergiants (fig. 3). It is noticed that the modern calculations confirm the supposition that the source of enhanced sodium abundance is the NeNa-cycle.

ЛИТЕРАТУРА

1. А. А. Боярчук, И. Губены, И. Кубат, Л. С. Любимков, Н. А. Сахибуллин, *Астрофизика*, 28, 335, 1988.

2. А. А. Боярчук, Л. С. Любимков, Изв. Крым. астрофиз. обсерв., 86, 130, 1983.
3. А. А. Боярчук, Л. С. Любимков, Н. А. Сахибуллин, Астрофизика, 22, 339, 1985.
4. А. А. Боярчук, М. Е. Боярчук, Изв. Крым. астрофиз. обсерв., 63, 66, 1981.
5. J. C. Castley, R. D. Watson, Astron. and Astrophys. Suppl. Ser., 41, 397, 1980..
6. J. B. Hearnshaw, K. Desikachary, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., 198, 311, 1982..
7. R. E. Luck, D. L. Lambert, Astrophys. J., 298, 782, 1985.
8. А. А. Боярчук, Л. С. Любимков, Изв. Крым. астрофиз. обсерв., 64, 3, 1981.
9. Л. С. Любимков, А. А. Боярчук, Астрофизика, 18, 596, 1982.
10. D. D. Sasselov, Publ. Astron. Soc. Pacif., 98, 561, 1986.
11. А. А. Боярчук, Л. С. Любимков, Астрофизика, 20, 85, 1984.
12. J. B. Marton, W. A. Fowler, Astrophys. J., 125, 221, 1957..
13. П. А. Денисенков, В. В. Иванов, Письма в Астрон. ж., 13, 520, 1987.
14. N. Prantzos, C. Doom, M. Arnould, C. de Loor, Astrophys. J., 304, 695, 1986..

УДК: 524.338.6

О НАЧАЛЬНОЙ ФАЗЕ ВСПЫШЕК ЗВЕЗД ТИПА UV КИТА

В. П. ГРИНИН, В. В. СОБОЛЕВ

Поступила 24 декабря 1987

Приводятся соображения в пользу того, что оптические вспышки на звездах типа UV Кита происходят при нагревании области атмосферы проточами высоких энергий, порожденными первоначальным «взрывом». Оценены значения температуры и концентрации атомов в этой области. Получено, что $T \approx 7000 - 13000$ К и $n_H \approx 10^{10}$ см $^{-3}$ при начальной энергии протона порядка 10 МэВ. Подобные значения T и n_H были найдены ранее авторами [7] при интерпретации результатов наблюдений вспышек.

1. *Введение.* Одной из важных задач современной астрофизики является изучение вспыхивающих звезд. Их характерными представителями являются звезды типа UV Кита, принадлежащие к карликам спектрального класса М. Вспышки этих звезд происходят иррегулярно, причем блеск звезды очень быстро (часто за несколько секунд) возрастает в несколько раз. Во время вспышки на нормальный спектр звезды накладывается дополнительный непрерывный спектр с эмиссионными линиями. Результаты наблюдений вспыхивающих звезд вместе с различными гипотезами о причинах вспышек изложены в ряде монографий и обзоров [1—6].

При интерпретации вспышек сначала принималось, что вспышка в оптической области спектра представляет собой излучение горячего газа с концентрацией атомов порядка $10^{13} - 10^{14}$ см $^{-3}$, т. е. находящегося в хромосфере. Однако сравнение теории с наблюдениями не подтвердило эту точку зрения.

Потом в работе авторов [7] вспышка была «перенесена» в более глубокие слои атмосферы — с концентрацией атомов порядка $10^{15} - 10^{17}$ см $^{-3}$. Тогда при температурах порядка $5000 - 20\,000^\circ$ удалось объяснить: 1) цветовую диаграмму для подавляющей части вспышек, 2) значения балмеровского скачка, 3) распределение энергии в непрерывном спектре, 4) энергетику вспышек. При этом оказалось, что при сильных вспышках излучающий газ более горячий и менее прозрачный, чем при слабых.

В работе [7] считалось, что оптическая вспышка представляет собой вторичное явление. Первоначально же в верхних слоях атмосферы проис-

ходит мгновенное выделение (подобно «взрыву») огромных количеств фотонов и частиц высоких энергий. При этом фотоны, покинувшие звезду и достигшие Земли, наблюдаются здесь в виде рентгеновского излучения вспыхивающих звезд. Часть же фотонов и частиц, идущих в более глубокие слои атмосферы, нагревает их, вызывая оптическую вспышку. Разумеется, в видимой области спектра может наблюдаться и излучение, порожденное непосредственно «взрывом», но его трудно отделить от вторичного теплового излучения вспышки.

Расчет характеристик теплового излучения газа при вспышке был сделан нами ранее при заданных плотностях и температурах. Вопрос же о механизме нагревания газа оставался открытым. Теперь мы займемся этим вопросом, принимая, что нагревание производится потоком протонов высоких энергий. Такие протоны обладают большой проникающей способностью и могут непосредственно нагревать те довольно плотные слои атмосферы, в которых, согласно нашим представлениям, в основном и происходит оптическая вспышка. Роль же электронов и фотонов в нагревании газа при вспышке будет рассмотрена нами позднее.

2. Температура в области вспышки. Принимая, что во время вспышки некоторая область атмосферы нагревается потоком протонов определенной энергии, попытаемся оценить температуру в этой области. Так как температура зависит от места и от времени, то при строготом рассмотрении этой задачи следует использовать уравнения нестационарного переноса энергии. Однако сейчас мы намерены произвести лишь грубую оценку температуры и поэтому сделаем ряд упрощающих предположений.

Мы будем рассматривать вспышку вблизи максимума блеска и допустим, что энергия, получаемая каждым элементарным объемом при нагревании протонами, равна лучистой энергии, выходящей из этого объема и покидающей звезду. Что же касается энергии, излучаемой объемом и поглощаемой в атмосфере, то она будет считаться приблизительно компенсированной той энергией, которая поступает в объем из атмосферы и поглощается в нем.

Рассмотрим «одномерную вспышку», т. е. будем считать, что фотоны и частицы перемещаются лишь вдоль перпендикуляра к атмосферным слоям. Обозначим через N число протонов, падающих на 1 см^2 за 1 секунду, и через E — энергию протона. Согласно [8], потеря энергии быстрыми протонами в частично ионизованном газе происходит преимущественно при ионизации. Учитывая это, а также принимая, что атмосфера состоит в основном из водорода, для энергии протонов, поглощенных в 1 см^{-3} за 1 с, можем написать выражение $HEn_1\alpha$, где n_1 — концентрация нейтральных атомов водорода в первом состоянии и α — коэффициент поглощения, рассчитанный на один атом.

С другой стороны, энергия, излучаемая единичным объемом за 1 секунду и выходящая из звезды, равна $\int \kappa_\nu e^{-\tau_\nu} d\nu$, где κ_ν — объемный коэффициент излучения и τ_ν — оптическая глубина данного объема в частоте ν . Для простоты будем считать, что эта энергия излучается только при рекомбинациях, т. е. пренебрегаем излучением при свободно-свободных переходах и в спектральных линиях. Поэтому рассматриваемую энергию можно представить в виде $n_e n^+ C k T$, где n_e и n^+ — концентрации свободных электронов и ионизованных атомов водорода соответственно, $n_e n^+ C$ — число рекомбинаций на все уровни (кроме первого и, возможно, второго), k — постоянная Больцмана и T — температура. Здесь принимается, что излучение, возникающее при рекомбинациях на первый уровень (и, может быть, также на второй) поглощается атмосферой. Средняя энергия фотона, возникающего при рекомбинациях на верхние уровни, считается приближенно равной kT .

Приравняв друг другу приведенные выражения, получаем соотношение

$$HE_{n_1} = n_e n^+ C k T, \quad (1)$$

которое и позволяет получить зависимость между потоком энергии протонов и температурой в области вспышки.

Можно считать, что при плотностях, предполагаемых в области вспышки, величина $n_e n^+ / n_1$ определяется формулой Саха (так как ионизационное равновесие устанавливается благодаря столкновениям). Поэтому вместо (1) имеем

$$HE_1 = \frac{(2\pi m k T)^{3/2}}{h^3} e^{-\frac{\chi_1}{kT}} C k T, \quad (2)$$

где χ_1 — энергия ионизации атома водорода с первого уровня.

Входящий в соотношение (2) коэффициент поглощения α довольно сильно зависит от энергии протона E . Согласно [8], величину α можно представить в виде

$$\alpha = \frac{A}{E^2}, \quad (3)$$

где A — сравнительно слабо меняющаяся функция от E . Мы будем считать, что энергия протона очень велика — от 1 до 100 МэВ (обоснование этого см. ниже). Принимая $E \simeq 10$ МэВ (т. е. около 10^{-5} эрг), из формулы (3) находим $\alpha \simeq 10^{-23}$ см². Что касается величины C , то она слабо

зависит от температуры и можно принять, что $C \approx 10^{-13} \text{ см}^3 \text{ с}^{-1}$ (см., например, [6]).

Подставляя в (2) численные значения физических величин, имеем

$$F = 10^0 T^{5/2} e^{-\frac{157200}{T}}, \quad (4)$$

где $F = HE$ поток энергии протонов.

Поскольку мы считаем, что вспышка происходит за счет энергии протонов, то величина F может быть найдена по наблюдаемой энергии вспышки. Для этого следует воспользоваться формулой

$$QF_0 = L, \quad (5)$$

где F_0 — начальный поток энергии протонов (на верхней границе области вспышки), Q — площадь вспышки и L — ее светимость в визуальных лучах в максимуме блеска. Согласно наблюдениям, величина L заключена в интервале $10^{28}—10^{32}$ эрг/с, а величина Q составляет примерно одну сотую площади звезды, т. е. равна $10^{18}—10^{19} \text{ см}^2$ (см. [7]). Поэтому по формуле (5) получаем: $F_0 \approx 10^9—10^{13} \text{ эрг/см}^2 \text{ с}$. Поток F , равный на границе F_0 , постепенно убывает при удалении от границы вследствие торможения протонов. Однако при наших приближенных оценках мы просто примем, что $F \approx F_0$.

При полученных значениях потока энергии протонов формула (4) дает для температуры области вспышки значения порядка 7000—13 000 К, т. е. примерно такие же значения, какие были найдены ранее [7] при интерпретации результатов наблюдений вспышек. Из формул (4) и (5) также видно, что с увеличением потока энергии протонов возрастает светимость вспышки и повышается ее средняя температура (что, конечно, вполне естественно).

Выше было сделано допущение, что все протоны обладают одной и той же начальной энергией E_0 . Чтобы уточнить полученные оценки, следует принять закон распределения протонов по начальной энергии и учесть изменение энергии протона при его проникновении вглубь атмосферы. Тогда вместо уравнения (1) будем иметь

$$n_1 \int H(E) E \alpha(E) dE = \int n_- n^+ C k T, \quad (6)$$

С помощью уравнения (6) можно попытаться определить не только среднюю температуру области вспышки, но и изменение температуры с глубиной. Однако здесь мы не будем останавливаться на этом. Отметим лишь, что протоны с небольшой энергией нагревают только поверхностные слои атмосферы, а нагревание глубоких слоев производится протонами высоких энергий.

3. *Плотность в области вспышки.* Для определения плотности в области вспышки следует выяснить, как глубоко проникают протоны в атмосферу. С этой целью найдем закон уменьшения энергии протона с возрастанием глубины x . Пользуясь выражением (3) для коэффициента поглощения, получаем

$$\frac{dE}{dx} = -n_1 \frac{A}{E} \quad (7)$$

Интегрирование (7) дает

$$E(x) = \sqrt{E_0^2 - 2A\xi}, \quad (8)$$

где обозначено

$$\xi = \int_0^x n_1(x) dx. \quad (9)$$

Из формулы (8) вытекает, что протон остановится при значении $x = X$, определяемом соотношением

$$E_0^2 = 2A\xi(X). \quad (10)$$

Следовательно, величина X , найденная из (10), определяет собой нижнюю границу области вспышки.

Чтобы оценить концентрацию атомов водорода на границе, примем, что концентрация меняется в атмосфере по барометрическому закону

$$n_H(x) \sim e^{bx}. \quad (11)$$

Если атомы в основном нейтральны, т. е. $n_1 \simeq n_H$, то с помощью формул (9), (10) и (11) находим

$$n_H(X) = \frac{b}{2A} E_0^2. \quad (12)$$

Так как величина A в формуле (3) порядка 10^{-33} эрг² см², величина b в случае карликовых звезд поздних классов порядка 10^{-6} см⁻¹, то при начальной энергии протона $E_0 \simeq 10$ МэВ для искомой концентрации атомов по формуле (12) находим: $n_H \simeq 10^{16}$ см⁻³.

При температуре $T \simeq 10^4$ К и концентрации атомов $n_H \simeq 10^{16}$ см⁻³, ионизационная формула дает $n_e \simeq n^+ \simeq 10^{15}$ см⁻³, а значит $n_1 \simeq n_H$, как нами и предполагалось. При более высоких температурах может оказаться, что $n^+ \simeq n_H$, однако и в этом случае порядковая оценка величины $n_H(X)$ мало изменится.

Как уже говорилось, в работе [7] при интерпретации наблюдательных данных об излучении вспышек было получено, что концентрации атомов в области вспышки заключены в интервале $10^{15}—10^{17}$ см $^{-3}$. Теперь из совершенно других соображений мы пришли к концентрации $n_H \simeq 10^{16}$ см $^{-3}$, попадающей в тот же самый интервал. Эта концентрация соответствует энергии протона $E_0 \simeq 10$ МэВ. Если увеличить или уменьшить энергию E_0 всего в несколько раз, то, как видно из формулы (12), можно получить любое значение концентрации атомов в указанном интервале.

4. *Сравнение с солнечными вспышками.* Для понимания процессов, происходящих при вспышках звезд типа UV Кита, большое значение имеет изучение солнечных вспышек. Во многих отношениях звездные вспышки подобны солнечным. Их сходство проявляется во взрывном характере, в изменениях блеска и спектра, в появлении вместе с оптической вспышкой также рентгеновского излучения. Однако звездные вспышки гораздо мощнее вспышек на Солнце. Только самые мощные (так называемые «белые») солнечные вспышки достигают светимости в максимуме блеска порядка 10^{28} эрг/с, т. е. они на один-два порядка слабее средних звездных вспышек.

В современных моделях солнечных вспышек [9—11] предполагается, что первичный нагрев хромосферы Солнца производится потоками электронов с энергиями порядка 10—100 кэВ. Обладая сравнительно короткой длиной свободного пробега (обусловленной кулоновскими столкновениями), электроны быстро теряют свою энергию и нагревают газ до высоких температур порядка 10^7 К. Прогрев же более глубоких слоев атмосферы, в которых образуется оптическая вспышка, осуществляется либо за счет теплопроводности, либо ударной волной. По аналогии с солнечными вспышками такой двухступенчатый механизм нагрева газа рассматривается в настоящее время и применительно к звездным вспышкам [12, 13].

В отличие от указанных моделей мы считаем, что явление оптической звездной вспышки вызывается прямым нагревом атмосферы пучков быстрых протонов. Помимо сделанных выше оценок в пользу такого подхода свидетельствует тот факт, что при самых мощных солнечных вспышках (которые по нашему мнению и должны рассматриваться как аналог звездных вспышек) на Земле наблюдаются быстрые протоны, вследствие чего оптическое излучение этих вспышек также связывается с протонным нагревом [14—16].

Если считать, что электроны и протоны движутся в одном потоке с одинаковой скоростью, то из-за различия в массах энергия протона будет приблизительно в 2000 раз больше энергии электрона. Это значит, что при энергии электронов в 10—100 кэВ энергия протонов будет 10—100 МэВ. Поэтому проникающая способность протона будет гораздо больше, чем электрона. При этом полная энергия протонов в пучке может быть срав-

нима с энергией электронов даже в том случае, если концентрация последних значительно (например, в 10^3 раз) превышает концентрацию протонов.

5. *Заключительные замечания.* Данная статья является естественным продолжением нашей статьи [7], опубликованной десять лет назад. В предыдущей статье при анализе наблюдательных данных о свечении вспышек звезд типа UV Кита были определены плотности и температуры в области вспышки. В данной статье показано, что к таким же плотностям и температурам приводит нагревание атмосферы потоком протонов с энергиями порядка 10 МэВ. Приблизительное совпадение как плотностей, так и температур в области вспышки, полученных двумя совершенно различными методами, может служить доводом в пользу правильности предложенного механизма нагрева и принятой средней энергии протона.

В настоящей статье дается лишь некоторый набросок теории. В дальнейшем предстоит провести более детальное исследование излучения звездных вспышек, нагреваемых электрон-протонными пучками с учетом их начального спектра. Следует также выяснить, в какой мере справедливы предположения, сделанные при написании уравнения (1). Должна быть, наконец, рассмотрена задача о нестационарном переносе энергии при вспышке, решение которой позволит построить теоретическую кривую блеска вспыхивающей звезды.

Крымская астрофизическая
обсерватория
Ленинградский государственный
университет

ON THE INITIAL PHASE OF THE FLARES OF THE UV CETI TYPE STARS

V. P. GRININ, V. V. SOBOLEV

The arguments for the protons heating of the optical emission region in the flares of the UV Ceti type stars are given. The electron temperature and number density of atoms in this region are evaluated: $T \approx 7000-13000$ K and $n_H \approx 10^{10} \text{ cm}^{-3}$ at the energy of protons $E \approx 10$ MeV. The similar values of T and n_H were found earlier [7] in the interpretation of the observations.

ЛИТЕРАТУРА

1. В. А. Амбарцумян, Научные труды, т. II, Ереван, 1960.
2. K. Kodaira, In "Activity in Red-Dwarf stars" IAU Coll N 71, Ed's by P. B. Byrne and Rodono, Catania 1982, p. 561. Reidel Publ. Co, Dordrecht-Boston-Lancaster, 1983.

3. Р. Е. Гершберг, Вспыхивающие звезды малых масс, Наука, М., 1978.
4. Л. В. Мирзоян, Нестационарность и эволюция звезд, Ереван, 1981.
5. Г. А. Гурвадян, Звездные вспышки, Наука, М., 1985.
6. В. В. Соболев, Курс теоретической астрофизики, Наука, М., 1985.
7. В. П. Гринин, В. В. Соболев, Астрофизика, 13, 587, 1977.
8. С. В. Стародубцев, А. М. Романов, Прохождение заряженных частиц через вещества, Изд-во АН УзССР, Ташкент, 1962, стр. 53.
9. S. I. Syrovatskij, B. V. Somov, Astrophys. Space Phys. Rev., 2, 429, 1983.
10. А. Т. Алтынцев, В. Г. Банин, Г. В. Ку克林, В. М. Томозов, Солнечные вспышки, Наука, М., 1982, стр. 125.
11. A. G. Emis, Solar Phys., 86, 133, 1983.
12. L. E. Cram, D. T. Woods, Astrophys. J., 257, 269, 1982.
13. М. М. Кацова, А. Г. Косовичев, М. А. Лившиц, Астрофизика, 17, 285, 1981.
14. Э. Е. Дубов, ДАН СССР, 150, 1246, 1963.
15. Z. Svestka, Solar Phys., 13, 471, 1970.
16. K. Najita, F. Q. Orrall, Solar Phys., 15, 176, 1970.

УДК: 524.387—355

СОДЕРЖАНИЕ МЕТАЛЛОВ В АТМОСФЕРЕ ГЛАВНОГО
КОМПОНЕНТА ν Sgr

В. В. ЛЕУШИН, Г. П. ТОПИЛЬСКАЯ

Поступила 21 апреля 1987

Принята к печати 10 ноября 1987

С использованием полученной ранее модели атмосферы главного компонента тесной двойной системы ν Sgr рассчитан синтетический спектр для ряда участков в диапазоне 3900—4900 Å. Сравнением с наблюдаемым спектром определены содержания 33 элементов. Анализируется точность определения содержаний элементов.

1. *Введение.* В предыдущих работах [1, 2, 4], посвященных изучению тесной двойной системы ν Sgr были определены параметры атмосферы главного компонента, T_e и $\lg g$, построена модель атмосферы и получены содержания легких элементов: водорода, гелия, углерода, азота и кислорода. В этой работе определяются содержания более тяжелых элементов. Поскольку для изучения химической эволюции звезд важным вопросом является точность получения содержаний элементов, здесь будет детально рассмотрена процедура определения содержания каждого элемента и проведен анализ рассчитанных участков спектра ν Sgr.

2. *Метод анализа.* Особенности структуры атмосферы ν Sgr обуславливают присутствие в видимой области спектра линий практически всех элементов таблицы Менделеева. С одной стороны, это позволяет получить максимальную информацию о химическом составе, но, с другой стороны, усложняет задачу из-за сильного блендирования линий, полностью разделить которые не удастся даже на спектрах с высокой дисперсией, поэтому для определения химического состава необходимо применять метод синтетического спектра.

Построенная в работах [1, 2] модель атмосферы ν Sgr с параметрами $T_e = 13\,500$ K, $\lg g = 1.5$, $N(\text{H})/\Sigma N = 5 \cdot 10^{-4}$, $N(\text{He})/\Sigma N = 0.95$ использовалась здесь для расчетов участков линейчатого спектра, включающих линии тяжелых элементов. Расчеты проводились по программе KONTUR [3]. Участки спектра в области от 3900 Å до 5000 Å рассчитывались с

уширением вращением и сравнивались с наблюдаемыми. Скорость вращения, определенная по узким линиям Fe II, составляет 20 км/с, для скорости микротурбуленции принималось значение 7.1 км/с, полученное в работе [4] по кривым роста, там же приведены данные об используемом спектральном материале. Для учета штарковского уширения линий в большинстве случаев применялась приближенная формула из работы [5], при расчетах линий Na I, Mg II, Si II, Ca II использовались более точные данные о параметрах штарковского уширения, приведенные в работах [6, 7].

Из-за сильного блендирования многие слабые линии на спектрах сливаются, поэтому получить по ним оценку на содержание элементов оказывается очень сложно. Для определения химического состава каждый участок спектра рассчитывался несколько раз с варьированием содержаний элементов, формирующих этот участок. Выделенные из общего фона линии, дающие вполне определенные содержания элементов, приведены в табл. 1, где указаны также содержание элемента по каждой линии, его среднее значение и ошибка определения содержания. Для большинства элементов разброс невелик, что подтверждает правильность расчетов, адекватность используемой модели атмосферы, правильность отождествления линий и определения содержаний элементов. О точности свидетельствует и то, что в большинстве случаев рассчитанный синтетический спектр, состоящий из нескольких линий разных элементов, достаточно хорошо описывает наблюдаемый участок спектра ν Sgr. Это видно на рис. 1, где сплошной линией показаны результаты расчетов, штриховой линией — наблюдаемые профили.

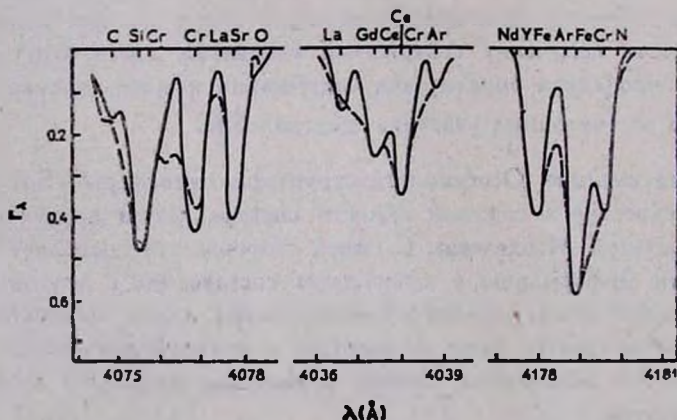


Рис. 1. Сравнение наблюдаемых (штриховая линия) и теоретических (сплошная линия) участков спектра ν Sgr.

Необходимо, однако, отметить, что профили некоторых очень сильных линий, наблюдаемых в спектре ν Sgr, явно не согласуются с рассчитанными и требуют очень больших избытков в содержаниях элементов, проти-

воречащих определениям, сделанным по линиям средней и слабой интенсивности. Такова ситуация с линиями Mg II λ 4481, Ca II λ 3933 и отчасти с Si II $\lambda\lambda$ 4128—4130 Å. Можно указать три причины расхождений. Во-первых, приближения при построении модели, из которых наиболее некорректными при анализе сильных линий становятся гидростатическое и плоско-параллельное приближения. Во-вторых, возможное влияние оболочки и газовых потоков в системе ν Sgr, которое особенно существенно, по-видимому, для резонансных линий H и K Ca II. В третьих, при расчетах профилей сильных линий, формирующихся в атмосфере сверхгиганта, необходимо учитывать отклонения от ЛТР. По этим причинам сильные линии, наблюдаемые профили которых не удалось описать, мы не использовали при определении содержаний элементов.

3. Система сил осцилляторов. При выборе линий, включенных в расчеты синтетического спектра, использовались списки линий [8—14]. Наиболее полным из них является список [8], причем для каждой линии здесь даны и сила осциллятора и потенциалы возбуждения, но эти данные содержат большие ошибки, как систематические, так и случайные. Поэтому все параметры линий из списка [8] необходимо сопоставлять с данными из других источников, особенно острой является проблема сил осцилляторов, так как ошибки в них могут достигать порядка величины.

Проверить все линии, которые мы брали из списка [8], было невозможно, поскольку в спектре ν Sgr имеется много линий, которые редко видны в спектрах других звезд и для которых отсутствует достоверная информация об их атомных параметрах. Поэтому для каждого элемента и каждого иона были построены редуционные графики между силами осцилляторов из списка [8] и другими списками по сильным, часто встречающимся, хорошо изученным линиям. Для некоторых элементов такие графики показали только случайный разброс, иногда очень большой, до одного порядка, например, для линий Cg II, в таких случаях слабые линии из списка [8] оставались без контроля. Для других элементов были выявлены систематические расхождения, по которым силы осцилляторов из списка [8] исправлялись в соответствии с полученной редуционной формулой. Значения fg для линий Ni II, например, переводились из списка [8] в систему [10] по формуле

$$\lg (fg)_{10} = 0.96 \lg (fg)_8 - 0.90.$$

С помощью таких редуционных формул силы осцилляторов всех линий, для которых это было возможно, были сведены в одну систему, за основу которой были приняты данные из [10].

4. Точность определений содержаний элементов. Ошибки в содержаниях элементов, приведенных в табл. 1, неодинаковы и зависят от следую-

Таблица 1

СОДЕРЖАНИЕ ЭЛЕМЕНТОВ В ν Sgr

Ион	Линия	$\lg \frac{N_{эл.}}{\Sigma N}$	Ион	Линия	$\lg \frac{N_{эл.}}{\Sigma N}$	Ион	Линия	$\lg \frac{N_{эл.}}{\Sigma N}$
Si II	3918	-1.6	Среднее: -4.75 $\pm$ 0.25			Среднее: -7.35 $\pm$ 0.15		
	3920	-2.4	Si II	4075	-4.0	Ti II	4290	-5.5
	4017	-2.4		4077	-4.2		4294	-5.7
	4074	-2.4		4188	-4.2		4387	-6.0
	4267	-2.4	Среднее: -4.13 $\pm$ 0.07				4395	-5.5
	4326	-2.4	P II	4109	-5.1		4396	-5.5
Среднее: -2.27 $\pm$ 0.13				4554	-4.7		4464	-5.8
NI	4109	-2.1	Среднее: -4.9 $\pm$ 0.2				4468	-5.8
	4151	-1.9	Si II	3991	-4.5		4636	-5.5
	4554	-1.9		4215	-4.5	Среднее: -5.66 $\pm$ 0.07		
	4664	-1.4		4267	-4.8	VII	4017	-6.6
	4665	-1.4		4291	-4.5		4231	-6.8
	4759	-1.9		4293	-4.6	Среднее: -6.70 $\pm$ 0.10		
N II	4175	-2.1		4391	-4.5	Cr II	4003	-5.1
	4236	-1.9		4463	-4.5		4017	-5.3
	4237	-1.9		4713	-4.4		4038	-5.3
	4442	-2.0	Среднее: -4.54 $\pm$ 0.04				4075	-4.9
	4643	-1.9	Ar II	4013	-3.7		4111	-5.2
	4788	-2.0		4038	-3.5		4127	-5.3
Среднее: -1.87 $\pm$ 0.07				4039	-3.5		4132	-5.1
O II	4078	-2.7		4131	-3.8		4179	-5.1
	4642	-2.7		4178	-3.3	Среднее: -5.16 $\pm$ 0.05		
Среднее: -2.7				4179	-3.3	Mn II	4292	-5.5
Ne I	4715	-1.7		4266	-3.9		4326	-5.6
	4789	-1.7		4637	-3.7	Среднее: -5.55 $\pm$ 0.05		
Среднее: -1.7				4656	-3.5	Fe II	3918	-3.8
Mg II	4387	-4.0	Среднее: -3.58 $\pm$ 0.09				4108	-3.8
	4390	-4.0	K II	4186	-4.0		4128	-2.8
	4436	-4.2	Ca II	4097	-4.3		4177	-3.2
Среднее: -4.07 $\pm$ 0.07			Sc II	4246	-7.5		4178	-3.2
Al II	4639	-4.5		4325	-7.2		4233	-3.2
	4663	-5.0					4325	-2.8

Таблица 1 (окончание)

Ион	Линия	$\lg \frac{N_{эл.}}{\Sigma N}$	Ион	Линия	$\lg \frac{N_{эл.}}{\Sigma N}$	Ион	Линия	$\lg \frac{N_{эл.}}{\Sigma N}$
	4385	-3.6	Среднее:	-4.78 $\pm$ 0.09		Среднее:	-5.35 $\pm$ 0.25	
	4439	-3.3	ZnI	4310	-5.6	CaII	4036	-7.4
	4461	-2.8	StrII	4077	-8.0		4186	-7.2
	4472	-3.8		4215	-8.0		4187	-7.2
	4474	-3.4	Среднее:	-8.0		Среднее:	-7.27 $\pm$ 0.14	
	4554	-3.6	ZrII	3991	-7.1	NdII	4232	-6.0
Среднее:	-3.33 $\pm$ 0.10			4149	-7.7	SmII	4188	-7.0
NiII	4015	-5.2		4187	-7.6	EuII	4205	-8.3
	4067	-4.8		4231	-7.6	GdII	4037	-6.6
	4198	-4.8	Среднее:	-7.50 $\pm$ 0.14		TaII	4177	-12.2
	4554	-4.8	MoII	3941	-7.3		4236	-12.2
	4640	-4.9	BaII	4554	-7.0	Среднее:	-12.2	
	4665	-4.5	LaII	4036	-5.1	ClII	4235	-4.1
	4666	-4.5		4077	-5.6		4810	-4.1

дких факторов: количества линий данного элемента, интенсивности этих линий, степени блендирования линиями других элементов. По точности определения содержания все элементы можно разделить на две группы. К первой относятся элементы с надежно определенными содержаниями, это C, N, Mg, Si, S, Ar, Ti, Cr, Fe, Ni, для анализа которых использовано сравнительно большое количество линий — больше пяти. Сюда же входят магний и кремний, хотя для них бралось всего по три линии, но это линии средней интенсивности, изолированные, с хорошо известными атомными параметрами. Для остальных, перечисленных здесь элементов, линии в большинстве случаев искажены бледами, но расчет синтетического спектра позволяет уверенно определить содержание по каждой из них и получить среднее значение с высокой точностью.

Содержания элементов второй группы определены всего по одной—двум линиям, к тому же искаженным бледами, поэтому каждый из них требует подробного обсуждения.

Неон имеет первый потенциал ионизации 21.56 эВ, поэтому в атмосфере ν Sgr неон находится в нейтральном состоянии. В исследуемой спектральной области сильных линий Ne I нет, ряд слабых линий имеется между $\lambda\lambda$ 4500—4900 Å. Наиболее сильная из них, линия Ne I λ 4788.93, $f_g = 0.015$, $\epsilon_H = 18.3$ эВ, отчетливо видна на регистрстрамах и блендируется только линиями азота, содержание которого определяется уверенно и с

малым разбросом. По этой линии содержание неона в ν Sgr $\lg N(\text{Ne})/\Sigma N = -1.7$, то есть неон оказывается наиболее обильным элементом после гелия. Другие линии неона на порядок и более слабее, на спектрах удалось выделить только линию $\text{Ne I } \lambda 4715.12$, $fg = 2.1 \cdot 10^{-3}$, $\epsilon_H = 18.30$ эВ, которая находится в крыле линии $\text{S II } \lambda 4716.22$ и блендируется со слабыми линиями Cr II , Ni I , Ag II . Расчеты этого участка спектра дали то же значение содержания неона, $\lg N(\text{Ne})/\Sigma N = -1.7$.

Для содержания натрия удалось получить только весьма неуверенную верхнюю оценку, поскольку ни линии Na I , ни линии Na II в спектре ν Sgr не видны. На исследуемую спектральную область приходятся две линии $\text{Na I } \lambda 4664.81$ и $\lambda 4668.56$ А, по отсутствию которых на регистрируемых можно сделать верхнюю оценку содержания натрия, $\lg N(\text{Na})/\Sigma N = -4.2$, однако даже такая оценка крайне ненадежна, так как этот участок спектра, на который приходятся линии Ni I , Ni II , Al II , Ca II , Fe II , Ni II , вообще описывается очень плохо, по-видимому из-за низкой точности атомных параметров.

Содержание алюминия было определено по группе линий 69 мультиплета, $\text{Al II } \lambda 4639.33$, $\lambda 4639.78$, $\lambda 4640.38$ (в табл. 1 они указаны как одна линия) и по линии второго мультиплета, $\text{Al II } \lambda 4663.05$ А. Эти определения нельзя считать надежными, так как участки спектра, на которых находятся линии Al II , плохо описываются теоретически. Рядом с линиями 69 мультиплета находятся неотожествленные линии, $\lambda 4638$ и $\lambda 4641$, первая, возможно, принадлежит $\text{Si III } \lambda 4638.12$, 13 мультиплета, для которой неизвестны атомные параметры. Кроме того, линии Al II блендируются линиями Ni II . Другие линии Al II в спектре ν Sgr найти не удалось, полученное содержание алюминия $\lg N(\text{Al})/\Sigma N = -4.75 \pm 0.25$.

Содержание фосфора определялось по двум линиям P II , $\lambda 4109.19$ и $\lambda 4554.82$ А. Первая линия на спектрах сливается с линиями $\text{Ca II } \lambda 4109.82$, $\text{Ni I } \lambda 4109.98$ и $\text{Ni II } \lambda 4110.00$ А, хотя теоретически она отделяется от них, промежутки на спектрах замывает либо зерно, либо неизвестной спектральной линией. Линия $\text{P II } \lambda 4554.82$ блендируется с $\text{Ni I } \lambda 4554.85$ и находится в крыле более сильной линии $\text{Fe II } \lambda 4555.88$. Среднее содержание фосфора $\lg N(\text{P})/\Sigma N = -4.9 \pm 0.20$. Содержание хлора определялось по линиям $\text{Cl II } \lambda 4235.3$, $\lambda 4235.47$ (в табл. 1 указаны как одна линия) и $\lambda 4810.00$, по всем линиям получено одинаковое значение, на 2.5 порядка превышающее солнечное. Первые две линии блендируются с линией $\text{Ta II } \lambda 4235.94$, вторая — с $\text{Ni I } \lambda 4810.11$ и $\text{Ni II } \lambda 4810.30$, все они слабые, но рассчитанный и наблюдаемый спектр совпадают хорошо.

Содержание калия, определенное по одной линии $\text{K II } \lambda 4186.13$, $fg = 2.45$ [8], $\epsilon_H = 23.11$ эВ, на 3 порядка больше солнечного. Линия: слабая и на спектре сливается с другими слабыми линиями Nd II , Cr II ,

Fe II, Ce II, но при расчете синтетического спектра отделяется от них уверенно.

Содержание кальция определялось по одной слабой изолированной линии Ca II λ 4097.11, при расчетах учитывалось блендирование ее линией Cr II λ 4097.11, которая, однако, дает малый вклад. Были рассчитаны также резонансные линии K и H Ca II, их профили не удается согласовать с наблюдаемыми при любых значениях содержания кальция. Кроме того, профили этих линий на регистрограммах, полученных в разные фазы, а также в одну фазу, но разные эпохи, значительно различаются между собой; на некоторых спектрах линии расщепляются, все это вызвано влиянием оболочки и газовых потоков, существующих в системе ν Sgr. Другие слабые линии Ca II в спектре ν Sgr сильно блендируются линиями других элементов, их не удастся выделить из общего фона и использовать для определения содержания кальция.

Содержание скандия определялось по двум линиям: линия Sc II λ 4246.83 почти изолированная, при расчетах учитывалась только бленда Nd II в красном крыле, линия Sc II λ 4325.01 сама находится в крыле более сильных линий Cr II λ 4325.40 и Fe II λ 4325.54; среднее содержание скандия $\lg N(\text{Sc})/\Sigma N = -7.35 \pm 0.15$.

Линии V II весьма многочисленны в видимой области спектра в F-звездах, но все они слабы, и в спектре ν Sgr до такой степени блендируются более сильными линиями других элементов, что оказывается очень трудно определить по ним содержание ванадия. Нам удалось использовать для этой цели только две линии V II, и то весьма неуверенно, линия V II λ 4017.28 почти совпадает с линией C II λ 4017.27, причем они примерно одинаковы по интенсивности, а линия V II λ 4232.07 едва видна на спектрах в крыле линии Fe II 4233.17 и к тому же блендируется линиями Nd II, Ce II и Zr II. Но содержание ванадия по этим двум линиям получилось близким, среднее значение $\lg N(\text{V})/\Sigma N = -6.70 \pm 0.10$.

Содержание марганца определялось по линиям Mn II λ 4292.25 и λ 4326.63, которые дали очень близкие значения, -5.5 и -5.6 соответственно. Обе линии практически изолированные, если судить по расчетам, но с двух сторон от линии Mn II λ 4292.25 наблюдаются примерно равные ей по интенсивности неотожествленные линии, положение линии марганца локализуется уверенно по двум соседним сильным линиям Ti II λ 4290.22 и Ti II λ 4294.10.

Цинк в атмосфере ν Sgr почти полностью ионизован (потенциалы ионизации 9.39 эВ и 17.96 эВ), однако данные о силах осцилляторов линий Zn II в оптическом диапазоне отсутствуют. Поэтому для определения содержания цинка была выбрана наиболее сильная линия Zn I λ 4810.53, $f_g = 0.74$ [14], $\epsilon_H = 4.06$ эВ. В работе [8] дано на порядок большее зна-

чение $f_g = 7.24$, но мы использовали значение из работы [14], поскольку оно согласуется с системой сил осцилляторов линий $Zn\ I$, $Zn\ II$, которая принималась при определении содержания цинка в атмосфере Солнца [17]. Линия $Zn\ I\ \lambda\ 4817.53$ в атмосфере $\nu\ Sgr$ сильно блендируется с линиями $N\ II$ и $Fe\ II$, но содержания этих элементов надежно определены по большому числу линий, и для согласования наблюдаемого спектра с синтетическим необходимо допустить избыток цинка на 3 порядка. Для дополнительного контроля правильности наших расчетов линия $Zn\ I\ \lambda\ 4810.53$ была рассчитана для модели Пройона с параметрами $T_e = 6400\ K$, $\lg g = 4.1$ [15]. Сравнение ее с наблюдаемой линией, эквивалентная ширина которой измерена в работе [16], дало солнечное содержание цинка в атмосфере Пройона.

Содержание стронция определялось по двум линиям, по сильной линии $Sr\ II\ \lambda\ 4077.71$, которая блендируется только с $La\ II\ \lambda\ 4977.35$, и более слабой изолированной линией $Sr\ II\ \lambda\ 4215.52$. Эти линии дают значительно различающиеся содержания стронция, -7.2 — первая линия, -8.0 — вторая. Это расхождение можно снять, если допустить для лантана избыток на 5 порядков по сравнению с солнечным содержанием, что не противоречит определению его содержания по другой линии $La\ II\ \lambda\ 4036.78$, которая дает избыток на 5.5 dex. Эта линия лантана, в свою очередь, блендируется только с линией $V\ II\ \lambda\ 4036.78$, содержание которого уже определено независимо по двум другим линиям (в эту бленду ванадий вносит значительно меньший вклад, чем лантан). Тогда можно считать содержание стронция одинаковым по двум линиям и равным -8.0 в логарифме числа атомов, и содержание лантана — $\lg N(La)/\Sigma N = -5.35 \pm 0.25$ тоже со сравнительно небольшим разбросом.

Ситуация с итрием такая же, как с ванадием. Линии этого элемента весьма многочисленны, но сравнительно слабые, и из-за блендирования линиями других элементов надежно определить содержание итрия не удастся. По отсутствию следов линии $Y\ II\ \lambda\ 4177.54$ в крыле линии $Fe\ II\ \lambda\ 4177.77$ можно сделать верхнюю оценку содержания итрия: его избыток в атмосфере $\nu\ Sgr$ не должен превышать два порядка по числу атомов. Можно оценить содержание итрия еще по слабой линии $Y\ II\ \lambda\ 4374.94$. Это бленда с $N\ II\ \lambda\ 4374.96$, изолированная от других линий. При содержании азота $\lg N(N)/\Sigma N = -1.9$ точное согласование наблюдаемого профиля этой линии с теоретическим можно получить при $\lg N(Y)/\Sigma N = -8.1$, что подтверждает оценку, полученную по линии $Y\ II\ \lambda\ 4177.54$.

Содержание циркония определялось по четырем слабым линиям: линия $Zr\ II\ \lambda\ 3991.14$ блендируется с $S\ II\ \lambda\ 3990.14$, $Zr\ II\ \lambda\ 4149.20$ — практически изолированная, $Zr\ II\ \lambda\ 4187.70$ блендируется с $Ce\ II\ \lambda\ 4187.60$ и $Si\ II\ \lambda\ 4187.13$, $\lambda\ 4187.15$, очень слабая линия $Zr\ II\ \lambda\ 4231.64$ нахо-

дится в синем крыле линии Fe II λ 4233.17. Разброс в содержании циркония по этим четырем линиям — 0.6 dex, среднее содержание — $\lg N(\text{Zr})/\Sigma N = -7.50 \pm 0.14$.

Содержание молибдена в υ Sgr определено по одной изолированной линии Mo II λ 3941.48, $fg = 2.04$ [12], $\epsilon_H = 3.12$. Причем, как и во всех подобных случаях, в окрестностях линии рассчитывался синтетический спектр на участке шириной в 2 Å, от λ 3940.32 до λ 3942.22 Å, где учитывались 11 линий разных элементов. Поскольку вклад в интенсивность от всех этих линий, содержания элементов для которых уже были определены, оказался мал, то наблюдаемая на этом участке линия была однозначно отождествлена с линией Mo II λ 3941.48, и дала избыток молибдена на 2.7 dex по сравнению с солнечным содержанием.

Барий, с потенциалами ионизации $\chi_1 = 5.21$ эВ, $\chi_2 = 10.00$ эВ, в атмосфере υ Sgr находится преимущественно в состоянии Ba III, однако данных о линиях Ba III в литературе нет. Поэтому содержание бария определялось по наиболее сильной резонансной линии Ba II λ 4554.02, $fg = 1.48$, которая блендируется с Ni II λ 4553.91 и Zr II λ 4553.97. Линия слабая, но отождествляется на спектрограммах уверенно и дает содержание бария $\lg N(\text{Ba})/\Sigma N = -7.0$, что на 3.2 dex больше солнечного. Другие линии Ba II на спектрограммах не выделяются и позволяют получить лишь верхнюю оценку содержания, которая не противоречит результату, полученному по линии Ba II λ 4554.03. Например, по отсутствию линии Ba II λ 4326.70, $fg = 0.06$, $\epsilon_H = 0.73$ эВ, можно сделать вывод, что содержание бария меньше — 6.0.

Многочисленные линии Ce II в спектре υ Sgr очень слабы, сильно блендируются линиями других элементов и позволяют получить лишь верхнюю оценку содержания церия. Наименьшая верхняя граница содержания церия в атмосфере υ Sgr получается по линиям Ce II λ 4037.67 — $\lg N(\text{Ce})/\Sigma N \leq -7.4$, и Ce II λ 4186.60, λ 4187.32 — $\lg N(\text{Ce})/\Sigma N \leq -7.2$, следовательно, можно считать, что избыток церия не превышает 3 dex.

Содержание неодима удалось только приближенно оценить по единственной слабой линии Nd II λ 4232.38, $fg = 0.10$, $\epsilon_H = 0.06$ эВ, которая находится в крыле Fe II λ 4233.17. По этой линии избыток неодима составляет 4.5 порядка, ошибка здесь может быть ± 0.5 dex, но эта линия явно присутствует, так как видна на всех спектрах и не может быть приписана какому-либо другому элементу. По ряду других линий Nd II, включенных в расчеты синтетического спектра, но незаметных на спектрограммах, верхняя граница содержания неодима получилась + 5 dex по сравнению с солнечным.

Содержание самария было определено по линии $\text{Sm II } \lambda 4188.13$, $fg = 0.18$, $\epsilon_H = 0.54$ эВ. С точностью до ± 0.5 получен избыток на 4 порядка. Для проверки правильности используемых атомных параметров эта линия была посчитана для Проциона и дала избыток самария на 0.8 dex. Даже если считать, что в атмосфере Проциона самария должно быть столько же, сколько на Солнце, и скорректировать соответственно значение fg , то для $\nu \text{ Sgr}$ все равно остается избыток, превышающий 3 порядка. Необходимо еще отметить, что на спектрах $\nu \text{ Sgr}$ линия $\text{Sm II } \lambda 4188.13$ блендируется с $\text{Ni II } \lambda 4187.85$ и $\text{Gd II } \lambda 4188.10$, обе линии учитывались при расчетах, а содержания этих элементов были определены независимо. В спектре Проциона линия $\text{Ni II } \lambda 4187.85$ отсутствует и обе линии — Sm II и Gd II находятся в крыле линии $\text{Fe I } \lambda 4188.73$, которая отсутствует в спектре $\nu \text{ Sgr}$ (но включалась в расчеты). Этот участок, $\lambda\lambda 4185.95\text{--}4187.85$ хорошо описывается теоретически для обеих звезд, что позволяет считать, что имеющийся список линий достаточно полный и правильный.

Содержание европия определялось по резонансной линии $\text{Eu II } \lambda 4205.05$, $fg = 0.83$, которая по расчетам получается изолированной. Получен избыток европия на 3 порядка. Наблюдаемая линия заметно шире теоретической и имеет бленду в красном крыле, отождествить которую не удалось. Возможно, рассогласование профилей также связано с присутствием каких-то неотожествленных бленд. Поэтому определение содержания европия производилось по сопоставлению теоретической и наблюдаемой центральных глубин, если делать это по W_λ , то требуемый избыток будет гораздо больше. Определение содержания европия по этой линии с использованием тех же атомных параметров было проведено для Проциона, там получен небольшой дефицит, -0.23 dex, причем профиль линии описывается точно.

Содержания гадолиния было определено по линии $\text{Gd II } \lambda 4037.33$, $fg = 1.79$, $\epsilon_H = 0.66$ эВ, которая блендируется с более слабыми линиями Sr II , Ce II и на спектре сливается с более сильной линией $\text{Sr II } \lambda 4038.03$. Описывается этот участок достаточно хорошо, содержание гадолиния получается $\lg N(\text{Gd})/\Sigma N = -6.6$. Другие линии Gd II более слабые и в спектре $\nu \text{ Sgr}$ не видны.

Тантал — это единственный элемент, кроме водорода, для которого для атмосферы $\nu \text{ Sgr}$ получен дефицит. Его содержание было определено по двум линиям: $\text{Ta II } \lambda 4176.90$, $fg = 1.0$, $\epsilon_H = 1.80$ эВ и $\text{Ta II } \lambda 4235.94$, $fg = 12.0$, $\epsilon_H = 3.07$ эВ. Уже при нормальном содержании тантала по расчетам получаются заметные линии Ta II , в то время как на спектрах их нет, хотя соответствующие участки описываются уверенно и положение линий Ta II локализуется точно по соседним сильным линиям Fe II . Значе-

ния сил осцилляторов были взяты из [8], они совпадают с приведенными в [12], других данных об атомных параметрах этих линий нет. Содержание тантала по двум линиям Ta II получилось одинаковым и равным — 12.2 в логарифме числа атомов.

5. *Заключение.* Детальный анализ спектра υ Sgr и сравнение его с рассчитанными участками синтетического спектра позволяет с хорошей точностью, ± 0.04 в логарифме числа атомов, определить содержание 10 элементов, перечисленных в табл. 1. Анализ интенсивностей и контуров спектральных линий остальных элементов дает оценки содержаний с формальной точностью не хуже ± 0.50 dex. Однако нужно иметь в виду, что уникальный спектр υ Sgr не позволяет с достаточной уверенностью проводить отождествление линий элементов, которые слабо представлены в оптической области спектра. Погрешности в отождествлении могут привести к значительным ошибкам в определении содержаний, достигающим нескольких порядков. Анализ полученных содержаний будет опубликован в следующей статье.

Ростовский государственный
университет

THE METAL CONTENT IN THE ATMOSPHERE OF THE BRIGHT COMPONENT υ SGR

V. V. LEUSHIN, G. P. TOPILSKAYA

The synthetic spectrum for the bright component of the close binary system υ Sgr in the wavelength region 3700—4800 Å was computed using the model atmosphere with the following parameters: $T_e = 13\,500$ K, $\lg g = 1.5$ and $N(\text{H})/N(\text{He}) = 5 \cdot 10^{-4}$. From the comparison of the observed and the synthetic spectrum in the wavelength region 3900—4900 Å the abundances of 33 chemical elements were estimated. The errors of the obtained abundances were discussed.

ЛИТЕРАТУРА

1. В. В. Леушин, Г. П. Топильская, *Астрофизика*, 22, 121, 1985.
2. В. В. Леушин, Г. П. Топильская, *Астрофизика*, 26, 195, 1987.
3. В. В. Леушин, Г. П. Топильская, *Астрофизика*, 25, 103, 1986.
4. В. В. Кравцов, В. В. Леушин, *Спектрофотометрический анализ атмосферы яркого компонента двойной системы υ Sgr*, Деп. № 99-82, 1981.
5. S. Sahai-Brechot, B. Segre, *Astron. and Astrophys.*, 13, 161, 1971.
6. Г. Грим, *Спектроскопия плазмы*, Мир, М., 1969.
7. Г. Грим, *Уширение спектральных линий в плазме*, Мир, М., 1978.

8. *R. Kurucz, E. Peytremann, SAO Spec. Rept., 362, 1, 1975.*
9. *C. E. Moor, Atomic energy levels., Nat. bur. Stand. Circular 467, V. 1—3, Washington, 1949—1958.*
10. *S. Adelman, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., 206, 637, 1984.*
11. *Г. А. Касабов, В. В. Елисеев, Спектроскопические таблицы для низкотемпературной плазмы, Атомиздат, М., 1973.*
12. *Ч. Корлисс, У. Бозман, Вероятности переходов и силы осцилляторов 70 элементов, Мир, М., 1968.*
13. *А. Н. Зайдель, В. К. Прокофьев, С. М. Райский и др., Таблицы спектральных линий, Наука, М., 1969.*
14. *А. А. Боярчук, М. Е. Боярчук, Изв. Крым. астрофиз. observ., 63, 66, 1981.*
15. *В. В. Леушин, В. В. Соколов, Астрофиз. исслед. (Изв. САО), 12, 42, 1980.*
16. *И. А. Зенина, О. А. Зенина, В. В. Леушин, Астрофиз. исслед. (Изв. САО), 8, 25, 1976.*
17. *O. Hauge, O. Engvold, Inst. Theor. Astrophys. Univ. Oslo, Rep. No. 49, 1977.*

УДК: 524.338.6

СТАТИСТИЧЕСКОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ВСПЫХИВАЮЩИХ ЗВЕЗД.

1. ЗВЕЗДЫ ТИПА UV КИТА ОКРЕСТНОСТЕЙ СОЛНЦА И ВСПЫХИВАЮЩИЕ ЗВЕЗДЫ В СКОПЛЕНИЯХ И АССОЦИАЦИЯХ.

Л. В. МИРЗОЯН, В. В. АМБАРЯН

Поступила 21 сентября 1987

На основе современных наблюдательных данных показано, что между звездами типа UV Кита окрестностей Солнца и вспыхивающими звездами в скоплениях и ассоциациях имеется большая общность наблюдаемых характеристик. Использованы кривые блеска вспышек, спектры в спокойном состоянии, светимости, продолжительность вспышек, средняя частота вспышек, энергетические спектры, цвета вспышечного излучения, диаграмма Герцшпрунга—Рессела, вспышки в радио и рентгеновской областях. Существующие между этими звездами различия (светимости, энергетические спектры, диаграмма Герцшпрунга—Рессела, связь с диффузными туманностями и др.), большей частью количественные, удовлетворительно объясняются различиями в их возрастах: звезды типа UV Кита являются, в среднем, наиболее старыми образованиями.

1. *Введение.* Вопрос о родственности звезд типа UV Кита окрестностей Солнца и вспыхивающих звезд в звездных скоплениях и ассоциациях исходит из работ Амбарцумяна и Аро. Первый из них в 1953 г. [1], анализируя характеристики необычного излучения звезд типа Т Тельца и избыточного излучения, возникающего во время вспышек звезд типа UV Кита, привел веские свидетельства в пользу физической родственности этих двух типов нестационарных звезд. В свете этой работы [1] последовавшее открытие Аро и коллегами [2] вспыхивающих звезд в туманности Ориона и Тельде, обладающих светимостями порядка светимостей звезд типа Т Тельца, подтвердив эволюционную природу вышеуказанной родственности, перекинуло мост между звездами типов UV Кита и Т Тельца [1].

Эти пионерские работы инициировали большое число исследований, основанных на наблюдениях вспыхивающих звезд. Систематические наблюдения, в основном, фотографические, вспыхивающих звезд и их вспы-

шек в скоплениях и ассоциациях*, с одной стороны, и фотоэлектрические и спектральные наблюдения звезд типа UV Кита окрестностей Солнца, с другой, выполненные за последние тридцать с лишним лет, позволили получить убедительные свидетельства в пользу нового представления.

В настоящей статье вопрос о родственности звезд типа UV Кита и вспыхивающих звезд в системах рассматривается на основе существующих ныне разнообразных данных, полученных из наблюдений.

2. *Общие характеристики и различия.* В 1956 г. Аро [2] отметил следующие четыре характеристики, общие для звезд типа UV Кита и вспыхивающих звезд, открытых в туманности Ориона, а также в других молодых системах:

1. Кратковременные непериодические вспышки с продолжительностью от нескольких минут до приблизительно двух часов.

2. Спектральный класс от, по крайней мере, d K6 до позднего d M.

3. Сходство кривых блеска.

4. В период максимума блеска может наблюдаться либо появление, либо усиление эмиссионных линий.

Аро [2] считал также, что между этими двумя группами звезд существуют два различия:

1. Наиболее ранний спектральный класс вспыхивающих звезд в Орионе d K6, в Темных облаках Тельца — d M3, в то время как среди звезд типа UV Кита — поздний d M.

2. В спокойном состоянии в спектрах звезд типа UV Кита наблюдаются эмиссионные линии водорода и ионизованного кальция, а в спектрах вспыхивающих звезд в системах — нет.

В последующем к этим различиям Хербиг [4] добавил еще одно: в отличие от звезд типа UV Кита вспыхивающие звезды в Орионе и Единороге (NGC 2264) полностью погружены в туманности или темные области.

Рассмотрим указанные выше общие характеристики и различия в свете современных наблюдательных данных.

3. *Кривые блеска звездных вспышек.* Фотоэлектрические наблюдения вспышек звезд типа UV Кита, обладающих большим временным разрешением, показывают большое разнообразие в формах их кривых блеска.

Однако, несмотря на это разнообразие, кривые блеска вспышек звезд типа UV Кита ничем существенным не отличаются от кривых блеска звездных вспышек, наблюдаемых в скоплениях и ассоциациях.

* Эти наблюдения получали широкий размах после 1968 г., когда Амбарцумян [3] было показано, что вспыхивающие звезды представляют собою эволюционную стадию в жизни карликовых звезд.

Прямым подтверждением этого являются результаты фотоэлектрических наблюдений Родоно [5] вспышек звезды — члена скопления Гиады Н II 2411. Кривые блеска вспышек этой вспыхивающей звезды не отличаются от соответствующих кривых, полученных им совместно с Кристалди [6] для вспышек звезд типа UV Кита окрестностей Солнца (рис. 1).

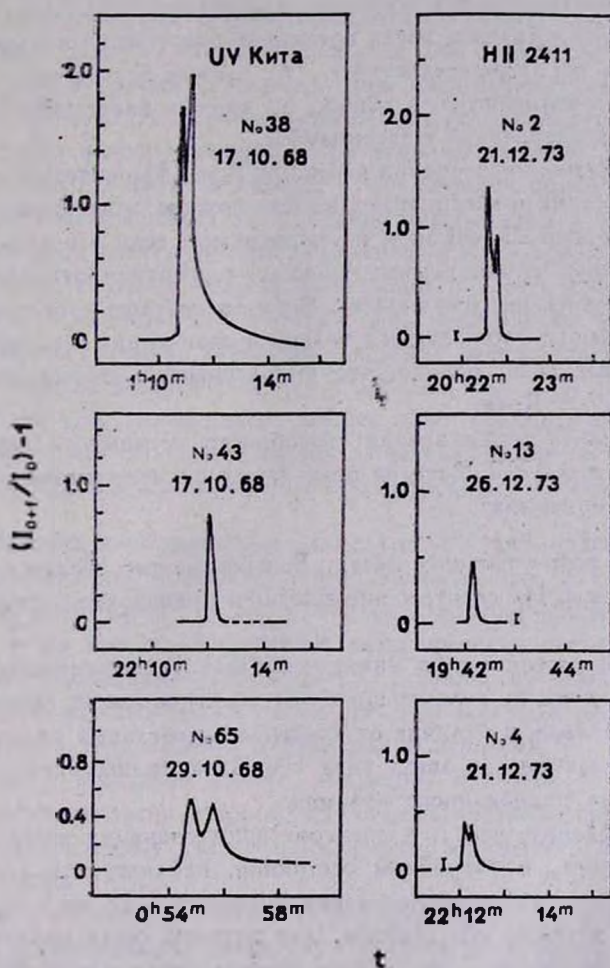


Рис. 1. Сравнение фотоэлектрических кривых блеска вспышек, зарегистрированных у вспыхивающей звезды в Гиадах Н II 2411 и звезды UV Кита (слева), из работ [5] и [6], соответственно.

В общем случае, как было показано в [7], форма кривой блеска вспышки в деталях сильно зависит от временного разрешения наблюдений. При недостаточно большом разрешении эти детали сглаживаются, а иногда совсем исчезают. Особенно сильно меняются, в зависимости от вре-

менного разрешения, кривые блеска кратковременных вспышек, которые при фотографических наблюдениях остаются часто несбнаруженными.

Несмотря на это, общий вид кривой блеска вспышки обычно сохраняется даже при значительном изменении временного разрешения наблюдений, если, конечно, вспышка достаточно мощная и продолжительная, чтобы быть доступной, например, для фотографических наблюдений.

Сравнение кривых блеска вспышек, наблюдаемых фотоэлектрическим и фотографическим методами, когда временное разрешение наблюдений отличается в сотни раз, свидетельствует, что кривые блеска вспышек звезд типа UV Кита не отличаются, в общем, от кривых блеска вспышек вспыхивающих звезд в скоплениях и ассоциациях.

Исходя из времени возгорания вспышки, Аро [8] разделил все вспышки звезд в скоплениях и ассоциациях на две группы: «быстрые», если время возгорания короче 20—30 мин, и «медленные», если это время больше. Вспышки этих двух групп помимо времени возгорания отличаются друг от друга и по средней частоте и цвету. Вначале казалось, что «медленные» и «быстрые» вспышки наблюдаются только в скоплениях и ассоциациях. В последующем, оказалось, однако, что «медленные» вспышки наблюдаются и у звезд типа UV Кита.

Следовательно, с точки зрения способности показывать «медленные» вспышки звезды типа UV Кита не отличаются от вспыхивающих звезд в скоплениях и ассоциациях*.

4. *Спектры вспыхивающих звезд.* Вспыхивающие звезды — карликовые красные звезды. Их спектры вне вспышки принадлежат спектральным классам K-M.

В спокойном состоянии (в минимуме блеска) вспыхивающие звезды имеют спектры, почти не отличающиеся от спектров звезд главной последовательности. Правда, в отличие от спектров нормальных звезд на щелевых спектрограммах многих звезд типа UV Кита видны эмиссионные линии водорода и ионизированного кальция.

Имеются указания, что и в спектрах вспыхивающих звезд в скоплениях и ассоциациях, в спокойном состоянии, наблюдаются эмиссионные линии. Например, согласно исследованию Ириарте [11], из 9 ярких вспыхивающих звезд в скоплении Плеяды, для которых были получены щелевые спектрограммы, только две звезды спектрального класса K2 не показали в спектре эмиссионных линий H и K ионизированного кальция.

* Следует отметить, что разделение всех вспышек на две группы: «быстрые» и «медленные», по времени их возгорания, условное. Встречаются вспышки с временами возгорания от нескольких секунд до нескольких часов [9]. Однако это разделение сыграло положительную роль в изучении природы вспышечного излучения [10].

В согласии с этим результатом Штауфер [12] на щелевых спектрограммах около 20 вспыхивающих звезд (из 24 наблюдаемых) — членов скопления Плеяды обнаружил эмиссионную линию H_2 значительной интенсивности (эквивалентная ширина порядка нескольких ангстрем).

Наблюдаемые различия между спектральными классами вспыхивающих звезд, входящих в состав скоплений и ассоциаций различного возраста, в настоящее время, можно объяснить на основе закономерности, открытой Аро и Чавира [13]: спектральный класс наиболее яркой вспыхивающей звезды в группе (скоплении или ассоциации) тем более ранний, чем моложе группа. Этот спектральный класс отделяет вспыхивающие звезды от звезд не вспыхивающих. При этом объяснении следует считать, что звезды типа UV Кита являются очень старыми образованиями.

Спектры вспыхивающих звезд сильно преобразуются во время вспышки. В этот период спектр звезды напоминает спектр звезды типа Т Тельца: присутствие сильных эмиссионных линий и ультрафиолетового избытка излучения — непрерывной эмиссии [1]. Указанного рода изменения спектра во время вспышки характерны как для звезд типа UV Кита, так и для вспыхивающих звезд в системах.

Таким образом, имеющиеся данные дают полное основание считать, что в спектральном отношении между вспыхивающими звездами в скоплениях и ассоциациях и звездами типа UV Кита существенного различия нет.

5. *Светимости вспыхивающих звезд.* Согласно принятому в настоящее время представлению, темпы эволюции звезд растут с массой (светимостью). Этим обусловлен тот факт, что со старением системы вспыхивающих звезд те из них, которые имеют более высокие светимости постепенно перестают показывать вспышечную активность — выходят из стадии вспыхивающей звезды, когда одной из наиболее важных особенностей звезды является ее способность показывать вспышки.

Следствием различия темпов эволюции является упомянутая выше закономерность, согласно которой чем старше звездная группа, тем более позднему спектральному классу принадлежит наиболее яркая в ней вспыхивающая звезда [13].

Другим следствием указанного различия является убывание средней светимости вспыхивающих звезд со старением системы, в которую они входят [14]. На рис. 2, основанном на современных данных, представлены распределения светимостей вспыхивающих звезд для сравнительно хорошо изученных систем и звезд типа UV Кита. К системам, входящим в работу [14], здесь добавлены две новые — в Темных облаках Тельца (ТОТ) и Единороге (NGC 2264).

Рис. 2 довольно четко указывает на смещение максимума распределения светимостей в сторону низких светимостей при переходе к более старым системам.

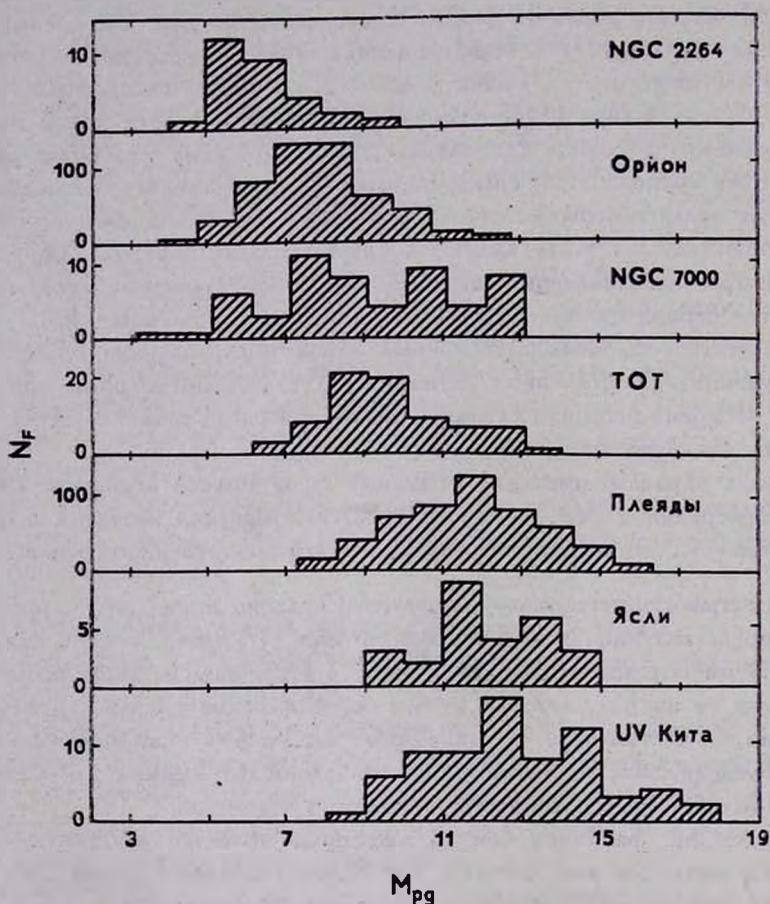


Рис. 2. Распределение вспыхивающих звезд по светимостям в некоторых скоплениях и ассоциациях, а также звезд типа UV Кита окрестностей Солнца. ТОТ-ассоциация в Темных облаках Тельца.

Зависимость средней светимости вспыхивающих звезд — $\overline{M}_{pg}$ от возраста системы — t (в годах), основанная на данных рис. 2 и возрастов систем, приведенных в [10], подтверждает результат, полученный в работе [14]: средняя светимость вспыхивающих звезд систематически уменьшается со старением этих звезд (рис. 3).

Данные о системах вспыхивающих звезд в ассоциациях Единорога (NGC 2264) и Темных облаков Тельца при построении линейной зависимости ($\bar{M}_{pg}$, $\lg t$) (рис. 3) не использованы.

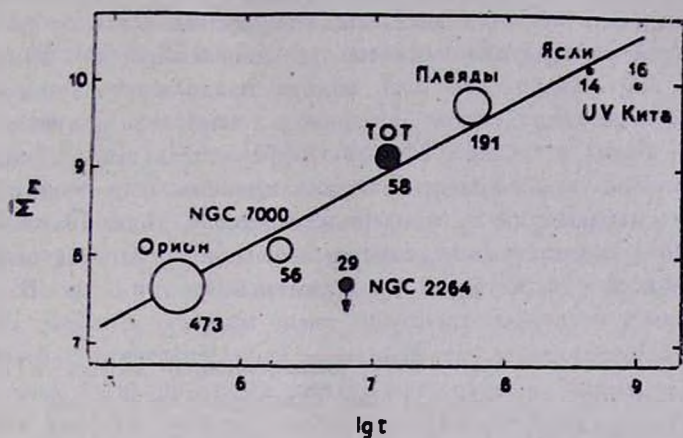


Рис. 3. Зависимость средней фотографической абсолютной величины ($\bar{M}_{pg}$) вспыхивающих звезд от возраста системы в годах (t), в которую они входят. Площади кружков пропорциональны числу использованных вспыхивающих звезд, приведенных рядом. Возрасты NGC 2264 и ТОО заимствованы из работ [15] и [16].

Судя по средней светимости вспыхивающих звезд, из этой зависимости следует, что ассоциация Единорога (NGC 2264) самая молодая из рассмотренных систем, а система вспыхивающих звезд в Темных облаках Тельца по возрасту находится между системами NGC 7000 и Плеяд.

Однако следует отметить, что в случае ассоциации Единорога (NGC 2264) полученные данные, по-видимому, не свободны от наблюдательной селекции. Эта система наиболее далекая и наблюдалась недостаточно долго, вследствие чего в ней, возможно, обнаружены, в основном, наиболее яркие вспыхивающие звезды. Это могло привести к некоторому повышению средней светимости вспыхивающих звезд в этой системе.

В свете зависимости средней светимости вспыхивающих звезд от возраста системы, в которую они входят, вполне естественна и объяснима низкая средняя светимость звезд типа UV Кита окрестностей Солнца.

6. *Продолжительность звездной вспышки.* Продолжительность вспышки (от минимума до минимума) при данной энергии определяется формой кривой блеска и, следовательно, может быть различной, при одной и той же энергии вспышки.

Однако уже первые наблюдения звездных вспышек в системах, выполненные Аро и Чавира [17], выявили статистическую зависимость про-

должительности вспышки от светимости вспыхивающей звезды: чем больше светимость звезды, тем больше, в среднем, продолжительность производимых ею вспышек. Эта зависимость, как было показано позже Кункелем [18], справедлива и для звезд типа UV Кита.

Современные наблюдения звездных вспышек значительно расширили интервал полной их продолжительности, указанный Аро [2]. У звезд типа UV Кита наблюдались вспышки, полная продолжительность которых не превышает нескольких секунд. Например, наиболее кратковременная вспышка (CN Льва) в каталоге Моффетта [19] имеет продолжительность в 4 с. Естественно, такие кратковременные вспышки недоступны для фотографических наблюдений в скоплениях и ассоциациях. Наоборот, при фотографических наблюдениях звездных вспышек в системах были зарегистрированы вспышки, которые продолжались много часов. В качестве примера можно отметить «медленную», очень мощную вспышку (амплитуда в ультрафиолетовых лучах — 8^m4) вспыхивающей звезды T177 Ориона, зарегистрированную в обсерватории Тонантинтла, которая продолжалась около 20 часов [20].

При этом интересно отметить, что CN Льва, у которой была зарегистрирована самая кратковременная вспышка, является звездой самой низкой светимости ($M_V = 18^m6$) среди наблюдаемых Моффеттом [19] звезд типа UV Кита, а звезда T177 Ориона, показавшая очень продолжительную вспышку, наоборот, имеет несравненно более высокую светимость ($M_{pg} = 8^m4$).

С другой стороны, наблюдения показывают, что продолжительность вспышки каждой вспыхивающей звезды, в среднем, растет с энергией вспышки. Причем, как показали фотоэлектрические наблюдения вспышек самой UV Кита [21], существует, в среднем, прямая зависимость между временем возгорания вспышки и ее продолжительностью. Такая же зависимость намечается и для вспышек звезд в скоплениях и ассоциациях, если использовать данные о «медленных» вспышках, для которых известны только времена возгорания [10].

Общность временных характеристик вспышек звезд типа UV Кита и вспыхивающих звезд в системах можно рассматривать как еще одно свидетельство в пользу их физического родства.

7. Средняя частота и энергия вспышек. Фотографические наблюдения вспыхивающих звезд в скоплении Плеяды свидетельствуют [22], что, подобно звездам типа UV Кита, они значительно отличаются друг от друга по средней частоте вспышек. Причем, в обоих случаях она растет в сторону маломощных вспышек.

Возрастание средней частоты с убыванием энергии вспышек наглядно видно из энергетических спектров вспыхивающих звезд, которые для вспыхивающих звезд в системах качественно не отличаются от энергетических спектров, построенных для звезд типа UV Кита [18, 23].

Вместе с этим, энергия вспышек систематически растет к звездам более высоких светимостей, то есть к вспыхивающим звездам — членам более молодых систем.

Весьма примечателен с этой точки зрения рис. 2, работы Коротина и Краснобабцева [24], который четко указывает на общность энергетических спектров вспыхивающих звезд в скоплениях и ассоциациях и в окрестностях Солнца. Он показывает также, что энергетические спектры звездных вспышек в системах являются как бы продолжением энергетических спектров вспышек звезд окрестностей Солнца на область больших энергий.

Фотоэлектрические наблюдения вспышек звезд типа UV Кита, во время которых регистрируются даже очень слабые вспышки, показывают [10], что средняя частота вспышек коррелирует со светимостью звезды. На рис. 4 графически представлена эта корреляция.

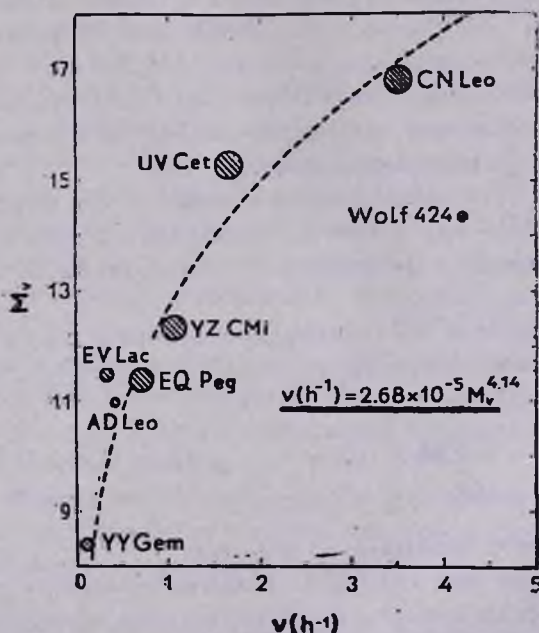


Рис. 4. Зависимость средней частоты (ν) от визуальной абсолютной величины (M_V) для звезд типа UV Кита [10], по результатам наблюдений Моффетта [19]. Радиусы кружков пропорциональны числам наблюдаемых вспышек.

Согласно работе Гершберга [25], корреляция между средней частотой вспышек и светимостью вспыхивающей звезды существует также для вспыхивающих звезд в системах.

Следовательно, и в этом вопросе звезды типа UV Кита и вспыхивающие звезды в скоплениях и ассоциациях ведут себя одинаково.

8. *Цвета вспышечного излучения.* Спектральные наблюдения звездных вспышек (вспыхивающих звезд в период вспышки) связаны с большими трудностями и были выполнены в весьма ограниченном объеме. Несмотря на это, они дали весьма важные сведения о поведении возникающего во время вспышек излучения [26—28].

Все существующие наблюдения спектров вспыхивающих звезд в период вспышки относятся к сравнительно ярким звездам типа UV Кита окрестностей Солнца.

Поэтому, для сравнения свойств вспышечного излучения звезд типа UV Кита и вспыхивающих звезд в системах, можно использовать результаты только колориметрических наблюдений звездных вспышек.

Колориметрические *UBV*-наблюдения большого числа вспышек звезд типа UV Кита фотоэлектрическим методом были выполнены Кристалди и Родоно [6, 29] в обсерватории Катания (Италия) и Моффеттом [19] в МакДональдской обсерватории (США). На Майданакской станции Ташкентского астрономического института АН Узб.ССР были выполнены синхронные фотоэлектрические *UBV*-наблюдения вспышек самой UV Кита, с использованием трех телескопов, каждый из которых регистрировал вспышки в одной фотометрической полосе [21].

Результаты этих наблюдений показывают, что в максимуме блеска вспышки цвета $(U-B)_+$ и $(B-V)_+$ вспышечного излучения обычно отличаются от вспышки к вспышке, а в период данной вспышки меняются хаотически.

Фотоэлектрические *UBV*-наблюдения вспышек звезд типа UV Кита, выполненные Моффеттом [19], например, для цветов вспышечного излучения, в максимуме блеска дают:

$$\begin{aligned} (U-B)_+ &= -0.88 \pm 0.31, & (B-V)_+ &= 0.34 \pm 0.44. \\ n &= 153 & n &= 77 \end{aligned}$$

Здесь n — число наблюдаемых вспышек.

Обращают на себя внимание большие отклонения цветов вспышечного излучения от их среднего значения, которые характеризуют, в основном, изменения цветов от вспышки к вспышке.

Цвета вспышечного излучения в случае вспышек звезд в системах известны менее точно и определены фототрафическим методом. Однако они:

также четко указывают на различие цветов для разных вспышек, в максимуме блеска вспышки, и их изменения во время данной вспышки.

Колориметрические наблюдения звездных вспышек в системах фотографическим методом были выполнены в Бюраканской астрофизической обсерватории АН Арм.ССР в Плеядах и Орионе, сначала в фотометрических полосах U и B (с применением двух телескопов) [30, 31], а затем, совместно с Абастуманской астрофизической обсерваторией АН Груз.ССР, в трех полосах U , B и V (с применением трех телескопов) [32].

Фотографические UBV -наблюдения звездных вспышек в системах привели к следующим средним значениям цветов вспышечного излучения в максимуме блеска [32]:

$$(U - B)_+ = -0.64 \pm 0.61, \quad (B - V)_+ = -0.02 \pm 0.72.$$

$$n = 45 \quad \quad \quad n = 12$$

Сравнение этих цветов с цветами, полученными Моффеттом [19] для вспышечного излучения звезд типа UV Кита, позволяет утверждать, что с учетом больших отклонений отдельных определений цветов от их среднего значения, характеризующих, в основном, изменения цветов от вспышки к вспышке, цвета вспышечного излучения в максимуме вспышки в обоих случаях практически мало отличаются.

9. *Диаграмма Герцшпрунга-Рессела.* На диаграмме $(V, B - V)$ вспыхивающие звезды в скоплениях и ассоциациях занимают полосу вокруг главной последовательности [13]. Причем, существование вспыхивающих звезд, расположенных ниже главной последовательности, в этом случае можно считать установленным. На этот важный факт впервые обратили внимание Аро и Чавира [13]. В этом смысле диаграммы Герцшпрунга-Рессела вспыхивающих звезд напоминают диаграммы, построенные для звезд типа T Тельца.

В дальнейшем этот наблюдательный факт был подтвержден Эндрюсом [33] и Чавушином и Гарибджаняном [34], построившими диаграммы Герцшпрунга-Рессела для вспыхивающих звезд в ассоциации Ориона и скоплении Плеяды, соответственно.

Диаграммы Герцшпрунга-Рессела вспыхивающих звезд в скоплениях и ассоциациях отличаются друг от друга по спектральному классу наиболее яркой вспыхивающей звезды и по величине отклонений от главной последовательности.

У наиболее молодых систем, например, в ассоциации Ориона, встречаются вспыхивающие звезды более ранних спектральных классов, по сравнению с более старыми системами. Вместе с этим, величины отклонений вспыхивающих звезд от главной последовательности максимальны у

наиболее молодых систем и постепенно убывают к более старым системам [13].

Диаграмма Герцшпрунга-Рессела, построенная для звезд типа UV Кита [35], хорошо вписывается в эту схему. На ней для большинства звезд наиболее ранний спектральный класс — поздний M и небольшие отклонения от главной последовательности характеризуют группу весьма старых вспыхивающих звезд*. Причем, и в этом случае встречаются вспыхивающие звезды, расположенные значительно ниже главной последовательности. Например, в работе Стариковой [36] приведены свидетельства существования таких звезд среди звезд типа UV Кита окрестностей Солнца.

10. *Радио- и рентгеновские вспышки.* Звездные вспышки в указанных областях спектра изучены значительно хуже. Причем, основная доля наблюдений звездных вспышек и, вообще, вспыхивающих звезд в радио- и рентгеновской областях относится к ярким звездам типа UV Кита. Вспыхивающие звезды в скоплениях и ассоциациях в этих областях спектра наблюдались эпизодически.

Тем не менее, в настоящее время уже имеются некоторые основания считать, что по проявлению вспышек в этих областях звезды типа UV Кита и вспыхивающие звезды в скоплениях и ассоциациях не отличаются друг от друга. Наблюдения вспыхивающих звезд в Орионе и Плеядах, в радио- [37, 38] и рентгеновской [39, 40] областях спектра свидетельствуют, что, подобно звездам типа UV Кита (см., например, [28]), вспыхивающие звезды в системах обладают способностью показывать радио- и рентгеновские вспышки.

11. *Связь с диффузной материей.* Как было отмечено в начале этой статьи, связь вспыхивающих звезд в системах с диффузной материей Хербиг [4] считал их существенным отличием от звезд типа UV Кита окрестностей Солнца.

В настоящее время различия в возрасте вспыхивающих звезд в разных группах, в частности, в системах и в окрестностях Солнца, естественным образом объясняют отсутствие диффузной материи вокруг Солнца. Действительно, наблюдения вспыхивающих звезд показывают, что они по-разному связаны с диффузной материей: со старением вспыхивающих

* Среди звезд типа UV Кита окрестности Солнца имеются и звезды более раннего спектрального класса, например, K7 [18]. Однако этот факт обусловлен, по-видимому, разнообразием совокупности звезд типа UV Кита по возрасту. Имеются основания допустить [10], что эти звезды являются выходцами из систем разного возраста, составляют население общего галактического поля. Этот вопрос будет рассмотрен нами отдельно.

звезд (системы, в которую они входят) постепенно исчезает их связь с диффузной материей.

Например, в ассоциациях Ориона, Единорога (NGC 2264) и Темных облаков Тельца эта связь очень тесная. В этих системах фактически все звезды погружены в диффузную материю. Указанная связь существенно слабее для более старых вспыхивающих звезд в скоплениях Плеяды и Ясли. И, наконец, для наиболее старых вспыхивающих звезд — звезд типа UV Кита окрестностей Солнца последние остатки этой связи отсутствуют.

Отсюда следует, что существование вспыхивающих звезд и диффузной материи в одних объемах характерно лишь для очень молодых систем. По мере их старения соответствующие туманности постепенно рассеиваются.

Отсутствие связи диффузной межзвездной материи со звездами типа UV Кита не только можно объяснить рассеянием этой материи со старением звезд. Этот наблюдательный факт, по-видимому, является и определенным свидетельством в пользу представления о том, что звезды типа UV Кита, в своем большинстве, довольно старые образования.

12. *Заключение.* Сравнение наблюдаемых характеристик звезд типа UV Кита окрестностей Солнца и вспыхивающих звезд в скоплениях и ассоциациях показывает большую общность этих звезд (кривые блеска вспышек, вид спектров в спокойном состоянии, светимости, продолжительность вспышек, средняя частота вспышек, энергетические спектры, цвета вспышечного излучения, диаграмма Герцшпрунга-Рессела, вспышки в радио-и рентгеновской областях).

Однако наблюдаются и некоторые различия. Наиболее существенными из них, ранее отмеченными Аро [2] и Хербигом [4], являются следующие.

1. В спокойном состоянии спектры звезд типа UV Кита обычно более поздние, чем у вспыхивающих звезд в системах.

2. Светимости звезд типа UV Кита значительно ниже светимостей вспыхивающих звезд, входящих в системы.

3. Абсолютная вспышечная активность (в энергиях) звезд типа UV Кита ниже, чем вспыхивающих звезд в системах.

4. Звезды типа UV Кита не показывают признаков связи с диффузной материей.

Как было отмечено в соответствующих разделах настоящей статьи, все эти различия удовлетворительно объясняются тем, что звезды типа UV Кита в своем большинстве являются более старыми объектами, по сравнению со вспыхивающими звездами в системах.

Возможно, этим следует объяснить и менее существенные различия между звездами типа UV Кита и вспыхивающими звездами в скоплениях и ассоциациях.

Бюраканская астрофизическая
обсерватория

STATISTICAL STUDY OF FLARE STARS

I. THE UV CETI STARS OF SOLAR VICINITY AND THE FLARE STARS IN CLUSTERS AND ASSOCIATIONS

L. V. MIRZOYAN, V. V. HAMBARIAN

On the basis of the present observational data it is shown that there exists quantitative similarity between the observed characteristics of the UV Ceti stars of the solar vicinity and the flare stars in clusters and associations. The flare light-curves, spectra in minimum, luminosities, flare duration, mean flare frequency, energetic spectra, colours of flare emission, Hertzsprung-Russell diagrams, flare-ups in radio and X-ray regions are used. The existing differences between these stars mainly quantitative ones (luminosities, energetic spectra, Hertzsprung-Russell diagrams, connection with diffuse nebulae etc.), are explained satisfactorily by the differences in their ages, the UV Ceti stars on the average being the oldest objects.

ЛИТЕРАТУРА

1. В. А. Амбарцумян, Сообщ. Бюракан. обсерв., 13, 1954.
2. G. Haro, Boll. Observ. Tonantzintla, 14, 3, 1956.
3. В. А. Амбарцумян, Звезды, туманности, галактики, Тр. симпозиума, Изд. АН Арм.ССР, Ереван, 1969, стр. 283.
4. G. H. Herbig, Astrophys. J., 135, 736, 1962.
5. M. Rodono, Variable Stars and Stellar Evolution, IAU Symposium No. 67, ed. V. E. Sherwood, L. Plaut, Reidel, Dordrecht-Boston, 1975, p. 69.
6. S. Cristaldi, M. Rodono, Astron. and Astrophys. Suppl. Ser., 10, 47, 1973.
7. Л. В. Мирзоян, Вспыхивающие звезды, фуоры и объекты Херbiga—Аро, ред. Л. В. Мирзоян, Изд. АН Арм.ССР, Ереван, 1980, стр. 45.
8. G. Haro, Stars and Stellar Systems, vol. 7, ed. B. M. Middlehurst, L. H. Aller, Univ. Chicago Press, Chicago, 1968, p. 141.
9. Л. В. Мирзоян, Н. Д. Меликян, Вспыхивающие звезды и родственные объекты, ред. Л. В. Мирзоян, Изд. АН Арм.ССР, Ереван, 1986, стр. 153.
10. Л. В. Мирзоян, Нестационарность и эволюция звезд, Изд. АН Арм.ССР, Ереван, 1981.
11. E. B. Irtarte, Bol. Observ. Tonantzintla, 1, 209, 1975.

12. J. R. Stauffer, *Astron. J.*, 87, 1507, 1982.
13. G. Haro, E. Chavira, *Vistas Astron.*, 8, 89, 1966.
14. А. В. Мирзоян, Г. А. Брутян, *Астрофизика*, 16, 97, 1980.
15. К. У. Аллен, *Астрофизические величины*, Мир, М., 1977.
16. M. Cohen, L. V. Kuhl, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, 41, 743, 1979.
17. G. Haro, E. Chavira, *Boll. Observ. Tonantzintla*, 12, 3, 1955.
18. W. Kunkel, *Variable Stars and Stellar Evolution*, IAU Symposium No. 67, ed. E. Sherwood, L. Plaut, Reidel-Dordrecht-Boston, 1975, p. 15.
19. T. J. Moffett, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, 29, 1, 1974.
20. G. Haro, E. Parsamian, *Boll. Observ. Tonantzintla*, 5, 45, 1969.
21. Н. Н. Кулячков, Н. Д. Меликян, А. В. Мирзоян, В. С. Шевченко, *Астрофизика*, 15, 605, 1979.
22. А. В. Мирзоян, О. С. Чавушян, А. К. Ерастова, Г. Б. Оганян, Н. Д. Меликян, Р. Ш. Нацелишвили, М. К. Цветков, *Астрофизика*, 13, 205, 1977.
23. В. И. Краснобабцев, Р. Е. Гершберг, *Изв. Крым. астрофиз. обсерв.*, 53, 154, 1975.
24. С. А. Коротин, В. И. Краснобабцев, *Вспыхивающие звезды и родственные объекты*, ред. А. В. Мирзоян, Изд. АН Арм.ССР, Ереван, 1986, стр. 147.
25. Р. Е. Гершберг, *Вспыхивающие звезды и родственные объекты*, ред. А. В. Мирзоян, Изд. АН Арм.ССР, Ереван, 1986, стр. 162.
26. W. Kunkel, *An Optical Study of Stellar Flares*, Texas Univ., Austin, 1967.
27. T. J. Moffett, B. W. Bopp, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, 31, 61, 1976.
28. L. V. Mirzoyan, *Vistas Astron.*, 27, 77, 1984.
29. S. Cristaldi, M. Rodono, *Astron. and Astrophys. Suppl. Ser.*, 2, 223, 1970.
30. Э. С. Парсамян, О. С. Чавушян, *Сообщ. Бюракан. обсерв.*, 48, 16, 1975.
31. О. С. Чавушян, А. К. Ерастова, Н. Д. Меликян, М. К. Цветков, Н. Якович, *Сообщ. Бюракан. обсерв.*, 52, 78, 1980.
32. А. В. Мирзоян, О. С. Чавушян, Н. Д. Меликян, Р. Ш. Нацелишвили, В. В. Амбарян, Г. А. Брутян, *Астрофизика*, 19, 725, 1983.
33. A. D. Andrews, *Boll. Observ. Tonantzintla*, 5, No. 34, 195, 1970.
34. О. С. Чавушян, А. Т. Гарибджанян, *Астрофизика*, 11, 565, 1975.
35. D. Hofflett, *The Nearby Stars and the Stellar Luminosity Function*, IAU Colloquium No. 67, ed. A. G. D. Philip, A. K. Ugrén, L. Davis Press, New York, 1983, p. 33.
36. Г. А. Старикова, *Вспыхивающие звезды, флуоры и объекты Хербига-Аро*, ред. А. В. Мирзоян, Изд. АН Арм.ССР, Ереван, 1980, стр. 123.
37. O. B. Slee, C. S. Higgins, C. Roslund, G. Linga, *Nature*, 224, 1087, 1969.
38. Г. М. Товмасын, *Вспыхивающие звезды*, ред. А. В. Мирзоян, Изд. АН Арм.ССР, Ереван, 1977, стр. 23.
39. J.-P. Caillaud, D. J. Helfand, *Astrophys. J.*, 289, 279, 1985.
40. W. H.-M. Ku, G. A. Chapan, *Astrophys. J.*, 234, L 59, 1979.
41. А. В. Мирзоян, В. В. Амбарян, А. Т. Гарибджанян, А. Л. Мирзоян, *Астрофизика* (в печати).

УДК: 524.527

РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ОБЛАКОВ ГИДРОКСИЛА В ГАЛАКТИКЕ

Л. В. ЮРЕВИЧ

Поступила 30 декабря 1986

Принята к печати 20 декабря 1987

По обзору галактической плоскости в линиях гидроксила на частотах 1665 и 1667 МГц исследуется распределение молекулярных облаков в Галактике. Расстояния до облаков определяются по зависимости $D(r)$ параметров линий поглощения гидроксила от гелиоцентрического расстояния. Получены радиальные распределения молекулярных облаков в четырех галактоцентрических квадрантах. Выявленная концентрация облаков гидроксила в молекулярное кольцо согласуется с радиальным распределением межзвездных молекул CO и CN в Галактике. Показано, что крупномасштабное распределение облачных комплексов можно описать моделью двухрукавной спирали с углами закрутки 6.9° и 5.4° .

1. *Введение.* Особенности распределения межзвездного вещества в Галактике представляют интерес для изучения ее крупномасштабной структуры, динамики и исследования процессов звездообразования. Первые крупномасштабные распределения межзвездного вещества были получены на основании наблюдений излучения нейтрального водорода на длине волны 21 см. В последующих исследованиях уточнялись характеристики крупномасштабного распределения галактического межзвездного вещества.

Для выявления крупномасштабного узора Галактики используются различные галактические системы: области повышенной плотности нейтрального водорода [1, 2], яркие области H II [3, 4], молекулярные облака CO [5—7], мазерные источники OH [8] и другие оптические индикаторы. Такие исследования интерпретируются существованием крупномасштабной спиральной структуры Галактики, однако при этом количество спиральных рукавов и их углы закрутки различаются у разных исследователей. В предложенных моделях число спиральных рукавов варьируется от 2 до 8, а углы закрутки лежат в интервале 5° — 27° [6].

Отсутствие единой картины крупномасштабной структуры Галактики объясняется особенностями применяемого при этом кинематического метода определения расстояний до индикаторов спиральных рукавов. Наблюдаемые отклонения от круговых движений в окрестностях этих рукавов могут приводить к значительным ошибкам определения их положения.

Еще одной особенностью кинематического метода определения расстояний является неоднозначность гелиоцентрических расстояний в галактической области внутри солнечной орбиты радиуса R_0 . Для этих областей проще изучать радиальное распределение межзвездного вещества. К настоящему времени получено радиальное распределение нескольких межзвездных молекул: CO [9, 10], H_2CO [11], CN [12]. Характерной особенностью этого распределения является выраженная концентрация молекулярного вещества в интервале галактоцентрических расстояний 4—8 кпк, где оно сосредоточено в кольце с максимумом на 5 кпк от центра Галактики ($R_0 = 10$ кпк).

В настоящей работе исследуется распределение молекулярных облаков в плоскости Галактики, которые наблюдаются в поглощении молекулами гидроксила на длине волны 18 см [13]. Расстояния до молекулярных облаков определяются на основании зависимости параметров линий поглощения OH на частотах 1665 и 1667 МГц от гелиоцентрического расстояния [14]. Однозначность определения этим методом гелиоцентрических расстояний внутри солнечной орбиты в Галактике позволяет непосредственно исследовать распределение молекулярных облаков в этой и внешней галактических областях.

По выявленным из обзора галактической плоскости в линиях OH [13] поглощающим деталям исследуется радиальное распределение молекулярных облаков в четырех галактоцентрических квадрантах и проводится его сравнение с радиальным распределением других межзвездных молекул. С учетом выявленных особенностей радиальных распределений, которые проявляются в наличии отдельных пиков во всех галактоцентрических квадрантах, изучается крупномасштабное распределение облачных комплексов и проводится попытка описания их распределения в рамках модели двухрукавной спиральной структуры.

2. *Расположение поглощающих деталей в галактической плоскости.* Предложенный в работе [14] метод определения расстояний до галактических молекулярных облаков основывается на линейной зависимости от гелиоцентрического расстояния параметра линии поглощения гидроксила $D = (\Delta\nu^2/T_A)^{1/3}$ на частотах 1665 и 1667 МГц. Здесь $\Delta\nu$ — полуширина линии поглощения, T_A — ее глубина (антенная температура). В работе [15] были проиллюстрированы возможности данного метода для исследования круговых скоростей молекулярных облаков. На примере тангенциальной кривой вращения OH показано, что в центральных областях Галактики (где преимущественно располагаются исследуемые облака гидроксила) кинематика системы облаков OH близка к кинематике систем облаков CO и HI в том случае, когда круговые скорости определяются аналогичными методами.

Для изучения распределения молекулярных облаков из обзора Галактики в линиях гидроксила [13] было выбрано 1138 линий поглощения, наблюдаемых на частотах 1665 и 1667 МГц. Для каждой линии поглощения по ее параметру D на основании линейной зависимости $D(r)$ [15] определялось гелиоцентрическое расстояние до соответствующего поглощающего облака. Расположение выявленных таким образом 1138 поглощающих деталей в галактической плоскости приводится на рис. 1.

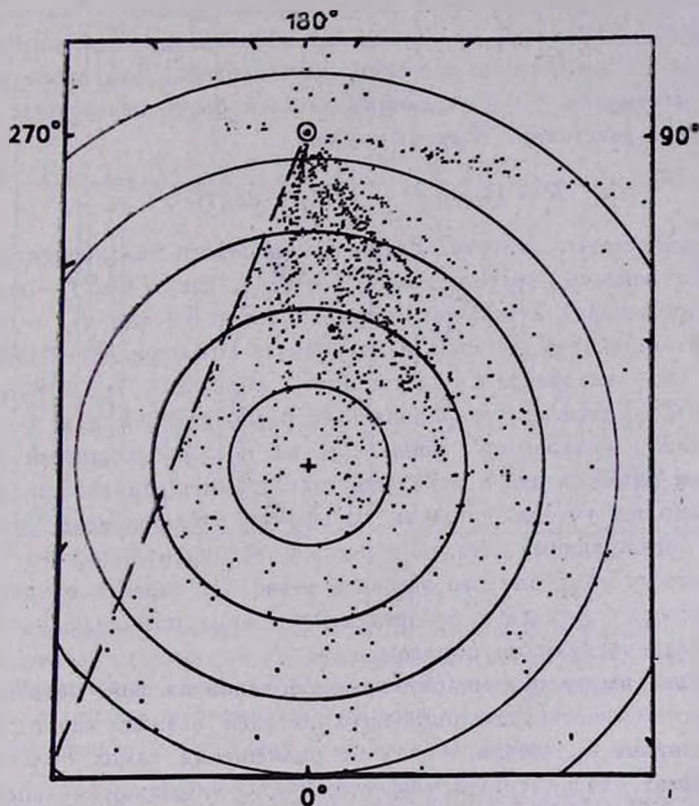


Рис. 1. Расположение поглощающих деталей облаков гидроксила в галактической плоскости: ☉ — Солнце, + — центр Галактики. Концентрические окружности проведены через 2 кпк. Штриховая линия — граница обзора [13] на долготе $l = 337^\circ$.

Условие выявления молекулярных облаков в поглощении фоновых источников обусловило визуально наблюдаемое на рис. 1 распределение поглощающих деталей молекулярных облаков вдоль гелиоцентрических радиальных направлений. Дополнительное воздействие дисперсии зависимости $D(r)$ по r , составляющей около 1.5 кпк в области галактического центра и увеличивающейся с удалением от Солнца, усложняет картину реального размещения молекулярных облаков в галактической плоскости. Вслед-

ствии эффекта диаграммы направленности радиотелескопа, благодаря которому работает зависимость $D(r)$, на близких к Солнцу расстояниях фиксируются структурные детали молекулярных комплексов облаков, в то время как на далеких расстояниях ($r \geq R_0$) молекулярные комплексы выделяются целиком, что также усиливает видимость уменьшения количества облаков с удалением от Солнца.

3. *Радиальное распределение молекулярных облаков.* Из расположения поглощающих деталей молекулярных облаков получим распределение этих облаков по галактоцентрическим расстояниям. Для этого гелиоцентрические расстояния r поглощающих деталей были переведены в галактоцентрические расстояния R по формуле

$$R = (R_0^2 + r^2 - 2 \cdot R_0 \cdot r \cdot \cos l)^{1/2},$$

где l — галактическая долгота. Затем для каждого галактоцентрического квадранта строилась гистограмма $N(\Delta R)/N_q$, где $N(\Delta R)$ — количество поглощающих деталей в кольцах шириной $\Delta R = 0.4$ кпк, N_q — общее количество поглощающих деталей в квадранте. Поглощающие детали распределены по квадрантам следующим образом: $N_1/N_2/N_3/N_4 = 700/234/64/140$. Гистограммы радиальных распределений для 1—4 галактоцентрических квадрантов приведены на рис. 2 сплошными линиями. Штриховыми линиями здесь показаны гистограммы радиальных распределений, в которых учтена поправка на эффект наблюдаемого уменьшения количества поглощающих деталей с ростом гелиоцентрического расстояния. Фактически учет данного эффекта позволяет перейти от распределения поглощающих деталей к распределению самих поглощающих облаков. Он проводился следующим образом.

Вследствие выявления молекулярных облаков на фоне источников радиоизлучения количество поглощающих деталей зависит как от расположения источников подсветки, так и от размещения самих облаков. Суммарный эффект, дополненный эффектом конусообразной диаграммы направленности, приводит к тому, что вблизи Солнца наблюдается больше линий поглощения, чем на далеких расстояниях. Результат этого эффекта проявляется в представленной на рис. 3 гистограмме распределения поглощающих деталей по гелиоцентрическим расстояниям (сплошная гистограмма). С хорошей точностью это распределение описывается как r^{-1} . Для случая равномерного распределения облаков в области такого же размера их распределение по гелиоцентрическим расстояниям будет иметь вид, представленный на рис. 3 плавной линией. Отметим, что при моделировании кольцевого распределения облаков относительно галактического центра их распределение по гелиоцентрическим расстояниям за счет от-

сутствия облаков внутри кольца незначительно отличается от равномерного, приведенного на рис. 3.

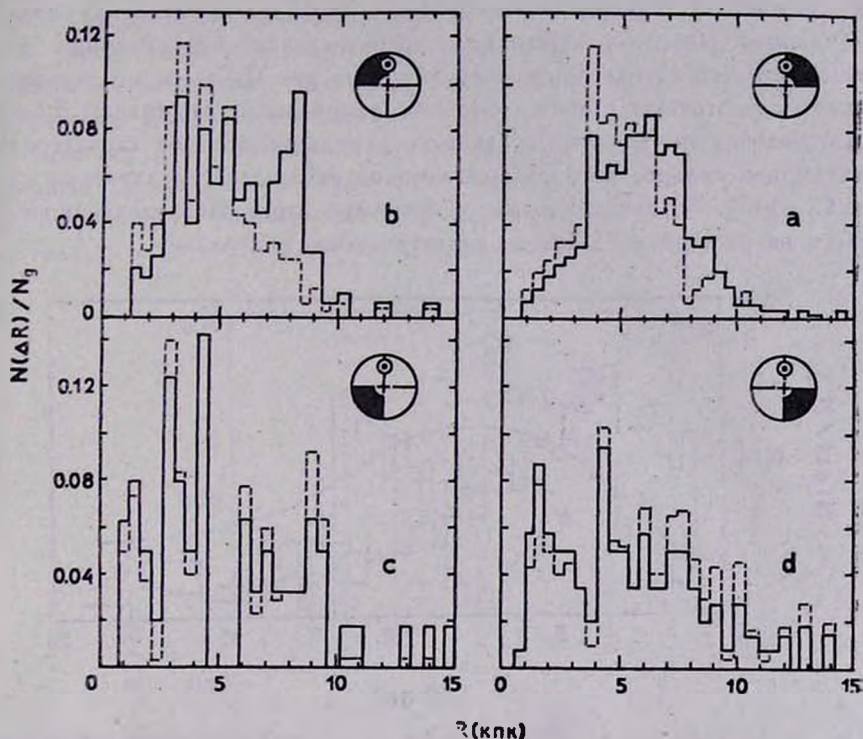


Рис. 2. Радиальные распределения облаков гидроксила в четырех галактоцентрических квадрантах. Соответствующие квадранты зачернены: (а)1, (b)2, (с)3, (d)4. Сплошные гистограммы — исходные распределения поглощающих деталей облаков, штриховые — полученные с учетом распределения поглощающих деталей по гелиоцентрическим расстояниям. ☉ — Солнце, + — центр Галактики.

Сопоставление этих двух распределений показывает, что для перехода от наблюдаемого распределения поглощающих деталей облаков к распределению самих облаков каждой выделенной детали следует приписать коэффициент, пропорциональный его гелиоцентрическому расстоянию r . В качестве такого коэффициента была принята величина r/R_0 , где R_0 — расстояние Солнца от центра Галактики. В этом случае нормировка исправленного распределения проводилась по сумме этих коэффициентов. Как видно из представленного на рис. 3 нового распределения по гелиоцентрическим расстояниям (штриховая гистограмма), оно приблизилось к ожидаемому распределению, что свидетельствует о хорошем выборе поправочного коэффициента.

Рассмотрим полученные таким же путем распределения по галактоцентрическим расстояниям, которые представлены на рис. 2 штриховыми линиями. Первый галактоцентрический квадрант содержит наибольшую выборку, поэтому распределение облаков в этой части Галактики должно наилучшим образом соответствовать распределению молекулярных облаков в галактической плоскости. Как видно из рис. 2, здесь молекулярные облака сосредоточены главным образом в интервале расстояний 3.5—7.5 кпк (штриховая гистограмма). Такая концентрация облаков характеризует молекулярное кольцо, которое выявлено по наблюдению излучения молекулы CO [10]. В данном квадранте максимум этого распределения располагается на расстоянии 5 кпк от галактического центра.

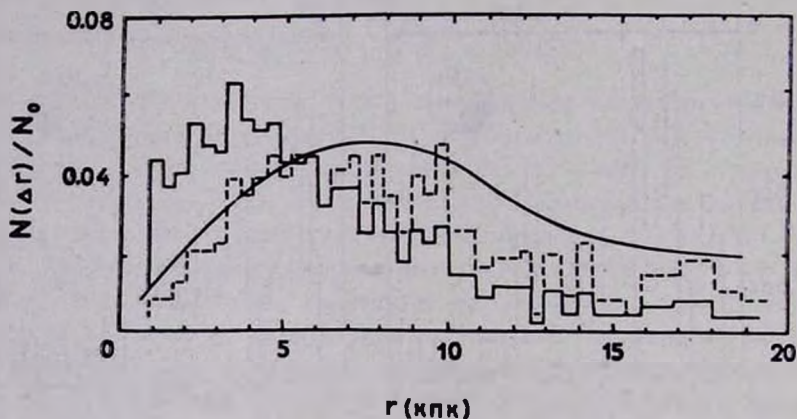


Рис. 3. Распределение облаков гидроксила по гелиоцентрическим расстояниям. Сплошная гистограмма — распределение поглощающих деталей облаков, которые приведены на рис. 1, штриховая — распределение с учетом коэффициентов r/R_0 . Плавная кривая — распределение для равномерно расположенных облаков в области такого же размера.

Во втором галактоцентрическом квадранте располагается вторая по величине выборка. Вследствие того, что здесь наблюдением охвачен только узкий сектор галактических долгот шириной 21° (см. рис. 1), распределение поглощающих деталей по гелиоцентрическим расстояниям в этом квадранте показывает, что реальному распределению облаков в этой области лучше соответствует исходная (сплошная) гистограмма. Распределение облаков в этом квадранте также показывает молекулярное кольцо, причем его ширина больше, чем в первом галактоцентрическом квадранте.

В третьем и четвертом галактоцентрических квадрантах располагаются меньшие выборки. Это обусловлено как тем, что часть источников подсветки осталась впереди, так и тем, что на данных гелиоцентрических расстояниях в формировании линий поглощения участвуют целые облачные

комплексы. Поэтому можно считать, что данные гистограммы показывают радиальное распределение облачных комплексов. Как видно из рис. 2, в зацентральной части Галактики молекулярные облака показывают более широкое радиальное распределение, чем в солнечной половине галактического диска. Такое различие может быть вызвано уменьшением точности определения расстояний на большом удалении от Солнца, где калибровка зависимости $D(r)$ менее надежна.

Сравним результаты радиального распределения облаков OH с радиальным распределением излучения других межзвездных молекул. На рис. 4 приводятся гистограммы суммарных распределений в двух половинах галактического диска, которые включают в себя первый и четвертый,

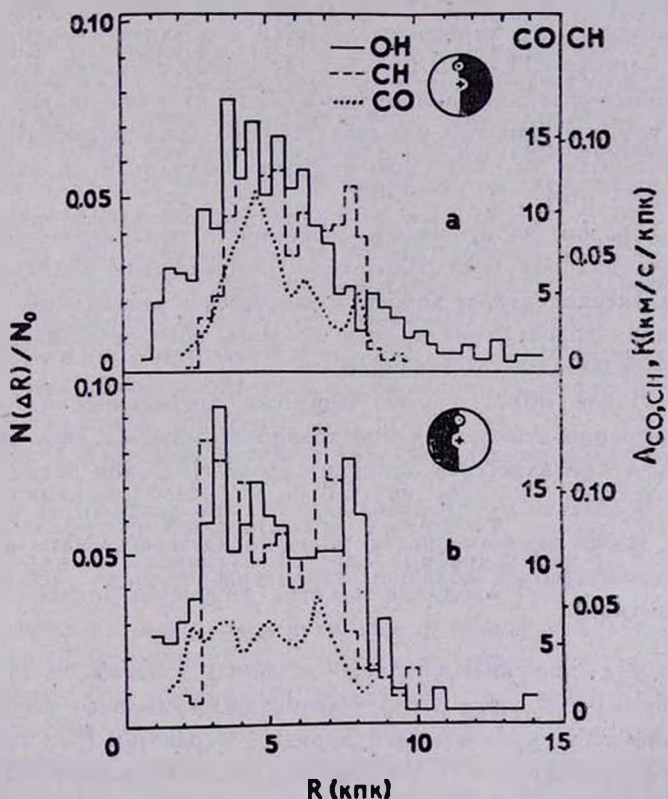


Рис. 4. Радиальные распределения облаков OH (данная работа), CH [12], CO [9] в I (a) и IV (b) галактических четвертях. $\odot$ — Солнце, $+$ — центр Галактики.

второй и третий галактоцентрические квадранты. Так как основная доля исследуемых облаков сосредоточена в интервале галактических долгот от -23° до $+90^\circ$, то эти суммарные области практически соответствуют

обычным I и IV галактическим четвертям. В распределении облаков в I четверти (рис. 4а) учтена поправка на эффект уменьшения количества поглощающих деталей с ростом гелиоцентрического расстояния. Для IV четверти (рис. 4б) эта поправка не вводилась, т. к. наблюдение облаков ОН в этой области охватывает только узкий сектор (см. рис. 1), вследствие чего распределение здесь поглощающих деталей по гелиоцентрическим расстояниям близко к распределению равномерно расположенных облаков. Для сравнения на этом рисунке приводятся радиальные распределения излучения молекул СН [12] и СО [9].

На гистограммах суммарных распределений хорошо заметна концентрация молекулярных облаков ОН в молекулярное кольцо, занимающее область от 3 до 7 кпк. При этом ширина этого кольца в IV галактической четверти превосходит соответствующий параметр распределения в I галактической четверти, что хорошо согласуется с различием радиальных распределений молекул СН и СО (см. рис. 4) в этих областях. Близкое сходство радиальных распределений молекул ОН, СН и СО должно свидетельствовать о том, что эти три межзвездные молекулы существуют в одних галактических областях, что также следует из условий образования указанных молекул [16].

Таким образом, на основании зависимости параметров линий поглощения гидроксила получено радиальное распределение молекулярного вещества в Галактике, которое хорошо согласуется с радиальным распределением излучения других межзвездных молекул, которое основано на кинематически определенных расстояниях.

Распределение молекулярного вещества, приведенное на рис. 2, помимо концентрации в молекулярное кольцо показывает еще одну особенность, которая проявляется в наличии отдельных пиков радиального распределения. В области $R \lesssim R_0$ наблюдается, как правило, по четыре пика. Проявление такой закономерности может свидетельствовать о существовании крупномасштабной облачной структуры, которая рассматривается в следующей главе.

4. *Распределение молекулярных облачных комплексов.* В настоящее время вопрос о регулярном распределении молекулярного вещества в Галактике является дискуссионным. Например, в работах [17, 18] наблюдения излучения молекулы СО интерпретируются ее равномерным распределением в галактической плоскости, а в исследованиях [19, 20] приводятся доказательства того, что излучение этой межзвездной молекулы является хорошим индикатором спиральных рукавов. В работе [5] по массивным молекулярным комплексам прослежено два спиральных рукава. Сходство радиальных распределений молекул ОН и СО, а также их кинематики [15] позволяет ожидать, что наблюдаемая в излучении молекулы СО ре-

гулярная структура может быть выявлена по распределению поглощения, наблюдаемого в линиях молекулы OH.

Выделим из поглощающих деталей, изображенных на рис. 1, такие, которые должны принадлежать крупным облачным комплексам. С этой целью для каждой поглощающей детали зададим локальную окрестность в виде ячейки размером $\Delta R \times \Delta \theta$, где R — галактоцентрическое расстояние, θ — галактоцентрический угол. В этой окрестности определим количество ближайших соседей, разность круговых скоростей которых и средней скорости вращения на данном расстоянии не превосходит величину ΔV .

Размер ячеек выбирался исходя из размеров крупных облачных комплексов и дисперсии расстояний, определяемых по зависимости $D(r)$. Для учета наблюдаемого уменьшения количества облаков с ростом гелиоцентрического расстояния r для величин ΔR и $\Delta \theta$ был принят следующий закон изменения с расстоянием r : $\Delta R = \Delta R_0 (1 + r/R_0)$, $\Delta \theta = \Delta \theta_0 (1 + r/R_0)$, где величины ΔR_0 и $\Delta \theta_0$ относятся к окрестностям Солнца. Для устранения разрыва на центральных галактических долготах для величины $\Delta \theta$ в этой области вводился дополнительный коэффициент $(1 + r/R_0)$. Для числа соседних облаков n принималась следующая зависимость от гелиоцентрического расстояния: $n = n_0 \cdot (R_0/r)^{3.2} \cdot \cos^2 l/2 - 0.5 \cdot (R_0/r)^3$. Величина n_0 относится к области галактического центра.

Величины n_0 , ΔR_0 и $\Delta \theta_0$ определялись путем подбора и варьировались в пределах $n_0 = 7 + 15$, $\Delta R_0 = 0.3 + 0.6$ кпк, $\Delta \theta_0 = 5^\circ + 12^\circ$. Анализ полученных результатов показал, что характерная картина выделяемых таким путем комплексов слабо изменяется при изменении этих величин в указанных пределах.

На рис. 5 приведено распределение выделенных облачных комплексов при значениях $n_0 = 15$, $\Delta R_0 = 0.3$ кпк, $\Delta \theta_0 = 8^\circ$. При этом разность круговых скоростей была принята равной $\Delta V = \Delta V_0 (1 + r/R_0)$. Величина ΔV_0 для окрестностей Солнца принята 25 км/с. Таким путем из массива 1138 поглощающих деталей осталось 490.

Как видно из рис. 5, молекулярные облачные комплексы распределены в Галактике неравномерно, показывая отдельные сгущения, которые прослеживаются на протяжении нескольких килопарсек. Для выявления закономерностей распределения этих комплексов рассмотрим их расположение совместно с радиальным распределением, полученным в 3 разделе.

5. Крупномасштабная структура. По аналогии с другими спиральными галактиками нашей Галактике приписывают развитую спиральную структуру. Модели большинства спиральных галактик описываются логарифмической спиралью, уравнение которой в полярных координатах имеет вид: $R = R_s \cdot \exp(\mu \cdot \theta)$, где R_s — параметр, μ — угол закрутки, θ — полярный угол.

Нанесем положения выделенных 490 облачных комплексов на диаграмму $(\ln R, \theta)$. На такой диаграмме логарифмические спирали имеют вид прямых линий. Данные представлены на рис. 6, где также штриховыми линиями нанесены положения максимумов радиальных распределений на соответствующих галактоцентрических углах. Для трех галактоцентрических квадрантов, кроме второго, учтены исправленные радиальные распределения.

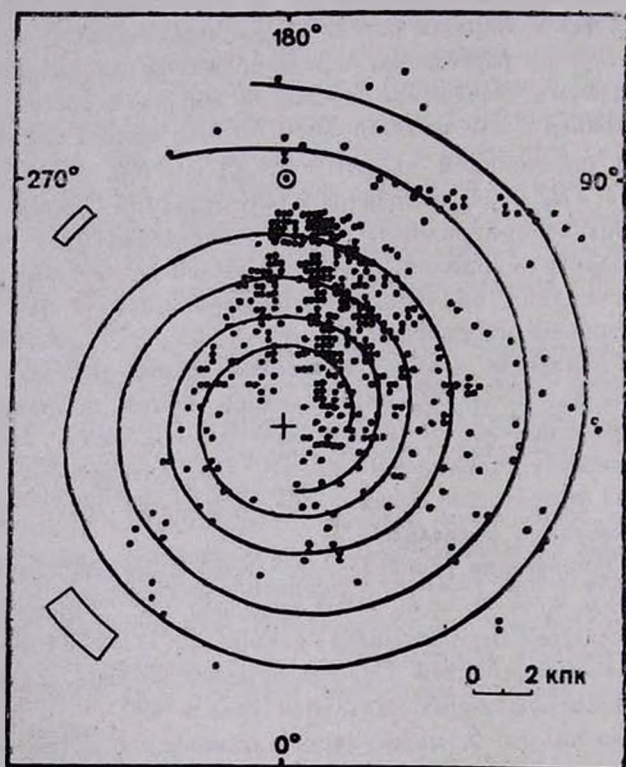


Рис. 5. Распределение 490 облачных комплексов в галактической плоскости. Сплошные линии — двухрукавная спираль с углами закрутки 5.04 и 6.03 . $\odot$ — Солнце, $+$ — центр Галактики.

Из рис. 6 видно, что сгущения облачных комплексов и положения максимумов радиальных распределений показывают вытянутость вдоль галактоцентрического угла с некоторым наклоном к оси абсцисс. Эта закономерность хорошо описывается системой двух прямых линий, которые проходят вдоль наблюдаемых сгущений. Положение этих прямых определено методом наименьших квадратов. Таким путем получены параметры

двух логарифмических спиралей: $R_s^1 = 1.4$ кпк и $R_s^2 = 2.0$ кпк, $\mu^1 = 6^\circ 3'$ и $\mu^2 = 5^\circ 4'$. Эти спирали изображены в логарифмических координатах на рис. 6 и в полярных на рис. 5. Отметим, что при варьировании величин n_0 , ΔR_0 и $\Delta \theta_0$ в указанных пределах параметры спиралей не выходили за пределы изменений $\Delta R_s = 0.2$ кпк и $\Delta \mu = 0^\circ 2'$.

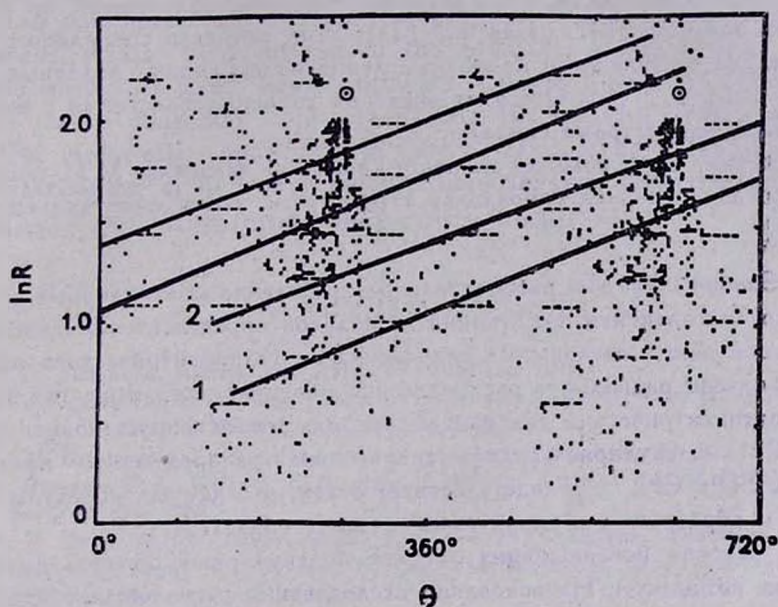


Рис. 6. Расположение облачных комплексов в координатах $(\ln R, \theta)$. Угол θ отсчитывается против часовой стрелки от отрицательной оси абсцисс на рис. 5. Горизонтальные штриховые линии — положения максимумов радиальных распределений облаков из рис. 2. Сплошные прямые линии — отрезки спиралей с параметрами $R_s^1 = 1.4$ кпк и $R_s^2 = 2.0$ кпк, $\mu^1 = 6^\circ 3'$ и $\mu^2 = 5^\circ 4'$. $\odot$ — положение Солнца.

Выделенные облачные комплексы на рис. 5 хорошо располагаются вдоль изображенных спиралей, в особенности на далеких от Солнца расстояниях, где наблюдаются исходные комплексы, представленные на рис. 1. Среди полученных спиральных рукавов можно указать известные рукава, выявленные по другим галактическим системам. Так, внутренняя спираль (первая на рис. 6) описывает рукава Щита-Центавра и Местный рукав, внешняя спираль (вторая на рис. 6) описывает 3-кпк рукав и рукав Наугольника, рукава Стрельца-Киля и рукав Персея. Примечательно, что рукав Щита-Центавра показывает продолжение во внутреннюю область Галактики и располагается здесь между галактическим центром и 3-кпк рукавом. Отметим также, что выявленная регулярная структура показывает

непрерывные спиральные рукава на центральных галактических долготках — в областях Галактики, которые наименее всего изучены вследствие неприменимости здесь кинематических методов определения расстояний.

Выявленная крупномасштабная структура системы молекулярных облаков в виде двухрукавной логарифмической спирали близка к модели двухрукавной спиральной структуры, которая предлагалась в работах [1, 21, 22]. В частности, угол закрутки спиралей, полученный по распределению областей Н II, равен 6.3° [21]. Угол закрутки спирального рукава Стрельца, выявленного из распределения молекулярных облачных комплексов, равен 5.3° [5]. Оба этих значения хорошо согласуются с полученными нами параметрами спиралей.

Отметим, что в похожей на нашу Галактику галактике М 31 также выявляется двухрукавная спиральная структура с углом закрутки спиралей 7° [23].

6. *Заключение.* Мы рассмотрели распределение молекулярных облаков в плоскости Галактики. Расстояния до облаков определены по зависимости параметров линий поглощения гидроксила от гелиоцентрического расстояния. Получено радиальное распределение молекулярного вещества в четырех галактоцентрических квадрантах, которое демонстрирует концентрацию вещества в молекулярное кольцо, аналогичное распределению излучения молекул СО и СН, что свидетельствует о том, что данные молекулы существуют и образуются в одних галактических областях.

Из массива поглощающих деталей молекулярных облаков выявлены облачные комплексы. На основании исследования расположения этих комплексов и положения максимумов радиальных распределений поглощающих облаков показано, что система молекулярных облаков может быть описана двухрукавной спиралью с углами закрутки 5.4° и 6.3° . Такая спиральная структура описывает известные спиральные ветви, выявленные по излучению нейтрального водорода и областей Н II.

Подчеркнем, что полученные в работе результаты, которые хорошо согласуются с независимыми данными, полученными по другим межзвездным молекулам, являются еще одним примером использования зависимости $D(r)$ для исследования крупномасштабной структуры Галактики.

Автор выражает благодарность И. Г. Колеснику за постоянное внимание к работе и полезные обсуждения и Н. Г. Гусеву за критические замечания.

Главная астрономическая обсерватория
АН УССР

DISTRIBUTION OF HYDROXYL CLOUDS IN THE GALAXY

L. V. YUREVICH

Distribution of the molecular clouds in the Galaxy is investigated on the basis of survey of the Galactic plane in hydroxyl lines at 1665 and 1667 MHz. The cloud distances are due to a relationship $D(r)$ between parameters of hydroxyl absorption feature and heliocentric distances. Radial distributions of the molecular clouds in four galactocentric quadrants have been obtained. Concentration of the hydroxyl clouds into a molecular ring agree with the radial distribution of CO and CH interstellar molecules in the Galaxy. It has been shown that the distribution of hydroxyl cloud complexes can be represented by a two-armed spiral with pitch angles of 6.3 and 5.4.

ЛИТЕРАТУРА

1. S. C. Simonson, *Astron. and Astrophys.*, 46, 262, 1976.
2. H. S. Liszt, *The Milky Way Galaxy*, IAU Symp. No. 106, Eds. H. van Woerden et. al., D. Reidel Publ. Comp., 1985, p. 283.
3. Y. M. Georgelin, Y. P. Georgelin, *Astron. and Astrophys.*, 49, 57, 1976.
4. D. Downes, T. L. Wilson, J. Bieging, J. Wink, *Astron. and Astrophys. Suppl. Ser.*, 40, 379, 1980.
5. T. M. Dame, B. G. Elmegreen, R. S. Cohen, P. Thaddeus, *The Milky Way Galaxy*, IAU Symp. No. 106, Eds. H. van Woerden et. al., D. Reidel Publ. Comp., 1985, p. 303.
6. D. M. Elmegreen, *The Milky Way Galaxy*, IAU Symp. No. 106, Eds. H. van Woerden et. al., D. Reidel Publ. Comp., 1985, p. 255.
7. B. J. Robinson, W. H. McCutcheon, R. H. Manchester, J. B. Whiteoak, *Surveys of the Southern Galaxy*, Eds. W. B. Furton, F. P. Israel, D. Reidel Publ. Comp., 1983, p. 1.
8. B. E. Turner, *Kinematics, Dynamics and Structure of the Milky Way*, Proc. of a Workshop, Ed. W. L. Shuter, D. Reidel Publ. Comp., 1983, 171.
9. R. S. Cohen, P. Thaddeus, L. Bronfman, *The Milky Way Galaxy*, IAU Symp. No. 106, Eds. H. van Woerden et al., D. Reidel Publ. Comp., 1985, p. 199.
10. N. Z. Scoville, P. M. Solomon, *Astrophys. J.*, 199, L. 105, 1975.
11. R. W. Few, A. Pedlar, *Giant Molecular Clouds in the Galaxy*, Eds. P. M. Solomon, M. G. Edmunds, Pergamon Press, 1977, p. 75.
12. L. E. B. Johansson, *The Milky Way Galaxy*, IAU Symp. No. 106, Eds. H. van Woerden et al., D. Reidel Publ. Comp., 1985, p. 211.
13. B. E. Turner, *Astron. and Astrophys. Suppl. Ser.*, 37, 1, 1979.
14. И. Г. Колесник, Л. В. Юревич, *Астрофизика*, 19, 761, 1983.
15. И. Г. Колесник, Л. В. Юревич, *Астрофизика*, 22, 461, 1985.
16. А. Н. Аршуткин, *Астрофизика*, 22, 163, 1985.

17. *W. B. Burton, M. A. Gordon*, *Astron. and Astrophys.*, 63, 7, 1978.
18. *P. M. Solomon, D. B. Sanders*, *Giant Molecular Clouds in the Galaxy*, Eds..
P. M. Solomon, M. G. Edmunds, Pergamon Press, 1977, p. 41.
19. *R. S. Cohen, H. Cong, T. M. Dame, P. Thaddeus*, *Astrophys. J.*, 239, L. 5, 1980..
20. *T. Sawa, T. Kurita, A. Sobue*, *Astrophys. Space Sci.*, 92, 181, 1983.
21. *F. J. Lockman*, *Astrophys. J.*, 232, 761, 1979.
22. *И. В. Петровская*, *Вестн. ЛГУ, сер. I, вып. 1*, 126, 1986.
23. *А. С. Шаров*, *Туманность Андромеды*, Наука, М., 1978.

УДК: 52:53

КИНЕТИКА СТОЛКНОВИТЕЛЬНО-СТОЛКНОВИТЕЛЬНОЙ
НАКАЧКИ КОСМИЧЕСКИХ МАЗЕРОВ H_2O

Г. Т. БОЛГОВА, С. В. МАКАРОВ, А. М. СОБОЛЕВ

Поступила 27 ноября 1986

Принята к печати 20 декабря 1987

Исследована кинетика столкновительно-столкновительной (CCr) накачки мазеров на вращательных переходах H_2O с использованием имеющихся в литературе (определенных различными методами) вероятностей переходов при столкновениях H_2O с H_2 и электронами. Показано, что при степенях ионизации $\eta > 5 \cdot 10^{-5}$, когда температура водорода (T_H) выше температуры электронов (T_e), CCr -накачка обладает устойчивой тенденцией (по отношению к выбору модели столкновений) инвертировать переход $6_{16}-5_{23}$, дающий наблюдаемую мазерную линию на 1.35 см. При обратном соотношении температур ($T_H < T_e$) инверсия перехода $6_{16}-5_{23}$ возможна только в узком диапазоне η (вблизи $\eta = 10^{-5}$) и лишь при определенной модели столкновений. Переходы $6_{35}-5_{32}$ ($\lambda = 0.23$ мм) и $7_{31}-6_{43}$ ($\lambda = 0.12$ мм) также устойчиво инвертируются CCr -механизмом накачки, но в более узком диапазоне η .

1. Введение. Столкновительно-столкновительная накачка на вращательных переходах (далее CCr) является одним из наиболее вероятных механизмов накачки мощных мазеров H_2O в областях звездообразования [1—3]. Если мазерное излучение этих источников действительно является результатом взаимодействия звездного ветра молодой звезды с уплотнениями околозвездной оболочки, то за фронтом ударной волны, распространяющейся в газовом пространстве, могут возникнуть условия, благоприятные для работы CCr -механизма: высокая плотность газа, $n_H \gtrsim 10^{11} \text{ см}^{-3}$, и различающиеся между собой температуры столкновительных агентов — молекул водорода и электронов, при достаточно высоких степенях ионизации, достигающих $\eta \sim 10^{-5}$ [2].

Кинетика CCr -накачки исследовалась одним из авторов ранее [4] с использованием имевшихся в то время лишь весьма грубых данных о вероятностях возбуждения вращательных уровней H_2O при столкновениях с молекулами водорода и электронами. Было показано, что CCr -механизм может обеспечить инверсию населенностей на переходе $6_{16}-5_{23}$, соответствующем наблюдаемой мазерной линии на 1.35 см, и на ряде других переходов орто- и пара- H_2O .

После того, как исследование [4] было закончено, появились работы с более точными значениями вероятностей вращательных переходов H_2O под действием столкновений с молекулами водорода [5] и электронами [6]. В связи с этим возникла необходимость проведения новых расчетов по исследованию кинетики CCr -накачки. Целью такого более широкого исследования является также выяснение устойчивости инвертирующей тенденции CCr -накачки по отношению к применяемой (всегда в той или иной степени приближенной) модели столкновений. Дело в том, что температура возбуждения некоторого перехода тем чувствительнее к вариациям принимаемых в расчетах значений вероятностей элементарных процессов, чем больше длина волны перехода (см., например, [7]), поэтому результаты расчетов оказываются наименее надежными именно для радиопереходов, таких, как переход $\lambda=1.35$ см H_2O . Единственный способ повысить достоверность выводов численного моделирования механизма накачки — выполнить расчеты с максимально широко варьируемыми значениями вероятностей переходов и убедиться в устойчивости инвертирующей тенденции данного механизма по отношению к таким вариациям.

В данной работе мы кратко рассмотрим основные имеющиеся на сегодняшний день данные о вероятностях вращательных переходов H_2O при столкновениях молекул воды с H_2 (раздел 2) и с электронами (раздел 3) и приведем результаты расчетов CCr -накачки с использованием различных наборов данных о столкновительных вероятностях, которые демонстрируют, в какой степени CCr -механизм независим от неопределенностей наших знаний об этих вероятностях.

2. *Вероятности вращательных переходов H_2O при столкновениях с молекулами H_2 .* а) Коэффициент вероятности вращательного перехода молекулы воды с уровня k на уровень i ($k > i$) под действием столкновений с молекулами водорода C_{ki}^H связан с эффективным сечениями столкновений σ_{ki}^H обычным соотношением:

$$C_{ki}^H = \langle \sigma_{ki}^H v_H \rangle n_H, \quad (1)$$

где v_H — относительная скорость сталкивающихся молекул; n_H — плотность молекул H_2 ; скобки означают усреднение по v . Как правило, значение эффективного сечения σ_{ki}^H и его зависимость от v известны плохо, поэтому часто для вероятности столкновительной деактиваций используют грубое „газокинетическое“ приближение. Например, в работе [8] было принято:

$$\begin{aligned} C_{ki}^H &= \sigma_{ki}^H \bar{v}_H n_H \approx 1.5 \cdot 10^{-12} T_H^{1/2} n_H g_i \bar{g}, \\ \sigma_{ki}^H &= \sigma_0 g_i \bar{g}, \end{aligned} \quad (2)$$

где $\tau_0 = \sqrt{2} \cdot 10^{-16} \text{ см}^{-2}$ (множитель $\sqrt{2}$ не имеет никакого физического смысла); $\bar{v}_H = (8kT_H/\pi m)^{1/2}$ — средняя скорость относительного движения молекул H_2O и H_2 ; k — постоянная Больцмана, T_H — кинетическая температура H_2 и H_2O ; $m = (M_{\text{H}_2\text{O}} \cdot M_{\text{H}_2}) / (M_{\text{H}_2\text{O}} + M_{\text{H}_2})$ — приведенная масса, $M_{\text{H}_2\text{O}}$ и M_{H_2} — массы молекул H_2O и H_2 соответственно; g_i — статистический вес нижнего уровня перехода; $\bar{g}$ — средний статистический вес уровней, расположенных ниже уровня k . Множитель $g_i/\bar{g}$ учитывает пропорциональность вероятности деактивации статистическому весу нижнего уровня.

Значения вероятностей, вычисленных по формуле (2), будут ближе к реальности, если их домножить на фактор Мессе, уменьшающий вероятность столкновительных переходов для сильно разнесенных по энергиям уровней [9]:

$$C_{ki}^H \approx 1.5 \cdot 10^{-12} T_H^{1/2} n_H g_i \cdot e^{-2\xi/\bar{g}}, \quad (3)$$

$$\bar{g} = \sum_{n < k} g_n e^{-2\xi} / \sum_{n < k} e^{-2\xi},$$

где $\xi = \Delta E_{kn} \cdot R_0 / (\bar{v} \cdot h)$, ΔE_{kn} — разность энергий уровней k и n ; R_0 — прицельный параметр, принимавшийся равным $0.2 \cdot 10^{-8} \text{ см}$; $h = h/2\pi$, h — постоянная Планка.

б) Грин [5] выполнил квантовомеханические расчеты коэффициентов возбуждения переходов между вращательными уровнями H_2O при столкновениях с атомами гелия в диапазоне температур $20 \text{ K} \leq T \leq 500 \text{ K}$. В работе Грина отмечается, что коэффициенты возбуждения этих переходов при столкновениях с H_2 должны отличаться от приведенных в его работе на фактор порядка 2. При исследовании ССГ-накачки мы увеличили все коэффициенты возбуждения из таблицы Грина в 1.5 раза. Однако исследованный Грином диапазон температур не включает высоких значений кинетических температур, весьма вероятных в некоторых мазерных источниках (1000—1500 K). В связи с этим нами была произведена экстраполяция полученных Грином коэффициентов возбуждения к более высоким температурам. Учитывая температурную зависимость коэффициентов возбуждения (2), мы приняли в качестве экстраполяционной функцию $y = a_{ik} \sqrt{T_H}$. Значения a_{ik} находились методом наименьших квадратов.

в) Согласно работам Селякова [10] и Конюхова [11] система вращательных уровней молекулы типа асимметричного волчка, к которым принадлежит вода, разделяется на 4 подсистемы (по 2 подсистемы в орто- и пара-воде), переходы между которыми при столкновениях с нейтральными

ми атомами запрещены. Возможны лишь переходы внутри одного типа симметрии. Так, например, переходы $2_{11} \rightarrow 2_{20}$ и $2_{02} \rightarrow 2_{11}$ запрещены, а переход $1_{11} \rightarrow 2_{02}$ разрешен, что подтверждается экспериментально [12]. Из теоретических расчетов Грина, однако, аналогичных правил отбора не вытекает. Это противоречие результатам Грина требует специальных исследований.

г) Варшалович и др. [13, 14] показали, что в мазерных конденсациях, за фронтом ударной волны (т. е. в областях, где мы предполагаем действие ССг-накачки H_2O), возможно сверхтепловое возбуждение вращательных уровней H_2 . Наличие у молекул воды вращательных переходов, близких по энергиям к вращательным переходам H_2 , приведет к резонансному возбуждению молекул H_2O при столкновениях с H_2 . Вероятность таких переходов должна быть в сотни раз выше вероятностей тех же переходов, рассчитанных Грином [5], т. е. обусловленных нерезонансными столкновениями с H_2 .

3. Вероятности вращательных переходов H_2O при столкновениях с электронами. а) Госс и Филд [15] на основе полуклассического приближения для вращательных переходов, обусловленных столкновениями полярных молекул с заряженными частицами (будем полагать, что это электроны), получили следующее выражение для коэффициентов вероятностей:

$$C_{kl}^i = 4.43 \cdot 10^{-5} (2 \cdot 10^2 C_{kl})^{3/4} \sigma_{kl}^{-2} F(z_{kl}) \eta \cdot n_H, \quad (4)$$

где

$$C_{kl} = 4\mu e^2 (2\pi\nu_{kl})^2 / (3\hbar) \cdot 10^{-26},$$

$$z_{kl} = 0.61 \cdot T_e^{1/2} (2 \cdot 10^2 \cdot C_{kl})^{-1/4},$$

μ — дипольный момент молекулы, σ_{kl} — волновое число перехода, e — заряд электрона, ν_{kl} — частота перехода, $\eta = n_e/n_H$ — степень ионизации, n_e — числовая плотность электронов. Функция $F(z_{kl})$ затабулирована и для нужных значений z_{kl} может быть вычислена интерполяцией.

б) В работе Итикавы [16] на основании квантовомеханических расчетов найдены сечения столкновительного возбуждения вращательных уровней H_2O , но не выполнено усреднение по скоростям электронов. Для вычисления вероятностей вращательных переходов H_2O при столкновениях с электронами по формуле, аналогичной (1):

$$C_{kl}^i = \langle \sigma_{kl}^i v_e \rangle n_H \eta.$$

Соболев и Макаров [6] произвели усреднение сечений по максвелловскому распределению скоростей электронов и получили следующее выражение:

$$\langle \sigma_{ik}^* v_e \rangle = 1.43 \cdot 10^{-13} (kT_e)^{-1/2} \frac{S_{ki}}{g_i} e^{-\frac{a_{ik}}{2}} K_0 \left(\frac{a_{ik}}{2} \right), \quad (5)$$

где k — постоянная Больцмана, S_{ki} — сила линии перехода $k \rightarrow i$, затабулированная в работе Резникова и Стрельвицкого [17], $a_{ik} = \Delta E_{ik}/kT$, $K_0(x)$ — функция Макдональда, аппроксимационная формула для которой приводится, например, в [18].

4. *Постановка задачи.* Задача о возможности инверсии населенностей на вращательных переходах H_2O в среде, где состояния возбуждения определяются столкновениями с H_2 (числовая плотность n_{H} , кинетическая температура T_{H}) и электронами (числовая плотность n_e , кинетическая температура T_e), сводится к решению уравнений стационарности для населенностей вращательных уровней:

$$n_i \sum_{k \neq i} W_{ik} = \sum_{k \neq i} n_k W_{ki}, \quad (6)$$

где $i, k = 1, 2, \dots, m$, m — число уровней, принимаемых в расчет, n_k, n_i — населенности уровней k и i , W_{ik} и W_{ki} — полные вероятности переходов между уровнями i и k . При достаточно высоких плотностях ($n_{\text{H}} > 10^{11} \text{ см}^{-3}$) радиативными переходами можно пренебречь, и тогда для переходов между уровнями i и k (далее везде предполагается, что $k > i$) имеем:

$$W_{ki} = C_{ki}^{\text{H}} + C_{ki}^e, \quad (6a)$$

$$W_{ik} = C_{ki}^{\text{H}} \left(\frac{g_k}{g_i} \right) \exp(-h\nu_{ki}/kT_{\text{H}}) + C_{ki}^e \left(\frac{g_k}{g_i} \right) \exp(-h\nu_{ki}/kT_e).$$

Систему линейных алгебраических уравнений (6) с коэффициентами (6a) легко решить, дополнив ее условием нормировки

$$\sum n_i = 1. \quad (7)$$

Вычисления проводились для 30 нижних вращательных уровней орто-воды.

Удобной характеристикой для сравнения населенностей двух уровней является относительная разность населенностей $\Delta n/n = (n_k/g_k - n_i/g_i)/\langle n_k/g_k \rangle = 1 - (n_i/g_i)/(n_k/g_i)$. Если $\Delta n/n > 0$, то переход $k \rightarrow i$ инвертирован, а величина $\Delta n/n$ характеризует степень инверсии.

Учитывая, что все коэффициенты вероятностей пропорциональны n_H (см. (2), (4)), левую и правую части уравнений (6) можно разделить на n_H , и тогда решение системы (6), (7) будет зависеть только от T_H , T_e и η .

Для того, чтобы определить, как влияет использование различных наборов вероятностей столкновительных переходов на кинетику ССГ-накачки, были рассчитаны следующие варианты.

Вариант А. Вероятности вращательных переходов H_2O , обусловленных столкновениями с H_2 (C_{kl}^H), берутся из таблиц Грина с указанной выше экстраполяцией, а вероятности переходов H_2O , обусловленных столкновениями с электронами (C_{kl}^e), рассчитываются при помощи выражения (5), т. е. расчет кинетики ССГ-накачки мазеров H_2O производится с наиболее современными данными о столкновительных вероятностях.

Вариант Б. C_{kl}^H вычисляются по формуле (3), а C_{kl}^e — по формуле Госса и Филда (4), т. е. как в работе [4].

Вариант В. C_{kl}^H вычисляются по формуле (3), а C_{kl}^e — при помощи выражения (5).

Вариант Г. C_{kl}^H вычисляются при помощи таблиц Грина, а C_{kl}^e — по формуле Госса и Филда (4).

Все описанные выше варианты рассчитывались для диапазона $10^{-7} \leq \eta \leq 10$ при сочетаниях температур нейтралов и электронов, указанных в табл. 1 крестиком. Кроме этого, для основного варианта А проведены расчеты с указанными в разделе 2а, правилами отбора для вращательных переходов H_2O при столкновениях с нейтралами, а также с учетом резонансов при возбуждении вращательных уровней H_2O столкновениями с H_2 (см. раздел 2, пункт 2).

Таблица 1

КОМБИНАЦИИ ТЕМПЕРАТУР, С КОТОРЫМИ ПРОВЕДЕНЫ
РАСЧЕТЫ

$T_e \backslash T_H$	200	300	400	500	600	700	1000	1500	3000
300	×		×	×			×	×	
400	×	×		×		×	×	×	
500	×	×	×		×	×		×	
1000	×	×		×		×		×	×
1500	×	×		×		×	×		×

5. *Результаты вычислений.* Влияние выбора модели столкновений на кинетику ССr-накачки космических мазеров H_2O проиллюстрировано на рис. 1, где построена зависимость степени инверсии перехода $6_{16}-5_{23}$, $\frac{\Delta n}{n}$, от логарифма степени ионизации, $\lg \eta$, рассчитанная при $T_H = 500$ К и $T_e = 200$ К для вариантов А, Б, В и Г. Заметим, что величина $\frac{\Delta n}{n}$ при $\eta \rightarrow 0$ должна соответствовать больцмановскому распределению населенностей по вращательным уровням H_2O с температурой T_H , а при $\eta \rightarrow \infty$ — больцмановскому распределению с температурой T_e . Из рисунка видно, что инверсия перехода $6_{16}-5_{23}$ имеет место для всех моделей столкновений. Диапазон степеней ионизации, в котором переход $6_{16}-5_{23}$ инвертирован, меняется менее, чем на два порядка: от $10^{-6} \lesssim \eta \lesssim 10^{-2}$ до $5 \cdot 10^{-5} \lesssim \eta \lesssim 1$.

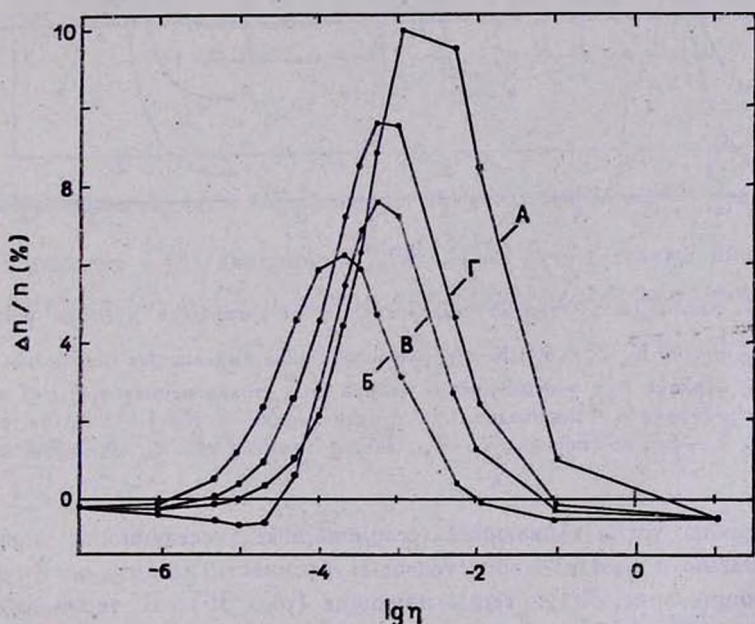


Рис. 1. Зависимость степени инверсии $\frac{\Delta n}{n}$ от логарифма степени ионизации $\lg \eta$ для различных вариантов задания столкновительных вероятностей (А—Г) при $T_H = 500$ К, $T_e = 200$ К для перехода $6_{16}-5_{23}$.

Зависимость $\frac{\Delta n}{n}(\lg \eta)$ для варианта А, рассчитанная для более высоких температур: $T_H = 1500$ К и $T_e = 500$ К, представлена на

рис. 2а, из которого видно, что значение максимума степени инверсии уменьшилось по сравнению с вариантом А на рис. 1. Это результат того, что при $h\nu_{ki} \ll kT$, где T — наименьшая из температур T_H и T_e , скорость CCr -накачки, а следовательно и $\frac{\Delta n}{n}$, должны быть приблизительно пропорциональны разности обратных температур $\theta = T_e^{-1} - T_H^{-1}$ [1]. Покажем, что это так.

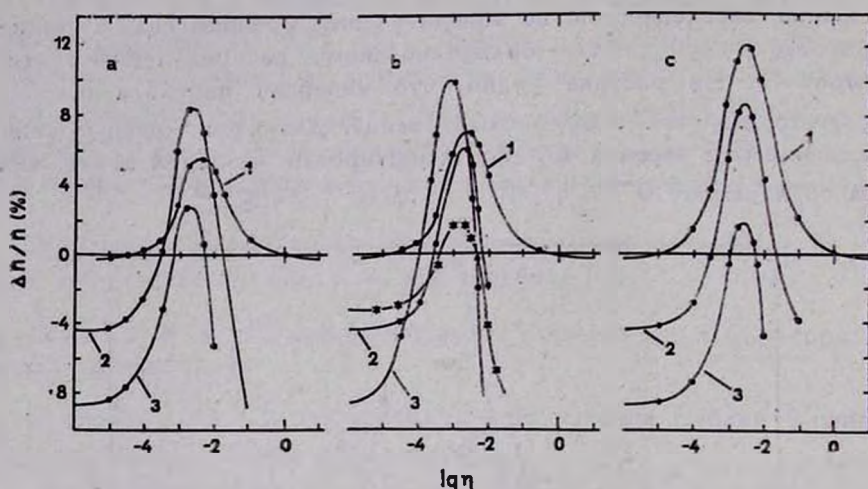


Рис. 2. Зависимость степени инверсии $\frac{\Delta n}{n}$ от логарифма степени ионизации $\lg \eta$ при $T_H = 1500$ К, $T_e = 500$ К для различных инвертированных переходов. а) вариант А; б) вариант А с учетом правил отбора при столкновениях с H_2 ; в) вариант А с учетом резонансных переходов при столкновениях с H_2 . 1 — переход $6_{10}-5_{23}$; 2 — переход $6_{25}-5_{33}$; 3 — переход $7_{31}-6_{13}$; звездочками на рис. 2б обозначен переход $6_{31}-5_{41}$.

Все циклы, устанавливающие стационарные населенности мазерных уровней можно с определенной степенью условности разбить на 2 группы: накачивающие (рис. 3а) и термализующие (рис. 3б). В термализующем цикле для обоих сигнальных переходов связь с третьим, термализующим (t), уровнем осуществляется одним и тем же столкновительным агентом (например, H_2). В накачивающем же цикле для сигнальных уровней связь с третьим, накачивающим (p), уровнем осуществляется разными столкновительными агентами (H_2 и e).

Будем считать, что накачка осуществляется на l одинаковых циклах, а термализация — на m одинаковых циклах. Тогда в стационарных условиях будет выполняться следующее соотношение:

$$n_1 (C_{12}^p + C_{12}^t) = n_2 (C_{21}^p + C_{21}^t), \quad (8)$$

где $C_{12}^{p(t)}$ — вероятность переноса населенности с уровня 1(2) на уровень 2(1) через уровень 3 в накачивающих (термализующих) циклах;

$$C_{12}^p = l \frac{C_{1p}^H \cdot C_{p2}^*}{C_{p2}^* + C_{p1}^H}, \quad C_{21}^p = l \frac{C_{2p}^* \cdot C_{p1}^H}{C_{p2}^* + C_{p1}^H}. \quad (9)$$

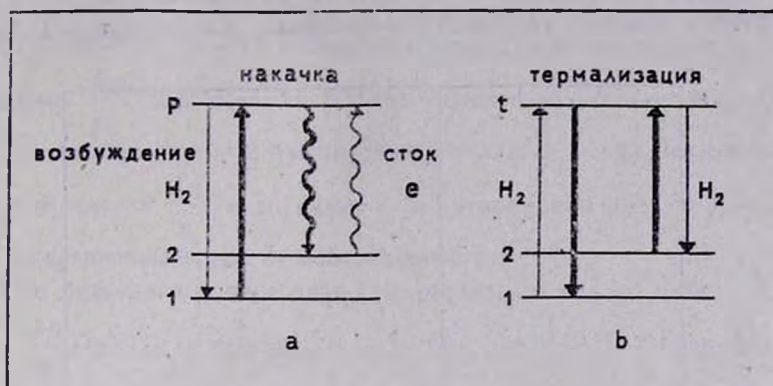


Рис. 3. Накачивающие (а) и термализующие (б) циклы для мазерного перехода 2—1.

Подставив в (8) значения C_{12}^p и C_{21}^p из (9), а также аналогичные величины для C_{12}^t и C_{21}^t и сделав очевидные преобразования, получим

$$\begin{aligned} \frac{\Delta n}{n} \equiv 1 - \frac{n_1}{n_2} \approx \\ \approx \frac{l \frac{C_{p1}^H \cdot C_{p2}^*}{C_{p1}^H + C_{p2}^*} (e^{-E_p/kT_H} - e^{-E_p/kT_*}) - \frac{m}{2} C_{12} e^{-E_t/kT} (1 - e^{-E_{12}/kT})}{l \frac{C_{1p}^H \cdot C_{p2}^*}{C_{p2}^* + C_{p1}^H} + \frac{m}{2} C_{12} e^{-E_t/kT}}, \end{aligned} \quad (10)$$

где E_t и E_p — характерные энергии термализующего и накачивающего переходов, T — температура основного термализующего агента. В нашем случае, когда $C_{p1}^H \approx C_{p2}^* \approx C_{12}$, $E_p \approx E_t$, $(E_p, E_{12}) \ll (kT_H, kT_*)$ и $E_{12} \approx 10^{-2} E_p$, из (10) получаем

$$\frac{\Delta n}{n} \approx \frac{e^{\frac{E_p}{kT_H}} E_p \left(\frac{1}{T_*} - \frac{1}{T_H} \right) - \frac{m}{l} \frac{E_{12}}{kT}}{1 + m/l} \quad (11)$$

При $m/l \ll E_p/E_{12}$ (у нас $m \sim 10$, $l \sim 1$)

$$\frac{\Delta n}{n} \approx E_p \exp(E_p/kT_H)/(1+m/l) \left(\frac{1}{T_*} - \frac{1}{T_H} \right) \propto \frac{1}{T_*} - \frac{1}{T_H},$$

что и требовалось доказать.

Зависимость $\frac{\Delta n}{n}$ от $\theta \equiv T_*^{-1} - T_H^{-1}$ для перехода $6_{10}-5_{23}$, полученная из расчетов, показана на рис. 4, из которого видно, что эта зависимость в первом приближении линейная. Таким образом, мы мо-

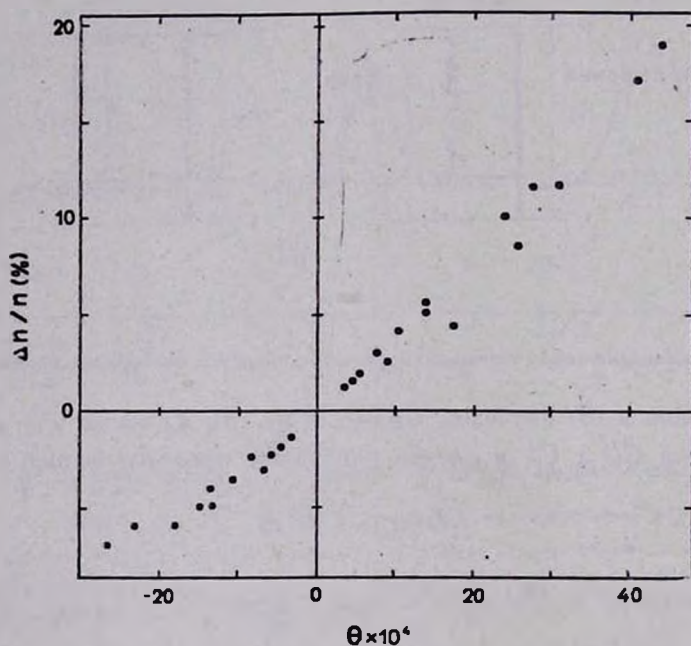


Рис. 4. Зависимость степени инверсии $\frac{\Delta n}{n}$ от параметра $\theta = (T_*^{-1} - T_H^{-1}) \cdot 10^4$ при $\eta = 5 \cdot 10^{-3}$ для перехода $6_{10}-5_{23}$ (вариант А).

жем оценить величину $\frac{\Delta n}{n}$ для этого мазерного перехода при любом сочетании T_H и T_* . Из рис. 4 также видно, что переход $6_{10}-5_{23}$ будет инвертирован (в определенном диапазоне η) даже при небольшом различии между T_H и T_* , т. к. прямая $\frac{\Delta n}{n}(\theta)$ практически проходит через начало координат. Для ИК-переходов $h\nu \sim kT$, поэтому для

них зависимость $\frac{\Delta n}{n}(\theta)$ не столь проста, и инверсия может возникнуть лишь при достаточно большой разнице между T_H и T_* .

На рис. 2а показана зависимость $\frac{\Delta n}{n}(\lg \eta)$ для переходов (кроме $6_{16}-5_{23}$) $6_{25}-5_{32}$ и $7_{34}-6_{43}$, которые инвертируются в результате ССг-накачки при $10^{-4} \lesssim \eta \lesssim 10^{-2}$ и $10^{-3} \lesssim \eta \lesssim 5 \cdot 10^{-3}$ соответственно.

Та же зависимость, что и на рис. 2а, но с учетом правил отбора (см. раздел 2в), представлена на рис. 2б. Здесь появляется еще один инвертированный переход $6_{34}-5_{41}$ (обозначен на рисунке звездочками). Величина

максимума $\frac{\Delta n}{n}$ для перехода $6_{16}-5_{23}$ немного возрастает, а диапазон η , в котором данный переход инвертирован, остается почти неизменным. Для других переходов $\frac{\Delta n}{n}$ и диапазон η , в котором они инвертируются, меняются по сравнению с рис. 2а довольно заметно.

Учет резонансных переходов (см. раздел 2г) сильно влияет на зависимость $\frac{\Delta n}{n}(\lg \eta)$ для перехода $6_{16}-5_{23}$ (ср. рис. 2а и 2с). Существенно, что теперь этот переход остается инвертированным при $\eta \sim 10^{-5}$.

Из наших расчетов следует, что комбинирование способов задания S_{ki}^H и S_{ki}^* может влиять на число инвертированных переходов при данных температурах T_H и T_* . При различных моделях столкновений, кроме указанных выше, инвертировались переходы $4_{23}-3_{10}$ (0.67 мм), $6_{45}-5_{30}$ (0.68 мм), $8_{27}-7_{34}$ (0.23 мм), $6_{43}-7_{16}$ (0.19 мм), $4_{32}-5_{05}$ (0.18 мм), $1_{10}-1_{01}$ (0.54 мм), $4_{14}-3_{21}$ (0.79 мм), $6_{52}-7_{25}$ (0.09 мм).

Устойчивая инверсия перехода $6_{16}-5_{23}$ сохраняется, если $T_H > T_*$. Однако интересно, что в варианте В инверсия этого перехода возможна и при $T_* > T_H$, но она имеет место в узком интервале η и невелика (рис. 5). С термодинамической точки зрения неравновесное распределение населенностей (в частности, инверсия населенностей) возможно, разумеется, как при $T_* > T_H$, так и при $T_* < T_H$ [1], однако, вопреки работе [20], наши кинетические расчеты с сильно варьируемыми вероятностями столкновительных переходов заставляют отдать предпочтение случаю $T_H > T_*$.

6. **Заключение.** ССг-накачка космических мазеров H_2O с энергетической точки зрения является наиболее выгодной и позволяет объяснить самые яркие мазерные конденсации (W 49, W 51). Энергетические возможности ССг-механизма подробно исследовались Стрельницким в работах [1, 2], в которых было показано, что максимальное значение коэффициен-

та вероятности данного механизма накачки, ΔP_{CCr} , достигается при степени ионизации $\eta \sim 10^{-5}$, и если $|T_H - T_e|/T_H \sim 10^0/0$, $\Delta P_{CCr} (\text{с}^{-1}) \approx \approx 10^{-14} n_H$.

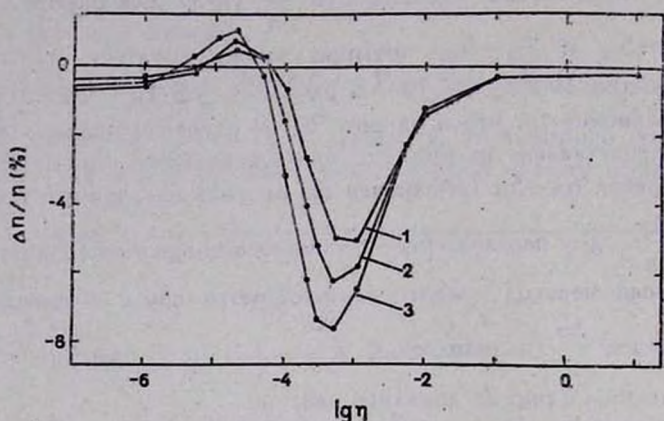


Рис. 5. Зависимость степени инверсии $\frac{\Delta n}{n}$ от логарифма степени ионизации $\lg \eta$ для перехода $6_{10}-5_{23}$ (вариант В) при $T_e = 1500$ К и $T_H = 1)$ 500 К, 2) 400 К, 3) 300 К.

Исследование кинетики CCr -накачки космических мазеров H_2O с различными моделями столкновений H_2O-H_2 и H_2O-e показало: 1) переход $6_{16}-5_{23}$ устойчиво инвертируется этой накачкой при $T_H > T_e$ в диапазоне степеней ионизации $10^{-5} \lesssim \eta \lesssim 10^{-1}$; 2) инверсия ИК-переходов H_2O в результате CCr -накачки требует более высоких степеней ионизации ($\eta \gtrsim 10^{-4}$), чем это необходимо для наблюдаемого мазерного перехода, а также большего различия между T_H и T_e ; 3) при определенном способе задания C_{kl}^H и C_{kl}^e столкновительно-столкновительная накачка способна инвертировать переход $6_{16}-5_{23}$ и при $T_H < T_e$.

В комплексе с другими данными будущие наблюдения ИК-переходов от мощных мазерных источников H_2O позволят, с одной стороны, судить о том, работает ли в них в действительности CCr -накачка, с другой стороны, если наличие CCr -накачки будет признано вероятным,— уточнить η и $T_H^{-1} - T_e^{-1}$.

Авторы благодарят В. С. Стрельницкого за интерес к работе и полезные замечания.

Астрономический совет АН СССР
Уральский государственный
университет

KINETICS OF THE COLLISION-COLLISIONAL PUMPING
OF H_2O COSMIC MASERS

G. T. BOLGOVA, S. V. MAKAROV, A. M. SOBOLEV

Kinetics of collision-collisional (CCr) pumping of H_2O masers has been reinvestigated using found in the literature (obtained by different methods) H_2O rotational transitions probabilities under collisions (with respect to the model of collisions) tendency to invert the $6_{16}-5_{23}$ transition giving the observed 1.35 cm maser line when the degree of ionization $\eta > 5 \cdot 10^{-5}$ and $T_H > T_*$. The inversion of the $6_{16}-5_{23}$ transition is also possible when $T_H < T_*$ but only when one special model of collision is used. The $6_{25}-5_{32}$ ($\lambda = 0.23$ mm) and $7_{34}-6_{43}$ ($\lambda = 0.12$ mm) transitions are also inverted by CCr-pumping but in a more narrow range of η .

ЛИТЕРАТУРА

1. В. С. Стрельницкий, Письма в Астрон. ж., 6, 354, 1980.
2. V. S. *Strelnitskiy*, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., 207, 339, 1984.
3. В. С. Стрельницкий, Письма в Астрон. ж., 8, 165, 1982.
4. Г. Т. Болгова, Науч. инф.—Астрон. сов. АН СССР, вып. 47, 9, 1981.
5. S. Green, Astrophys. J. Suppl. Ser., 42, 103, 1980.
6. А. М. Соболев, С. В. Макаров, Астрон. ж., 61, 1228, 1984.
7. В. С. Стрельницкий, Науч. инф.—Астрон. сов. АН СССР, вып. 52, 75, 1983.
8. И. К. Шмелд, В. С. Стрельницкий, В. В. Музылев, Астрон. ж., 53, 728, 1976.
9. С. Я. Уманский, Препр. ИКИ, № 4643, М., 1979.
10. В. И. Селяков, ПМТФ, № 3, 10, 1980.
11. В. К. Конюхов, Кратк. сообщ. по физ., № 10, 20, 1982.
12. С. С. Бакастов, В. К. Конюхов, В. И. Тихонов, Письма в Ж. эксперим. и теор. физ., 37, 427, 1983.
13. Д. А. Варшавович, В. К. Кезель, С. Чандра, Письма в Астрон. ж., 9, 395, 1983.
14. S. Chandra, W. H. Kegel, D. A. Varshalovich, M. A. Albrecht, Astron. Astrophys., 140, 295, 1984.
15. W. M. Goss, G. B. Field, Astrophys. J., 151, 177, 1968.
16. Y. Itikawa, J. Phys. Soc. Jap., 32, 217, 1972.
17. И. Г. Резников, В. С. Стрельницкий, Сообщ. ГАИШ, № 183, 1983.
18. Справочник по специальным функциям, Наука, М., 1979.
19. Г. Т. Болгова, В. С. Стрельницкий, С. Я. Уманский, Науч. инф.—Астрон. сов. АН СССР, вып. 50, 22, 1982.
20. N. D. Kylafis, C. Norman, Astrophys. J., 300, L73, 1985.

УДК: 524.6—337

МОДЕЛЬ ДВУХКОМПОНЕНТНОГО МАГНИТНОГО ПОЛЯ ГАЛАКТИКИ

Р. Р. АНДРЕАСЯН, А. Н. МАКАРОВ

Поступила 6 мая 1987

Принята к печати 20 декабря 1987

На основе фарадеевского вращения плоскости поляризации радионизлучения пульсаров и внегалактических радиоисточников построена модель двухкомпонентного магнитного поля нашей Галактики. Первый (плоский) компонент магнитного поля параллелен спиральным рукавам Галактики, причем в соседних спиральных рукавах поля имеют противоположные направления. Второй компонент магнитного поля (поле «галло») простирается на большие расстояния от плоскости Галактики и охватывает спиральные рукава. Магнитное поле этой области имеет противоположные направления в северном и южном полушариях Галактики, причем в южном полушарии это направление близко к направлению магнитного поля местного рукава Галактики.

1. *Введение.* Магнитное поле Галактики изучается разными методами. Одним из лучших и часто применяемых является метод, основанный на определении мер фарадеевских вращений плоскости поляризации (E -вектора) излучения радиоисточников,

$$RM = 8.1 \cdot 10^5 \int_L N_e B_L dL.$$

Здесь N_e — число электронов (в см^3) в среде, L — длина пути, пройденная излучением в парсеках, B_L — продольная составляющая магнитного поля в разных направлениях, выраженная в гауссах. Знак меры вращения зависит от направления магнитного поля, причем знак «плюс» указывает на то, что поле направлено к наблюдателю. Значение RM в данном направлении обусловлено составляющими магнитных полей различных областей, находящихся на луче зрения между Солнцем и данным радиоисточником. Метод RM дает возможность изучать магнитное поле вблизи (на расстояниях $\sim 1.5 \div 2$ кпк) Солнца, поскольку обычно принимается, что магнитное поле локализовано у плоскости Галактики в слое с полутолщиной $h \sim 400$ пк, а используемые внегалактические источники находятся на широтах $|b| > 10^\circ - 15^\circ$ [1—5]. Этим методом было показано, что магнитное

поле в южном полушарии Галактики имеет направление $(l, b) = (90^\circ, 10^\circ)$, примерно совпадающее с направлением локального спирального рукава, тогда как для направления магнитного поля северного полушария у разных авторов приводятся противоречивые значения.

В последнее время показано, что в некоторых спиральных галактиках (M 31, NGC 253, M 33, IC 342, M 81, NGC 6946) магнитные поля имеют круговую или бисимметричную форму [6—8] и, как правило, локализованы в спиральных рукавах. Подобные результаты теоретического и наблюдательного характера были получены также для нашей Галактики [6—10, 28]. Однако не исключена возможность образования некоторой части фарадеевского вращения в областях, достаточно удаленных от плоскостей симметрии галактик. Для нашей Галактики это следует из галактического нетеплового фонового радиоизлучения [11], распределения первичных космических лучей в Галактике [12], а также найденной в работе [1] экспоненциальной зависимости напряженности магнитного поля от расстояния до плоскости Галактики. Далеко простирающиеся магнитные поля наблюдаются также в радиогалактиках, которые обычно отождествляются с массивными эллиптическими галактиками. Наличие крупномасштабного дипольного магнитного поля галактик следует из адронной теории Мурадяна [13, 14], а также из теории турбулентного динамо для сферически симметричных объектов [15].

Настоящая работа посвящена изучению магнитного поля в спиральных рукавах, а также вдали от плоскости Галактики на основе мер вращений пульсаров и внегалактических радиоисточников.

2. Магнитные поля в спиральных рукавах Галактики. При изучении магнитных полей спиральных рукавов Галактики наиболее удобным является использование низкоширотных галактических объектов, что обусловлено малой полутолщиной рукавов ($h \sim 300 \div 400$ пк). В работе [2] для изучения магнитного поля у плоскости Галактики были использованы неотожествленные радиоисточники с $|RM| \geq 200$ рад/м². Было показано, что эти объекты, в основном, галактические, а направление магнитного поля совпало с направлениями, полученными другими методами для местного спирального рукава. Поскольку данные объекты, в основном, наблюдаются на галактических широтах $|b| \sim 5^\circ - 15^\circ$, то можно считать, что большей частью это близкие к Солнцу радиоисточники ($r \sim 1$ кпк) и, следовательно, пригодны только для изучения магнитного поля местного спирального рукава.

Для изучения магнитных полей других спиральных рукавов более пригодны данные о пульсарах. Пульсары находятся на расстояниях до нескольких кпк и даже ~ 10 кпк. Кроме того, они, в основном, близкие к плоскости Галактики объекты. Расстояний до пульсаров достаточно на-

дежно определяются по их мерам дисперсий DM , поэтому, если нам известно распределение спиральных рукавов в Галактике, мы можем с достаточной уверенностью определить, в каком из спиральных рукавов находится данный пульсар и через какие области проходит достигающее нас излучение. В работе [16] приведена карта распределения спиральных рукавов Галактики по галактической долготе l и расстоянию от Солнца r , полученная с использованием галактических H II-областей (рис. 1). Отметим, что такая картина расположения спиральных рукавов в настоящее время является общепринятой. В этой же работе показано, что местный, так называемый Орионов рукав, вовсе не является отдельным спиральным рукавом, а, вероятно, является ответвлением от спирального рукава Персея или Стрельца. Солнце находится на краю ответвления со стороны центра Галактики.

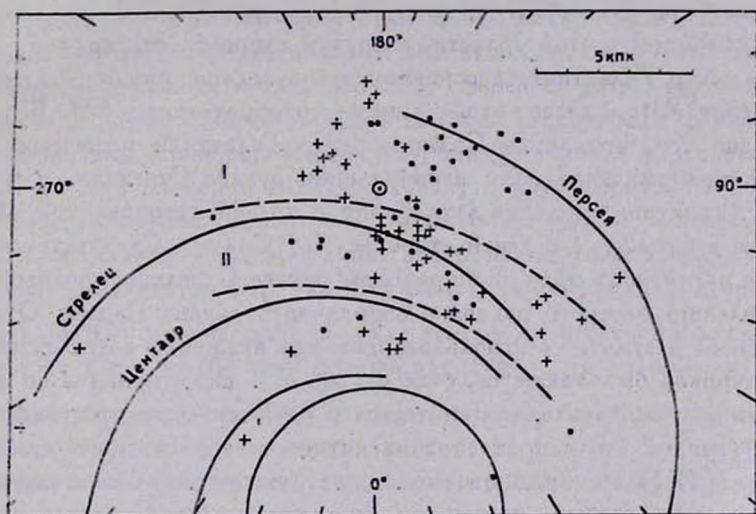


Рис. 1. Распределение пульсаров в плоскости Галактики. Пульсар обозначен (+ — если мера вращения положительная, • — если RM отрицательная).

В настоящей работе использованы данные для 185 пульсаров, взятые из работ [17, 18]. На карту расположения спиральных рукавов (рис. 1) нанесены координаты пульсаров, обозначенные точками, если меры вращений объектов отрицательны, и крестиками, если RM положительны (подобная картина построена в [9] с использованием данных для 66 пульсаров). Поскольку нас, в первую очередь, интересуют магнитные поля других рукавов, а также, чтобы не затромбовать рисунок, на карту были нанесены только те пульсары, у которых $r = d \cos b \geq 1$ кпк (d — расстояние пульсара от Солнца). Из рассмотрения были исключены также все те пульсары, для которых $|h| = d \sin |b| > 400$ пк, поскольку они находят-

ся вне области спиральных рукавов. Кроме того, были исключены пульсары с $|RM| \leq 2$ рад/м², из-за больших относительных ошибок определения мер вращений (см. [17]). Изучению магнитного поля местного рукава с использованием всех известных RM пульсаров будет посвящена отдельная работа.

На рис. 1, для построения которого использованы данные для оставшихся после перечисленных исключений пульсаров, четко выделяются две области с противоположно направленными магнитными полями. Это область I, совпадающая со спиральным рукавом Персея и местным рукавом, и область II — область спирального рукава Стрельца. Как и ожидалось (см. [1—3]), в области I магнитное поле направлено примерно от $l \approx 270^\circ$ к $l \approx 90^\circ$, поскольку при $0^\circ \leq l \leq 180^\circ$ значения RM , в основном, отрицательны, а при $180^\circ < l < 360^\circ$ — положительны. В области же спирального рукава Стрельца магнитное поле направлено к $l \approx 270^\circ$, так как в отличие от области I в этой области, в правой стороне от прямой линии Солнце — центр Галактики, в основном все пульсары имеют положительные значения RM , а левее этой линии — отрицательные RM . Вероятно, это вызвано тем, что линия Солнце — центр Галактики перпендикулярна направлению магнитного поля в спиральном рукаве Стрельца, и поэтому проекция магнитного поля на луч зрения с правой стороны этой области направлена к Солнцу, а с левой стороны — от Солнца. Следовательно, направление магнитного поля в спиральном рукаве Стрельца противоположно направлению местного рукава и спирального рукава Персея. Отметим, что подобный результат с использованием мер вращений внегалактических радиоисточников был также получен в [26, 27]. Если принять во внимание то, что местный рукав, как считается в [16], является ответвлением от других рукавов и что направления магнитных полей местного и спирального рукава Персея совпадают (последнее нуждается в более детальном изучении, которому будет посвящена отдельная работа), можно местный Орионов рукав рассматривать как ответвление спирального рукава Персея.

Результаты, полученные в настоящем разделе, соответствуют бисимметричной модели (упомянутой во введении), в которой направления магнитных полей соседних спиральных рукавов противоположны друг другу. Данные результаты хорошо согласуются с выводами, полученными нами в работе [9].

3. *Распределение мер фарадеевского вращения радиоисточников по галактическим координатам.* Как было сказано во введении, при изучении магнитного поля Галактики обычно привлекается плоско-параллельная модель [1—5]. В работах [1—3] показано, что в этой модели значения RM_i для каждого объекта можно линейным образом выразить параметрами (l_0, b_0) направления поля и параметром K , характеризующим мощность

слоя магнитоионного вещества. Задача сводится к нахождению этих параметров обычным методом наименьших квадратов. Однако этим методом можно найти лишь средние значения параметров для всей изучаемой области, усредняя все локальные поля (если, конечно, таковые имеются).

В настоящем разделе мы хотим получить общую картину магнитного поля Галактики на основе данных RM для 792 радиоисточников, взятых в основном (703 объекта) из работы [19]. Данные для остальных 89 радиоисточников взяты из работ [10, 20, 21, 25]. Если нанести все данные на карту с галактическими координатами (l, b) , то будет очень трудно получить представление о распределении RM . Это связано с тем, что близкие друг к другу по координатам радиоисточники из-за разных причин (флуктуация поля, собственные поля радиоисточников, магнитное поле Метагалактики) иногда имеют сильно отличающиеся значения RM (значения RM близких объектов часто отличаются даже знаком). Поэтому для построения карты распределения RM мы используем средние значения мер вращений в разных точках небесной сферы. С целью нахождения оптимального радиуса области усреднения были рассмотрены разные по величине площадки. Наконец, в качестве радиуса области усреднения были выбраны области размером в 15° , поскольку в круг радиусом 15° попадает достаточное количество объектов (10—20 объектов) и зависимость мер вращений от галактических координат в них не так сильно сказывается на полученных результатах (см. [22]). Таким образом, были получены средние значения $\overline{RM}$ с дисперсией σ_{RM} для всех точек небесной сферы, отстоящих друг от друга на 10° по l и b координатам. Для улучшения полученных картин распределения средних значений $\overline{RM}$, были наложены некоторые ограничения на используемые в статистике данные. Так, при численных расчетах были наложены некоторые ограничения на красное смещение (z), поскольку можно было ожидать, что влияние метагалактического магнитного поля усиливается с увеличением z используемых радиоисточников. Из статистики при разных расчетах исключались радиоисточники с $z \geq 0.1$, $z \geq 0.2$, $z \geq 0.5$, так как в работе [3] показано, что влияние метагалактического поля на RM при $z \approx 1$ уже сравнимо с влиянием галактического поля на умеренных широтах. Оказалось, что картина распределения слабо меняется при ограничениях на z . Вероятно, это можно объяснить малочисленностью радиоисточников с большими красными смещениями (240 объектов с $z \geq 0.2$) в используемом нами списке.

Выяснилось, что полученные результаты более чувствительны к ограничениям, накладываемым на значения RM . Однако тут нужна некоторая осторожность, чтобы не потерять полезную информацию. Дело в том, что в случае плоской модели магнитного поля на умеренных галактических широтах ожидается $RM \sim 20\text{--}40 \text{ рад/м}^2$, и естественно ограничиться рас-

смотрением радионисточников с $|RM| \leq 100$ рад/м² (предполагается, что большие значения RM на широтах $|b| \geq 15^\circ$ обусловлены собственными магнитными полями радионисточников [1—3]). У плоскости же Галактики значения RM могут достигать нескольких сотен рад/м², что справедливо и для дисперсий ($\sigma_{RM} \sim 300\text{—}400$ рад/м²). Поэтому в области $|b| \leq 15^\circ$ необходимо учитывать также данные $|RM| > 100$ рад/м². Для этой области в качестве ограничения на RM можно взять $|RM| \leq A \sigma_{RM}$, где постоянная A — некоторый параметр, который можно менять в ходе вычислений. Таким способом были проведены расчеты при разных ограничениях на величины RM_i и z_i радионисточников и построены карты распределения средних значений $\overline{RM}$ по галактическим координатам. На рис. 2 приведена одна из таких карт. Надо отметить, что карты, полученные при других ограничениях, в общих чертах сходны с картой рис. 2. В работах [10, 22] приведена подбная карта, полученная при использовании меньшего числа данных. Из рис. 2 и рис. 3 из [10], видно, что обе карты распределения RM качественно схожи. Так, по рисункам можно заключить, что поле южного полушария $b < 0^\circ$ направлено приблизительно к $l \sim 90^\circ$, поскольку в области $0^\circ \leq l \leq 180^\circ$ значения $\overline{RM}$ отрицательны, а в области $180^\circ < l < 360^\circ$ — положительны. Для северного полушария ($b > 0^\circ$) на картах выделяются две области с противоположно направленными магнитными полями. Однако между этими рисунками существует, на наш взгляд, существенное различие: это различие в размерах упомянутых областей. На рис. 3, полученном в [10], область II (где магнитное поле имеет направление, противоположное направлению южного полушария Галактики) меньших размеров ($0^\circ \leq l \leq 50^\circ$ и $270^\circ \leq l < 360^\circ$), чем область I ($50^\circ < l < 270^\circ$). Направление магнитного поля в области I совпадает с направлением поля южного полушария. Поэтому наличие сравнительно малой области II в работах [10, 12] объясняется северным полярным шпуром, вклад которого в меру вращения радионисточников оценивается в ~ 5 рад/м² [23]. Область II, в которой направление магнитного поля противоположно полю южного полушария, по нашим расчетам (рис. 2) имеет большие размеры ($0^\circ \leq l \leq 110^\circ$ и $270^\circ \leq l < 360^\circ$), чем область I. Среднее значение мер вращения в области II составляет $\sim 20\text{—}30$ рад/м². Кроме того, в работах [1, 2] приводятся доводы в пользу того, что в северном полушарии, начиная с некоторого расстояния от плоскости Галактики, магнитное поле меняет свое направление на противоположное. Имея в виду вышесказанное, нам кажется, что наличие области II на рис. 2 нельзя объяснить локальным Шпурсм.

Для объяснения распределения средних значений $\overline{RM}$ (рис. 2) по галактическим координатам, в настоящей работе предлагается новая модель магнитного поля Галактики. По этой модели предполагается существова-

ние двух областей магнитного поля в Галактике: область галактических спиральных рукавов (плоская система, изученная в предыдущем разделе) и с другой стороны обширная область, охватывающая спиральные рукава и распространяющаяся на значительное расстояние от плоскости Галактики

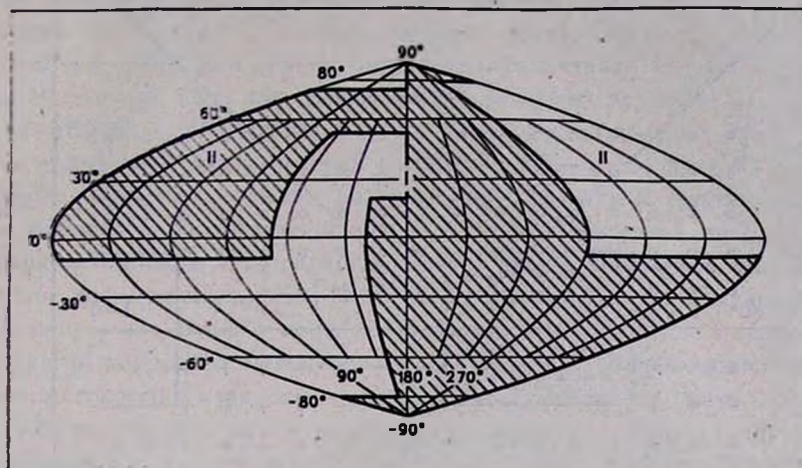


Рис. 2. Распределение знаков мер вращений внегалактических радиоисточников. Область положительных значений RM заштрихована.

(назовем ее «гало»). О возможном существовании магнитного поля области «гало» было отмечено во введении настоящей статьи. На рис. 3 схематично показано сечение местного спирального рукава Ориона. Напомним, что Солнце находится на внутреннем крае этого рукава [16, 23, 24]. Предполагается, что магнитное поле в этом рукаве имеет направление $l \sim 90^\circ$, совпадающее с направлением поля южного полушария Галактики и области I рис. 2. На рис. 3 также приведена область, простирающаяся в обе стороны от плоскости Галактики, названная нами «гало» и имеющая собственное крупномасштабное магнитное поле. Магнитное поле в северном и южном полушариях области «гало» имеет противоположные направления, причем в южном полушарии направление поля «гало» близко к направлению поля локального спирального рукава.

В рамках предложенной модели легко объяснить наличие в северном полушарии двух областей с противоположно направленными магнитными полями (рис. 2). Действительно, поскольку Солнце находится на внутреннем крае рукава, то в направлениях области I излучение радиоисточников проходит через среду местного рукава и «гало», и если вклад в RM магнитным полем рукава больше, чем вклад «гало», то усредненное магнитное поле будет иметь то же направление, что и поле рукава. В области же II излучение радиоисточников проходит только через «гало» северного полушария, и мы наблюдаем магнитное поле, имеющее направление, противо-

положное направлению местного рукава. В южном же полушарии Галактики магнитные поля «гало» и местного рукава имеют почти одинаковые направления $l \sim 90^\circ$, чем и объясняется распределение RM при $b < 0^\circ$.

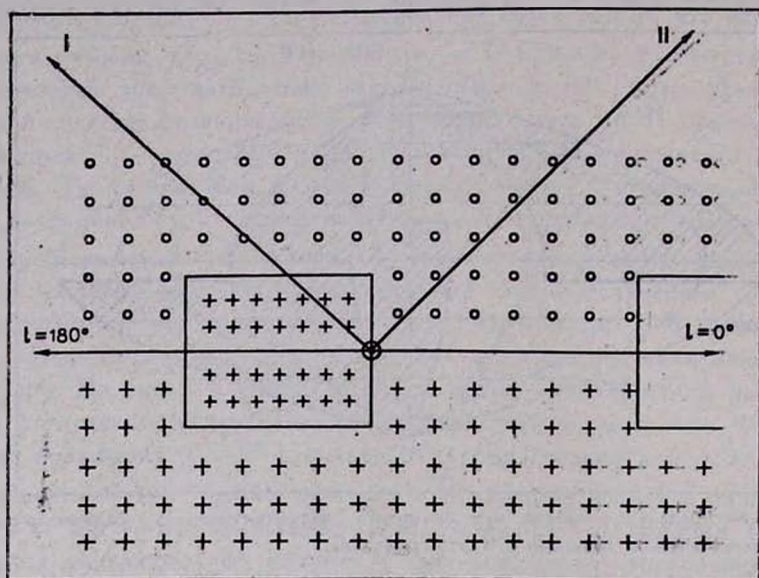


Рис. 3. Сечение местного спирального рукава Ориона. Обозначения: ☉ — Солнце, кружки — область «гало» северного полушария, где магнитное поле направлено к картинной плоскости; крестики — область «гало» южного полушария и местного рукава Ориона (магнитное поле направлено от картинной плоскости).

В работах [1, 2] показано, что направление магнитного поля меняется на противоположное при пересечении поверхности расположенной в северном полушарии на некотором расстоянии от плоскости Галактики. Предложенная в настоящей работе модель не противоречит этому, если считать вышеупомянутую поверхность границей, отделяющей область «гало» северного полушария от области местного спирального рукава. Уместно также отметить, что методом наименьших квадратов в [1—3] было найдено направление результирующего поля северного полушария (при $b > 15^\circ$), которое совпадает с направлением поля «гало» и почти на 180° отличается от направления поля местного рукава и южного полушария Галактики. Этот результат можно объяснить тем, что область II на рис. 2 имеет большие размеры и в среднем большие значения RM , по сравнению с областью I.

Изучению некоторых деталей карты рис. 2 и оценке величины вкладов областей местного рукава и «гало» в меры вращений радионисточников будет посвящена отдельная работа.

4. *Заключение.* На основе результатов настоящей работы можно предсказать модель двухкомпонентного магнитного поля Галактики.

Магнитное поле у плоскости Галактики направлено вдоль спиральных рукавов, причем в соседних рукавах направления магнитных полей противоположны друг другу («бисимметричные» поля). Такие поля были обнаружены и в некоторых других спиральных галактиках [6, 7]. Бисимметричные магнитные поля для периферийных областей галактик получаются также по теории турбулентного динамо [28]. Магнитное поле спиральных рукавов — это всего лишь плоский компонент магнитного поля Галактики, с помощью которого, однако, как это было показано в третьем разделе, нельзя объяснить распределение (по l и b) мер вращений внегалактических радиоисточников. Это распределение, а также нетепловой фон и распределение космических лучей [11, 12] в Галактике можно объяснить, если предположить, что помимо плоского компонента в Галактике существует также другой компонент магнитного поля, далеко простирающийся по обе стороны плоскости Галактики и охватывающий область спиральных рукавов. Магнитное поле этого компонента, названного нами «галo», имеет противоположные направления в северном и южном полушариях. Можно предположить, что поле «галo» — это крупномасштабное дипольное поле, деформированное из-за дифференциального вращения Галактики. Таким образом, получается, что в Галактике существует бисимметричное поле спиральных рукавов, погруженное в общее дипольное магнитное поле Галактики. При этом следует отметить, что все результаты получены нами для расстояний от Солнца $\sim 5\text{--}6$ кпк.

Авторы выражают благодарность академику В. А. Амбарцумяну и доктору физ.-мат. наук М. А. Мнацаканяну за проявленный интерес к работе и ценные замечания.

Бюраканская астрофизическая
обсерватория

THE MODEL OF TWO-COMPONENT MAGNETIC FIELD OF THE GALAXY

R. R. ANDREASSIAN, A. N. MAKAROV

Faraday rotation of polarization planes of radiation of pulsars and extragalactic radio sources are used for the construction of the model of two-component magnetic field of the Galaxy. The first (plane) magnetic field component is parallel to the spiral arms of the Galaxy and has opposite directions in the neighbouring spiral arms. The second magnetic field component (the field of "halo") distributed on the large

distances from the Galactic plane occupies the spiral arms. The magnetic field of this region has opposite directions in the northern and southern hemispheres of the Galaxy and besides, the direction in the southern hemisphere is near the direction of the magnetic field in the local arm of the Galaxy.

ЛИТЕРАТУРА

1. Р. Р. Андреасян, *Астрофизика*, 18, 707, 1980.
2. Р. Р. Андреасян, *Астрофизика*, 18, 255, 1982.
3. Р. Р. Андреасян, *Астрофизика*, 24, 363, 1986.
4. А. А. Рузмайкин, Д. Д. Соколов, А. В. Коваленко, *Астрон. ж.*, 55, 692, 1978.
5. J. P. Vallee, P. P. Kronberg, *Astron. and Astrophys.*, 43, 233, 1975.
6. Y. Sofae, U. Kleitn, R. Beck, R. Wielebinski, *Nobeyama Radio Observatory Report*, 38, 1, 1983; *Astron. and Astrophys.*, 144, 257, 1985.
7. J. P. Vallee, J. Roy, *Astron. Soc. Can.*, 78, 57, 1984.
8. Yu. S. Baryshnikova, A. A. Ruzmaikin, D. D. Sokoloff, A. M. Shukurov, *Astron. and Astrophys.*, 177, 27, 1987.
9. Р. Р. Андреасян, А. Н. Макаров, *Астрон. циркуляр*, 1500, 2, 1987.
10. J. P. Vallee, N. W. Broten, J. M. Macleod, *Astron. and Astrophys.*, 134, 199, 1984.
11. И. С. Шкловский, *Космическое радионизлучение*, Гостехиздат, М., 1956.
12. В. А. Гинзбург, В. С. Птушкин, *Успехи физ. наук*, 117, 585, 1975.
13. Р. М. Мурадян, *Астрофизика*, 14, 439, 1978.
14. R. M. Muradian, *Astrophys. and Space Sci.*, 69, 339, 1980.
15. Е. Паркер, *Космические магнитные поля*, Мир, М., 1982.
16. Y. M. Georgelin, Y. P. Georgelin, *Astron. and Astrophys.*, 49, 57, 1976.
17. P. A. Hamilton, A. G. Lyne, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, 224, 1073, 1987.
18. Р. Манчестер, Дж. Тейлор, *Пульсары*, Мир, М., 1980.
19. H. Tabara, M. Inoue, *Astron. and Astrophys. Suppl. Ser.*, 39, 379, 1980.
20. M. Simard-Normandin, P. P. Kronberg, S. Butten, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, 45, 97, 1981.
21. J. P. Vallee, *Astron. and Astrophys. Suppl. Ser.*, 51, 127, 1983.
22. M. Simard-Normandin, P. P. Kronberg, *Astrophys. J.*, 242, 74, 1980.
23. J. P. Vallee, *Astron. and Astrophys.*, 136, 373, 1984.
24. G. Courtes, Y. P. Georgelin, Y. M. Georgelin, G. Monnet, *IAU Symp.*, 38, 209, 1970.
25. J. P. Vallee, R. C. Bignell, *Astrophys. J.*, 272, 131, 1983.
26. Y. Sofae, M. Fujimoto, *Astrophys. J.*, 265, 722, 1983.
27. J. P. Vallee, *Astron. and Astrophys.*, 124, 147, 1983.
28. А. А. Рузмайкин, Д. Д. Соколов, А. М. Шукуров, *Astron. and Astrophys.*, 143, 335, 1985.

УДК: 52—337

КОМПТОНИЗАЦИЯ В СВЕРХСИЛЬНОМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ. II

Ю. Э. ЛЮБАРСКИЙ

Поступила 15 июля 1985

Принята к печати 20 октября 1987

Рассматривается рассеяние излучения на электронах в сверхсильном магнитном поле ($\nu_g \gg \nu$). Получены собственные значения и собственные функции оператора переноса. Результаты применяются к решению задачи о комптонизации низкочастотного излучения в горячей плазме.

1. Введение. В предыдущей работе [1] было показано, что задача о комптонизации низкочастотного излучения в сверхсильном магнитном поле, $\nu_g \gg \nu$, расщепляется на две: задачу о форме спектра и собственно задачу переноса. Было получено аналитическое выражение для спектра, зависящее, как от параметра, от собственного значения λ задачи переноса

$$\left(1 - \frac{3}{4}\lambda\right)s(\tau) = \int_{-\tau_0}^{\tau_0} K(|\tau - \tau'|)s(\tau') d\tau'. \quad (1)$$

Ядро $K(t)$ определяется соотношением (I.18) (здесь и далее цифра 1' означает, что приведен номер формулы в [1]). Займемся решением уравнения (1).

2. Случай поля, направленного перпендикулярно излучающему слою. В этом случае имеется единственное выделенное направление — направление магнитного поля, поэтому задача осесимметрична. Ядро (I.18) принимает вид

$$K(t) = \frac{3}{4} \int_0^1 \frac{(1 - \mu^2)}{\mu} e^{-\frac{1 - \mu^2}{\mu} t} d\mu. \quad (2)$$

При $t \gg 1$ вклад в интеграл дает только область $1 - \mu \ll 1$. Вводя переменную $y = 1 - \mu$, получим в главном порядке по $1/t$

$$K(t) = 3 \int_0^{\infty} y^2 e^{-2yt} dy = \frac{3}{4t^3}. \quad (3)$$

Как указывалось в [1], диффузионное приближение в данном случае неприменимо, поскольку коэффициент диффузии (или, что то же самое, второй момент ядра (2)) расходится. Поэтому требуется решить непосредственно уравнение (1). При $\tau_0 \rightarrow \infty$ можно найти асимптотику собственных значений и собственных функций по поведению Фурье-образа ядра в нуле [2]. В нашем случае преобразование Фурье ядра (2) дает

$$\tilde{K}(q) = \int_{-\infty}^{\infty} e^{iqt} K(|t|) dt = \frac{3}{2} \int_0^1 \frac{(1-\mu^2)^3 d\mu}{(1-\mu^2)^2 + (q\mu)^2} \xrightarrow{q \rightarrow 0} 1 - \frac{3}{4} q^2 \left(\ln \frac{4}{q} - 2 \right). \quad (4)$$

Отсюда, согласно [2], получаем

$$\lambda = \frac{\pi^2}{4\tau_0^2} (\ln 4\tau_0 - 2). \quad (5)$$

Критерием применимости формулы (5) служит медленность изменения логарифма в (4) при $q \sim 1/\tau_0$ (т. е. необходимо выполнение условия $\ln \tau_0 \gg 1$). При интересующих нас значениях $\tau_0 \approx 20$ это условие не выполняется, и пользоваться формулой (5) нельзя.

Поскольку решение задачи комптонизации определяется только наименьшим собственным значением уравнения (1) и соответствующей собственной функцией, удобно воспользоваться вариационным методом. Решение уравнения (1) эквивалентно нахождению минимума функционала [3]

$$\begin{aligned} U &= \int_{-\tau_0}^{\tau_0} s^2(\tau) d\tau - \int_{-\tau_0}^{\tau_0} \int_{\tau_0}^{\tau_0} K(|\tau - \tau'|) s(\tau) s(\tau') d\tau d\tau' = \\ &= \int_{-\tau_0}^{\tau_0} s^2(\tau) \left\{ 1 - \int_{-\tau_0}^{\tau_0} K(|\tau - \tau'|) d\tau' \right\} d\tau + \\ &+ \frac{1}{2} \int_{-\tau_0}^{\tau_0} \int_{-\tau_0}^{\tau_0} K(|\tau - \tau'|) [s(\tau) - s(\tau')]^2 d\tau d\tau' \end{aligned} \quad (6)$$

при условии

$$\int_{-\tau_0}^{\tau_0} s^2 d\tau = 1.$$

Собственное значение $\frac{3}{4}\lambda$ тогда будет множителем Лагранжа задачи на условный экстремум. Для функции в фигурных скобках в (6) получим выражение

$$A(\tau) = 1 - \int_{-\tau_0}^{\tau_0} K(|\tau - \tau'|) d\tau' = 1 - \frac{3}{4} \int_0^1 d\mu \frac{(1-\mu^2)^2}{\mu} \int_{-\tau_0}^{\tau_0} e^{-\frac{1-\mu^2}{\mu}|\tau-\tau'|} d\tau' =$$

$$= \frac{3}{4} \int_0^1 (1-\mu^2) \left[e^{-\frac{1-\mu^2}{\mu}(\tau_0+\tau)} + e^{-\frac{1-\mu^2}{\mu}(\tau_0-\tau)} \right] d\mu. \quad (7)$$

При $\tau_0 \pm \tau \gg 1$, т. е. вдали от концов интервала, ее асимптотика равна

$$A(\tau) = \frac{3}{4} \frac{\tau_0^2 + \tau^2}{(\tau_0^2 - \tau^2)^2}. \quad (8)$$

Решение будем искать в виде

$$s(\tau) = \sum_{k=0}^N \alpha_k s_k(\tau), \quad (9)$$

где пробные функции имеют вид

$$s_k(\tau) = 1 - (\tau/\tau_0)^{2k}. \quad (10)$$

Вводя обозначения

$$U_{ik} = \int s_i s_k A d\tau + \frac{1}{2} \int K(|\tau - \tau'|) [s_i(\tau) - s_i(\tau')] [s_k(\tau) - s_k(\tau')] d\tau d\tau', \quad (11)$$

$$V_{ik} = \int s_i s_k d\tau = 2\tau_0 \left(1 - \frac{1}{2i+1} - \frac{1}{2k+1} + \frac{1}{2i+2k+1} \right),$$

запишем систему уравнений для коэффициентов α_k , минимизирующих функционал (6), в виде

$$\sum_{k=0}^N \left(U_{ik} - \frac{3}{4} \lambda V_{ik} \right) \alpha_k = 0, \quad i = 0, 1, 2, \dots, N. \quad (12)$$

Условие разрешимости системы (12) дает уравнение для λ :

$$\text{Det} \left| U_{ik} - \frac{3}{4} \lambda V_{ik} \right| = 0. \quad (13)$$

Поскольку нас интересует случай $\tau_0 \gg 1$, будем вычислять интегралы в (11) асимптотически в главном порядке по $1/\tau_0$. Для U_{00} имеем

$$U_{00} = \int_{-\tau_0}^{\tau_0} A(\tau) d\tau = \frac{1}{2} + O\left(\frac{1}{\tau_0}\right). \quad (14)$$

Как следует из оценок, приведенных в [1], величина λ , которая имеет смысл вероятности выхода фотона за время $t = (cN_e \tau_e)^{-1}$, имеет порядок $1/\tau_0^2$. Нетрудно видеть с учетом этого, что все элементы определителя (13), кроме элемента с $i = k = 0$, имеют порядок $1/\tau_0$. Отсюда следует, что если разложить определитель (13) по первой строке, первое слагаемое будет иметь на единицу более низкий порядок по $1/\tau_0$, чем остальные. Поэтому, интересуясь значением λ только в главном порядке по $1/\tau_0$, можно не вычислять элементов первой строки.

Далее мы ограничимся в сумме (9) первыми двумя членами ($N = 1$), поэтому для нахождения λ осталось вычислить только U_{11} :

$$U_{11} = \int_{-\tau_0}^{\tau_0} [1 - (\tau/\tau_0)^2]^2 A(\tau) d\tau + \frac{1}{2} \int_{-\tau_0}^{\tau_0} \int_{-\tau_0}^{\tau_0} K(|\tau - \tau'|) \frac{(\tau^2 - \tau'^2)}{\tau_0^4} d\tau d\tau'. \quad (15)$$

В первом интеграле функция $A(\tau)$ умножается на функцию, квадратично стремящуюся к нулю на концах интервала интегрирования. Это позволяет вместо точного значения $A(\tau)$, даваемого интегралом (7), подставить в (15) асимптотику (8). Во втором интеграле в (15) сделаем замену $u = (\tau + \tau')/\tau_0$, $v = (\tau - \tau')/\tau_0$. Получаем

$$U_{11} = \frac{3}{4\tau_0^2} \int_{-\tau_0}^{\tau_0} [1 + (\tau/\tau_0)^2] d\tau + \frac{3\tau_0^2}{16} \left\{ \int_{-2}^0 dv v^2 K(\tau_0 |v|) \int_{-2+v}^{2+v} u^2 du + \right. \\ \left. + \int_0^2 dv v^2 K(\tau_0 |v|) \int_{v-2}^{2-v} u^2 du \right\} = \frac{2}{\tau_0} + \frac{\tau_0^2}{4} \int_0^2 v^2 K(\tau_0 v) (8 - 12v + 6v^2 - v^3) dv. \quad (16)$$

Интеграл от $v^m K(\tau_0 v)$ при $m > 2$ элементарно вычисляется, если заметить, что в главном порядке по $1/\tau_0$ можно вместо точного значения $K(\tau_0 v)$ подставить асимптотику (3). При $m = 2$ этого сделать нельзя, нужно использовать точную формулу (12). Меняя порядок интегрирования, получим

$$I = \int_0^2 v^2 K(\tau_0 v) dv = \\ = \frac{2}{\tau_0} \int_0^1 \left\{ \frac{\mu^2}{1 - \mu^2} - e^{-2\tau_0 \frac{1 - \mu^2}{\mu}} \left[\frac{\mu^2}{1 - \mu^2} + 2\mu\tau_0 + 2(1 - \mu^2)\tau_0^2 \right] \right\} d\mu. \quad (17)$$

Интеграл по μ представляет собой разность двух интегралов, расходящихся при $\mu=1$. Заменив верхний предел на $1-\varepsilon$, можно вычислить каждый интеграл в отдельности, взять их разность, а затем положить $\varepsilon \rightarrow 0$. Первый интеграл вычисляется элементарно, во втором сделаем замену $y=1-\mu$ и учтем, что при $\tau_0 \gg 1$ основной вклад в него дает область $y \sim \frac{1}{\tau_0} \ll 1$. Получаем

$$I = \frac{2}{\tau_0} \left\{ -1 + \frac{1}{2} \ln \frac{2}{\varepsilon} - \int_{\varepsilon}^{\infty} e^{-4\tau_0 y} \left[\frac{1}{2y} + 2\tau_0 + 4y\tau_0^2 \right] dy \right\} = \\ = \frac{2}{\tau_0} \left(\ln 8\tau_0 + \gamma - \frac{7}{4} \right). \quad (18)$$

Здесь $\gamma = 0.577 \dots$ — постоянная Эйлера. Она появляется при разложении интегральной экспоненты в (18) по малым ε [4].

Окончательно получаем для собственного значения λ формулу

$$\lambda = \frac{5}{2\tau_0^2} \left(\ln 8\tau_0 + \gamma - \frac{13}{3} \right). \quad (19)$$

При $\ln \tau_0 \gg 1$ она совпадает с асимптотически точным соотношением (5) с точностью до замены коэффициента $5/2 = 2.5$ на $\pi^2/4 = 2.47$. Это свидетельствует о том, что вариационный метод обеспечивает хорошую точность. Поскольку при получении формулы (19) все интегралы вычислялись с точностью до $1/\tau_0$, эта формула применима практически при $\tau_0 > 10$.

3. Угловое распределение и поляризация излучения. В работе [1] было показано, что функция источников фотонов моды 2 $S(\nu, \tau)$ факторизуется

$$S(\nu, \tau) = s(\tau) Z(\nu). \quad (20)$$

Отсюда следует, что и выражение для интенсивности излучения $I = \frac{h\nu^3}{c^2} n$ также факторизуется. Опуская в дальнейшем размерный множитель, запишем интенсивность в виде

$$I(x, \vec{l}, \tau) = J(\vec{l}, \tau) F(x), \quad (21)$$

где $F = x^3 Z$, $x = h\nu/kT$. Угловое распределение J связано с функцией источников $s(\tau)$ обычным соотношением

$$J(\vec{l}, \tau) = \begin{cases} \sin^2 \psi \int_{-\tau_0}^{\tau} e^{-\frac{\sin^2 \psi}{\cos \theta} (\tau - \tau')} s(\tau') \frac{d\tau'}{\cos \theta}, & \cos \theta > 0 \\ -\sin^2 \psi \int_{\tau}^{\tau_0} e^{-\frac{\sin^2 \psi}{\cos \theta} (\tau' - \tau)} s(\tau') \frac{d\tau'}{\cos \theta}, & \cos \theta < 0. \end{cases} \quad (22)$$

Здесь, как и прежде, ψ — угол между направлением движения фотона и магнитным полем, θ — угол между направлением движения фотона и нормалью к излучающему слою (рис. 1.1). Если поле направлено по нормали, $\psi = \theta$.

В предыдущем разделе было показано, что в матрице коэффициентов системы (12) только коэффициент с $i=k=0$ имеет порядок $O(1)$, остальные же имеют порядок $O(1/\tau_0)$. Отсюда следует, что $a_0/a_1 \sim 1/\tau_0$. Поэтому можно считать, что в глубине слоя собственная функция совпадает с s_2 :

$$s = 1 - (\tau/\tau_0)^2. \quad (23)$$

Подставляя (23) в (22) получаем при $\tau_0 \pm \tau \gg 1$

$$J(\mu, \tau) = (1 - \tau^2/\tau_0^2) \frac{2}{1 - \mu^2} + \frac{2\tau\mu}{(1 - \mu^2)^2} - \frac{2\mu^3}{(1 - \mu^2)^3} - \\ - \left(\tau_0 + \frac{|\mu|}{1 - \mu^2} \right) \frac{|\mu|}{\tau_0^2 (1 - \mu^2)^2} \exp \left[-\frac{1 - \mu^2}{|\mu|} (\tau_0 + \tau \operatorname{sgn} \mu) \right]. \quad (24)$$

Здесь $\mu = \cos \theta$.

Подставляя (23) в (1.28), получим окончательное выражение для спектра излучения моды 1

$$\bar{F}_1(x) = \frac{\tau_0}{3} \left(\frac{x}{x_g} \right)^2 F_2(x). \quad (25)$$

Отметим, что в области $\mu > \frac{3}{4} \left(\frac{\nu}{\nu_g} \right)^2 \tau_0$, где фотоны моды 1 беспрятственно выходят из слоя, $I_1 \equiv F$, поскольку сечение $d\sigma_{21}$ не зависит от направления движения рассеянного фотона.

Для того, чтобы получить угловое распределение выходящего излучения моды 2 $J(\mu, \tau_0)$, необходимо знать поведение функции $s(\tau)$ вблизи границ слоя. В этой области функция $s(\tau)$ меняется на масштабах $(\tau_0 - \tau) \sim 1$, поэтому в рамках вариационного метода необходимую информацию можно получить, только сохранив в ряде (9) $N \gg 1$ членов. Про-

ще непосредственно «исправить» функцию (23) вблизи границ слоя, действуя на нее оператором, стоящим в правой части уравнения (1). Каждая такая « Λ -итерация» [5] улучшает исходную функцию на глубину $\tau \sim 1$. Поскольку в глубине слоя функция (23) является хорошим приближением к решению уравнения (1), уже одна Λ -итерация позволяет получить хорошее приближение для углового распределения излучения [5].

Введем переменную $y = \tau_0 - \tau$. Вблизи границы $\tau = \tau_0$ функция (23) меняется линейно

$$s = 2y/\tau_0. \quad (26)$$

Действуя на (26) оператором (1), получаем в главном порядке по $1/\tau_0$

$$\tilde{s}(y) = 2 \int_0^\infty K(|y - y'|) y' dy' = \frac{2y}{\tau_0} + \frac{3}{2\tau_0} \int_0^1 \mu e^{-\frac{1-\mu^2}{\mu} y} d\mu. \quad (27)$$

Видно, что поправка быстро убывает с ростом y , поэтому в глубине слоя функция s совпадает с (23). Учитывая, что такая же поправка возникает и у границы $\tau = -\tau_0$, получим окончательно «улучшенную» функцию источников в виде

$$\tilde{s}(\tau) = 1 - \tau^2/\tau_0^2 + \frac{3}{2\tau_0} \int_0^1 \mu \left(e^{-\frac{1-\mu^2}{\mu}(\tau_0-\tau)} + e^{-\frac{1-\mu^2}{\mu}(\tau_0+\tau)} \right) d\mu. \quad (28)$$

Подставляя (28) в (22), получим

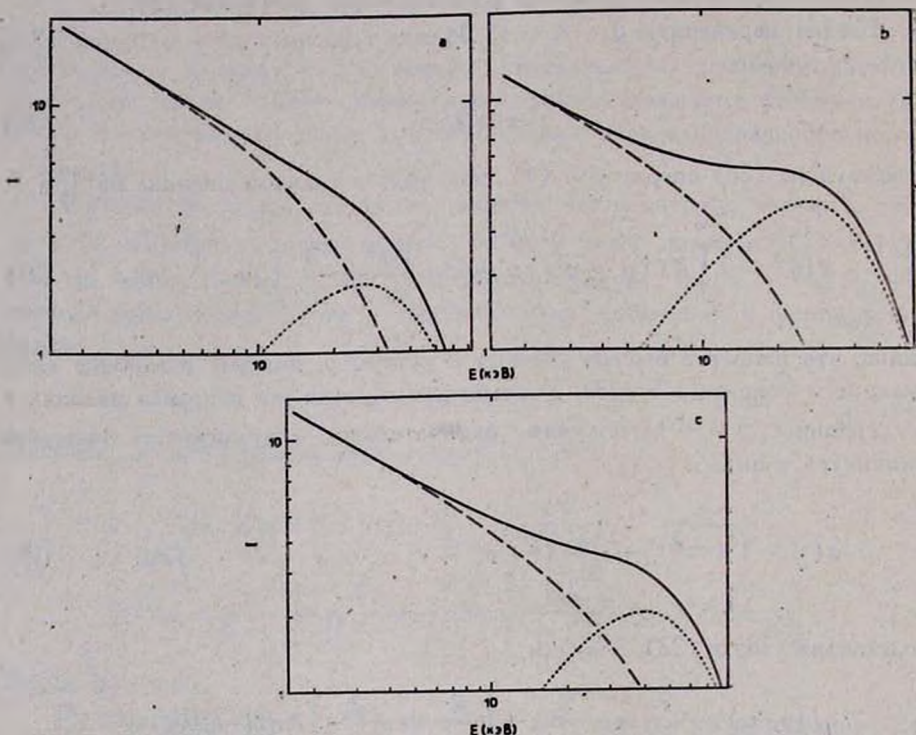
$$\begin{aligned} J(\mu, \tau_0) &= \frac{2}{\chi\tau_0} - \frac{2}{(\chi\tau_0)^2} + \left[\frac{2}{\chi\tau_0} + \frac{2}{(\chi\tau_0)^2} \right] \exp(-2\chi\tau_0) + \\ &+ \frac{3\chi}{2\tau_0} \left(\frac{2 + \chi^2}{2\sqrt{4 + \chi^2}} \ln \frac{2 + \chi + \sqrt{4 + \chi^2}}{2 + \chi - \sqrt{4 + \chi^2}} - 1 - \frac{\chi}{2} \ln \chi \right), \quad (29) \\ \chi &= \frac{1 - \mu^2}{\mu}. \end{aligned}$$

Сравнение с угловым распределением, полученным после двух Λ -итераций, показывает, что при углах $\theta < 80^\circ$ формула (29) обеспечивает точность 20—30%, и только в направлениях, почти касательных к излучающей поверхности, она занижает результат в 1.5—2 раза.

Полученные результаты иллюстрируются рис. 1, 2, на которых приведены угловое распределение и спектры излучения каждой моды. Видно, что поляризация излучения сильно зависит от угла и частоты и может да-

же менять знак. С помощью (21), (25) получаем для степени поляризации P соотношение

$$P = \frac{I_1 - I_2}{I_1 + I_2} = \frac{1 - 3(\nu_{\pi}/\nu)^2 J(\mu, \tau_0)}{1 + 3(\nu_{\pi}/\nu)^2 J(\mu, \tau_0)} \quad (30)$$



1. Спектры излучения плоского слоя с оптической полутолщиной $\tau_0 = 20$. Температура электронов 15 кэВ. Магнитное поле направлено перпендикулярно слою. Штриховая линия — спектр моды 2, пунктирная — мода 1, сплошная — суммарный спектр
а) $B = 10^{13}$ Гс, $\theta = 30^\circ$; б) $B = 10^{13}$ Гс, $\theta = 60^\circ$; в) $B = 2 \cdot 10^{13}$ Гс, $\theta = 60^\circ$.

4. Случай поля, направленного параллельно излучающему слою. В этом случае имеется два выделенных направления, поэтому кроме полярного угла θ введем азимутальный угол φ . Ядро (1.18) тогда примет вид

$$K(t) = \frac{3}{16\pi} \int (1 - \sin^2 \theta \cos^2 \varphi)^2 e^{-\frac{1 - \sin^2 \theta \cos^2 \varphi}{|\cos \theta|} t} \frac{d \cos \theta d\varphi}{|\cos \theta|} \quad (31)$$

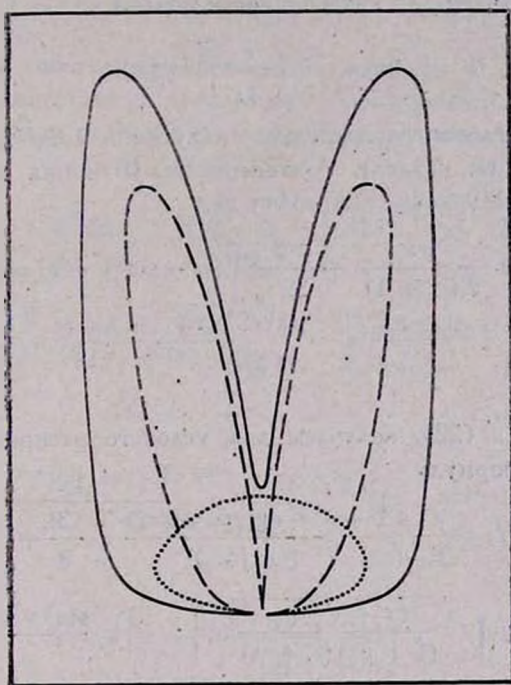
Благодаря тому, что в рассматриваемой геометрии «дырка» в сечении расположена вдоль излучающего слоя, можно пренебречь непосредственно вы-

летающими фотонами и решать задачу в диффузионном приближении. Раскладывая функцию $s(\tau)$ под интегралом в уравнении (1) в ряд Тейлора до второго порядка, получим

$$D \frac{d^2 s}{d\tau^2} = -\lambda s, \quad (32)$$

где

$$D = \frac{2}{3} \int \tau^2 K(|\tau|) d\tau \quad (33)$$



2. Угловое распределение излучения, выходящего из слоя с оптической толщиной $\tau_0 = 20$. Магнитное поле направлено перпендикулярно слою, $v/v_g = 0.15$. Штриховая кривая — мода 2, пунктирная — мода 1, сплошная — суммарное излучение. При углах $\theta > 70^\circ$, где слой непрозрачен относительно фотонов моды 1, угловое распределение показано схематически.

— коэффициент диффузии. Нетрудно показать, что (33) совпадает с обычным определением (I.12). Окончательно получаем

$$D = \frac{1}{2} \quad (34)$$

Решая уравнение (32) с граничными условиями Маршака

$$\left(D \frac{ds}{d\tau} - \frac{1}{2} s \right)_{\tau=\pm\tau_0} = 0, \quad (35)$$

получим

$$\lambda = \frac{\pi^2}{8(\tau_0 + 1)^2}, \quad (36)$$

$$s = \cos \frac{\pi \tau}{2(\tau_0 + 1)}. \quad (37)$$

Отсюда сразу получаем для интенсивности моды 1

$$F_1(x) = \frac{\tau_0}{\pi} \left(\frac{x}{x_g} \right)^2 F_2(x). \quad (38)$$

Чтобы получить угловое распределение излучения моды 2, воспользуемся, как и в предыдущем разделе, Λ -итерациями. Функция источников, «исправленная» вблизи границ слоя, имеет вид

$$s(\tau) = \cos \frac{\pi \tau}{2(\tau_0 + 1)} + \frac{3}{32\tau_0} \int (\mu - \sin^2 \varphi - \mu^2 \cos^2 \varphi) \times \\ \times \left[e^{-\frac{\sin^2 \varphi + \mu^2 \cos^2 \varphi}{\mu}(\tau_0 - \tau)} + e^{-\frac{\sin^2 \varphi + \mu^2 \cos^2 \varphi}{\mu}(\tau_0 + \tau)} \right] d\Omega. \quad (39)$$

Подставляя (39) в (22), получаем для углового распределения выходящего излучения формулу

$$J = \frac{\pi \chi}{2\tau_0} \left\{ \frac{1 + \chi + \exp(-2\chi\tau_0)}{\chi^2 + (\pi/4\tau_0)^2} - \frac{3}{8} + \right. \\ \left. + \frac{3}{4} (2 + \chi) \int_0^1 \mu \sqrt{\frac{\mu}{(1 + \mu\chi)(\chi + \mu)}} d\mu \right\}; \quad \chi = \frac{\sin^2 \varphi + \mu \cos^2 \varphi}{\mu}. \quad (40)$$

Интеграл в (40) при малых χ стремится к $\frac{1}{2} \left(1 - \frac{4}{3} \chi \right)$, а при $\chi \rightarrow \infty$ имеет асимптотику $\frac{1}{2\chi} \left[1 - \frac{4}{3\chi} \right]$. Объединяя эти предельные выражения в аппроксимационную формулу $(2\sqrt{1 + 8\chi/3 + \chi^2})^{-1}$, получим соотношение

$$J = \frac{\pi \chi}{2\tau_0} \left\{ \frac{1 + \chi + \exp(-2\chi\tau_0)}{\chi^2 + (\pi/4\tau_0)^2} - \frac{3}{8} + \frac{3}{8} \frac{2 + \chi}{\sqrt{1 + 8\chi/3 + \chi^2}} \right\}, \quad (40')$$

которое с точностью до нескольких процентов совпадает с (40). Видно,

что в рассматриваемом случае диаграмма направленности также вытянута вдоль направления магнитного поля (ему соответствуют малые χ).

5. *Решение задачи с источниками фотонов.* До сих пор мы предполагали, что фотоны генерируются на низких частотах ν_0 и искали решение в области $\nu > \nu_0$. Чтобы получить нормировку этого решения, в правую часть уравнения (1.6) следует добавить член, описывающий источники фотонов (имеются в виду только источники фотонов моды 2, т. к. для моды 1 система прозрачна). Будем считать, что они распределены по объему излучающей области, в соответствии с собственной функцией уравнения

(1.21) $\frac{1}{c\sigma_T N_s} \left(\frac{dn}{dt} \right)_0 = f(x_0) s(\tau)$ (в общем случае следует разложить функцию источников по собственным функциям уравнения (1.21)). В силу линейности задачи достаточно рассмотреть монохроматический источник. Тогда решением задачи является функция Грина уравнения (1.20):

$$G(x, x_0) = \frac{15}{4} \frac{m_e c^2}{kT} \frac{x \Gamma(\beta - x + 1/2)}{\Gamma(2\beta + 1)} \frac{\exp\left(\frac{x_0 - x}{2}\right)}{x^2} \times \\ \times \begin{cases} W_{x, \beta}(2x_0/x) M_{x, \beta}(2x/x), & 0 < x < x_0 \\ M_{x, \beta}(2x_0/x) W_{x, \beta}(2x/x), & x > x_0 \end{cases} \quad (41)$$

Здесь

$$M_{x, \beta}(x) = \frac{2^{-2\beta} \Gamma(2\beta + 1) x^{\beta+1/2}}{\Gamma(\beta - x + 1/2) \Gamma(\beta + x + 1/2)} \int_{-1}^1 e^{1/2 x t} (1-t)^{\beta+x-1/2} (1+t)^{\beta-x-1/2} dt, \quad (42)$$

$$x = 2 \left[1 + \frac{15}{2} \frac{m_e c^2 kT}{(h\nu_g)^2} \right]^{-1/2}, \quad (43)$$

$$\beta = \sqrt{\frac{9}{4} + \frac{15}{2} \frac{m_e c^2}{kT} \lambda}. \quad (44)$$

При произвольном спектре источников комптонизация установит спектр

$$F_2(x) = x^3 \int_0^\infty G(x, x_0) f(x_0) dx_0. \quad (45)$$

Полная энергия излучения моды 2, выходящего за время $t = (c\sigma_T N_s)^{-1}$ с единицы поверхности слоя, дается соотношением

$$L_2 = \lambda \int_{-\infty}^{\infty} s(\tau) d\tau \frac{4\pi (kT)^4}{(hc)^3 \sigma_T N_e} \int_0^{\infty} F_2(x) dx. \quad (46)$$

Множитель $\lambda \int s(\tau) d\tau$ возник потому, что, как нетрудно усмотреть из уравнения (I.21), λ имеет смысл вероятности ухода фотона из системы, и, следовательно, полное число выходящих фотонов равно $\lambda \int s d\tau$.

Если монохроматический источник фотонов находится на малой частоте $x_0 \ll 1$, можно получить аналитическую связь между мощностью источника L_0 и светимостью слоя L . Для этого заметим, что в наиболее интересном случае, когда спектральный индекс на низких частотах $\alpha < 1$, основная энергия в спектре приходится на область частот $x \sim 1$, в которой спектр описывается верхней формулой в (41). Область $x < x_0$, в которой спектр имеет другой вид, дает в светимость пренебрежимо малый вклад, поэтому в формулу (46) можно подставить только верхнее выражение из (41). Тогда интеграл выражается через гипергеометрическую функцию $F(a, b; c; z)$ [4]:

$$\frac{L_2}{L_0} = \frac{2^{3\beta-3.5} \pi (4\beta^2 - 1) (4\beta^2 - 9)^2}{x^{\beta-2.5} (2+x)^{3+2.5} \cos \pi\beta} \frac{\Gamma(\beta - x + 0.5)}{\Gamma(2\beta + 1) \Gamma(3 - x)} \times \\ \times x_0^{\beta-2.5} F\left(\beta + 2.5, \beta - x + 0.5; 3 - x; \frac{x-2}{x+2}\right). \quad (47)$$

С помощью соотношения (I.28) нетрудно точно так же получить выражение для мощности излучения моды 1:

$$\frac{L_1}{L_0} = \frac{2^{2\beta-3.5} \pi (4\beta^2 - 1) (4\beta^2 - 9) (4\beta^2 - 25) (4\beta^2 - 49)}{x^{\beta-4.5} (2+x)^{3+4.5} \cos \pi\beta} \times \\ \times \frac{\Gamma(\beta - x + 0.5)}{\Gamma(2\beta + 1) \Gamma(5 - x)} x_0^{\beta-2.5} F\left(\beta + 4.5, \beta - x + 0.5; 5 - x; \frac{x-2}{x+2}\right). \quad (48)$$

6. **Заключение.** Мы рассмотрели задачу о влиянии комптонизации на спектр излучения плазмы при $\nu \ll \nu_e$ в условиях преобладания поляризации вакуума. В рассматриваемой ситуации индуцированными процессами, как правило, можно пренебречь, поэтому задача линейна и достаточно найти функцию Грина — спектр излучения при монохроматическом источнике фотонов. В свою очередь функция Грина определяется решением однородной задачи. В случае, когда среда прозрачна относительно фотонов моды 1 (условие 1.5), необходимо решать только уравнение переноса фотонов моды 2. Оно сводится к уравнению (I.17) относительно усредненной

по углам функции распределения фотонов (I.14). Частотные и пространственные переменные в этом уравнении разделяются.

Частотный спектр описывается уравнением Уиттекера (I.20), из линейно независимых решений которого стандартным образом конструируется функция Грина (41), (43), (44). Она определяется температурой среды T , гирочастотой ν_g и оптической толщиной τ_0 . Зависимость от последнего параметра содержится в собственном значении λ задачи переноса (I.21). Эта величина для случаев, когда магнитное поле перпендикулярно и параллельно излучающему слою, дается соответственно формулами (19) и (36). При произвольном спектре источников фотонов спектр выходящего излучения дается формулой (45). Зная спектр излучения моды 2, легко получить спектр излучения моды 1, возникающего за счет рассеяния $2 \rightarrow 1$. Он дается соотношением (25).

Угловое распределение выходящего излучения (каждой моды) не зависит от частоты, поскольку переменные в задаче разделяются $I_i(\nu, \vec{l}) = J_i(\vec{l}) F_i(\nu)$. Угловое распределение излучения моды 1 изотропно, $I_1(\nu, \vec{l}) = F_1(\nu)$, поскольку среда предполагается прозрачной для этого излучения. Диаграмма направленности излучения моды 2 дается формулами (29) и (40') соответственно для двух рассмотренных направлений магнитного поля. В обоих случаях диаграмма оказывается вытянутой вдоль направления поля. Как видно из примеров спектров излучения, приведенных на рис. 1, вид суммарного спектра зависит от угла только потому, что меняется относительная интенсивность каждой моды (рис. 2), хотя спектр каждой моды остается неизменным. Роль моды 1 возрастает с возрастанием частоты и с увеличением угла между магнитным полем и направлением наблюдения.

Институт космических исследований
АН СССР

COMPTONIZATION IN THE SUPERSTRONG MAGNETIC FIELD. II

YU. E. LYUBARSKY

The scattering of radiation on electrons in the superstrong magnetic field ($\nu_g \gg \nu$) is considered. Eigenfunctions and eigenvalues of operator of radiation transfer are obtained. The results are applied to solution of the problem of comptonization of soft photons in the hot plasma.

ЛИТЕРАТУРА

1. Ю. Э. Любарский, *Астрофизика*, 28, 183, 1988.
2. H. Widom, *Trans. Am. Math. Soc.*, 106, 391, 1963.
3. T. Holstein, *Phys. Rev.*, 83, 1159, 1951.
4. И. С. Градштейн, И. М. Рыжик, *Таблицы интегралов, сумм, рядов и произведений*, Наука, М., 1971.
5. Д. Михалас, *Звездные атмосферы*, Наука, М., 1982.

УДК: 52—64

К РЕШЕНИЮ ЗАДАЧИ ПЕРЕНОСА ИЗЛУЧЕНИЯ В ПЛОСКОМ СЛОЕ ДЛЯ МОДЕЛИ ПОЛНОГО ПЕРЕРАСПРЕДЕЛЕНИЯ ПО ЧАСТОТАМ. II. ТРЕХМЕРНАЯ СРЕДА

Р. Г. ГАБРИЕЛЯН, А. Р. ЖРГТЧЯН, М. А. МНАЦАКАНЯН,
Х. В. КОТАНДЖЯН

Поступила 29 марта 1986

Принята к печати 20 октября 1987

В первой части работы были получены приближенные аналитические решения задачи переноса излучения в модели полного перераспределения по частотам в одномерной среде конечной толщины. Здесь приводятся аналогичные решения для случая плоскопараллельного однородного слоя при сферической индикатрисе рассеяния. Точность этих решений выше по сравнению с одномерным случаем и составляет доли процента в центре линии. С увеличением толщины точность решений быстро возрастает. Для иллюстрации приводятся таблицы φ - и ψ -функций Амбарцумяна в случае лоренцовского профиля. Обсуждается выводимое из высокоточных решений асимптотическое приближение при больших толщинах слоя и в окрестности центра линии.

1. Введение. Нахождение аналитических решений задачи о переносе излучения в плоско-параллельной среде конечной толщины, для модели полного перераспределения по частотам внутри линии, в точном виде представляется в принципе невозможным. Известны лишь асимптотические решения, да и то только для X - и Y -функций для слоя большой оптической толщины, но справедливые лишь в непосредственной окрестности центра линии. Однако погрешность этих решений, будь они записаны и для общей постановки задачи, слишком велика (и быстро растет с удалением от центра линии), и подобные асимптотические решения в модели перераспределения по частотам явно не могут быть удовлетворительными для прикладных целей.

В предыдущей работе авторов [1] найдены высокоточные аналитические решения задачи о переносе излучения в случае одномерной среды конечной толщины в общей модели полного перераспределения. Погрешность этих решений порядка процентов — практически во всей области частот, уже для слоя нулевой толщины (в центральной частоте). С увеличением толщины слоя точность этих решений быстро возрастает.

При выводе подобных решений в случае трехмерной среды (с изотропным рассеянием) принципиальных затруднений не возникает, и соответствующие окончательные выражения могут быть записаны даже формально — по аналогии с одномерным случаем. Более того, из простых соображений касательно асимптотического характера приближения, априорно ясно, что в случае трехмерной среды наши решения должны быть значительно точнее. Безусловно, есть и отличительные особенности, характеризующие трехмерный случай, и с их обсуждения мы и начнем изложение.

В рассматриваемой задаче элементарный акт рассеяния характеризуется функцией перераспределения по частотам $\alpha(x)/\alpha_0$, где α_0 — постоянная нормировки функции $\alpha(x)$, и сферической индикатрисой. Как известно, (см., например, [2]), в этом случае все, без исключения, величины, описывающие процесс рассеяния в плоско-параллельной среде, в зависимости от частоты x (безразмерной частоты относительно центра линии) и направления η (косинуса угла, образованного со внешней нормалью к одной границе) можно выразить посредством одной комбинации от этих двух переменных, а именно $z = \frac{\eta}{\alpha(x)}$. При этом во всех интегральных соотношениях процедура двукратного интегрирования по x и η заменяется однократным интегрированием по новой переменной

$$\int_{-\infty}^{\infty} \int_0^1 \dots dx d\eta \rightarrow \int_0^{\infty} \dots G(z) dz,$$

в результате чего появляется дополнительная «характеристическая» функция $G(z)$, определяемая выражением

$$G(z) = \begin{cases} \frac{2}{\alpha_0} \int_0^{\infty} \alpha^2(x) dx, & |z| \leq 1, \\ \frac{2}{\alpha_0} \int_{x(z)}^{\infty} \alpha^2(x) dx, & |z| > 1, \end{cases} \quad (1)$$

где $\alpha(x(z)) = 1/z$, $x(z) > 0$.

В такой формулировке сохраняет силу вероятностная трактовка процессов переноса, если учесть, что величина $\frac{\lambda}{2} G(z)$ представляет вероятность того, что поглощенный квант переизлучится в таких интервалах

частот x и направлении η , что соответствующее отношение $\eta^2 a(x)$ будет лежать в единичном интервале новой переменной z .

Например, используемая нами функция Амбарцумяна $\frac{\lambda}{2} \varphi(z)$ для полубесконечной среды будет иметь смысл плотности вероятности выхода из полубесконечной среды кванта — в единичном интервале переменной в окрестности ее данного значения, если на границе среды имеется поглощенный квант (независимо от его начальной частоты и направления). Эта вероятность отличается от общепринятой формы $H(z)$, носящей смысл «приведенной», а не обычной вероятности, множителем $\frac{\lambda}{2} G(z)$. И всюду ниже мы будем пользоваться только обычными вероятностными величинами, в частности, вместо X - и Y -функций будут использованы соответствующие вероятности, ибо только вероятностная трактовка допускает, помимо наглядности, единственно правильную физическую интерпретацию основных соотношений, лежащих в основе наших выводов [3].

2. *Характеристики полубесконечной среды.* Для поверхностной функции Грина полубесконечной среды $\bar{Y}(\tau, x, x', \eta, \xi)$ и $\bar{Z}(\tau, x, x', \eta, \xi)$ в новых переменных z, z' введем обозначения: $Y(\tau, z, z')$ — плотность вероятности того, что квант, летящий на глубине τ полубесконечной среды в направлении к ее границе со значением переменной z' , выйдет из среды со значением z , и аналогичное, $Z(\tau, z, z')$ — в случае кванта, первоначально летящего в направлении вглубь среды. Для них справедливы соотношения [4]

$$\begin{aligned} Y(\tau_1 + \tau_2, z, z') &= \int_0^{\infty} Y(\tau_1, z, z'') Y(\tau_2, z'', z') dz'', \\ Z(\tau_1 + \tau_2, z, z') &= \int_0^{\infty} Y(\tau_1, z, z'') Z(\tau_2, z'', z') dz'' \end{aligned} \quad (2)$$

и явные представления [4]:

$$\begin{aligned} Y(\tau, z, z') &= \frac{\lambda}{2} z \varphi(z) \frac{F(\tau, z) - F(\tau, z')}{z - z'} G(z') + e^{-\tau/z} \delta(z - z'), \\ Z(\tau, z, z') &= \frac{\lambda}{2} z \varphi(z) \frac{F(\tau, z) + \tilde{F}(\tau, z')}{z + z'} G(z'), \end{aligned} \quad (3)$$

где функции F и $\tilde{F}$ представляются в виде

$$F(\tau, z) = \frac{P(\tau, z)}{\frac{\lambda}{2} \varphi(z)} = \frac{P(\tau, z)}{P(0, z)}, \quad (4)$$

$$\bar{F}(\tau, z) = z \varphi(z) \int_0^{\infty} \frac{P(\tau, z')}{z + z'} G(z') dz',$$

а $P(\tau, z)$ — плотность вероятности выхода кванта, поглощенного на глубине τ полубесконечной среды.

Как и в случае изотропного рассеяния по направлениям монохроматического излучения в трехмерной среде имеют место соотношения типа

$$P(\tau, \tau_0, z) = Y(\tau, \tau_0, z, 0) = Z(\tau, \tau_0, z, 0),$$

связанные с тем, что значению $z' = 0$ отвечает квант, летящий параллельно границе среды ($\zeta = 0$), который рано или поздно должен поглотиться на той же глубине τ в слое τ_0 (оптическую глубину или толщину, как и принято, отсчитываем от центральной частоты линии). Точно так же, заменой (знака) z на $-z$ мы можем перейти, скажем, от Y к Z , ибо перемена знака в Z эквивалентна перемене пространственного направления на обратное. Здесь мы не будем расписывать многочисленные, хотя и полезные, подобные соотношения, отсылая читателя к [4].

3. *Решение задачи.* Запишем основные соотношения метода сведения, устанавливающие линейную связь решений задачи переноса для слоя конечной толщины с таковыми для полубесконечной среды:

$$\begin{aligned} j^+(z) &= j^+(z) + \int_0^{\infty} Z(\tau_0, z, z') j^-(z') dz', \\ j^-(z) &= j^-(z) + \int_0^{\infty} Z(\tau_0, z, z') j^+(z') dz'. \end{aligned} \quad (5)$$

Здесь $j^{\pm}(z)$ — плотность вероятности выхода кванта через ту или иную глубину слоя толщины τ_0 при произвольном распределении в нем летящих и поглощенных первичных квантов, а $J^{\pm}(z)$ — аналогичная величина для полубесконечной среды (см. [1]).

Решение задачи во многих отношениях удобно представить относительно суммы $s = j^+ + j^-$ и разности $h = j^- - j^+$ искомых величин j^+ и j^- путем сложения и вычитания уравнений (5).

Мы опускаем вывод искомых высокочастотных аналитических решений, совершенно аналогичный таковому в одномерном случае [1], но обсудим несколько подробнее характер основного приближения, используемого при этом. Оно сводится к тому, что всюду под интегралом величина $\tilde{F}(\tau_0, z)$ — при значении τ_0 , соответствующем толщине слоя, заменяется ее асимптотическим поведением $C(\tau_0)z$. Другими словами, используется приближение:

$$z \int_0^{\infty} \dots \tilde{F}(\tau_0, z') \frac{dz'}{z \pm z'} \rightarrow \tilde{F}(\tau_0, z) \int_0^{\infty} \dots \frac{z' dz'}{z \pm z'}. \quad (6)$$

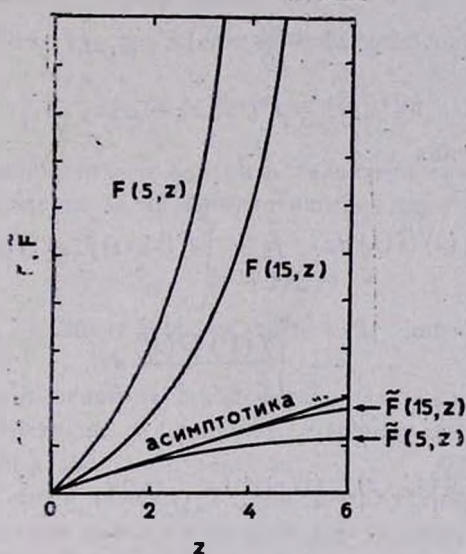


Рис. 1. Сравнительный ход кривых $F(\tau, z)$ и $\tilde{F}(\tau, z)$ и их асимптотического поведения при $\tau_0 \gg z$ (лоренцовский профиль).

Рис. 1 дает представление о том, насколько величина $\tilde{F}(\tau_0, z)$ лучше аппроксимируется асимптотическим поведением $C(\tau_0)z$ по сравнению с величиной $F(\tau_0, z)$ (таблицы этих функций даны в Приложении), имеющей то же поведение при $\tau_0 \gg z$. На бесконечности обе величины стремятся к постоянным значениям ($\lambda \neq 1$), в то время как асимптотика возрастает линейно с z . Но в силу очень быстрого убывания с ростом z других величин, входящих в подинтегральные выражения основного приближения, такое расхождение вносит лишь незначительную ошибку в значения этих интегралов, в результате чего наши решения оказываются чрезвычай-

но большой точности. (На рисунке масштабы по оси ординат приняты так, чтобы при различных τ_0 постоянная $C(\tau_0)$ была одинаковой).

Приведем окончательные выражения:

$$\begin{cases} s(z) = S(z) - \alpha(\tau_0, z) s_0 - \beta(\tau_0, z) s_s, \\ s_s = S_s - P_s(\tau_0) s_0, \quad s_0 = \frac{S_0 - S_\beta}{1 + \alpha_0(\tau_0) - P_\beta(\tau_0)}; \\ h(z) = H(z) + \alpha(\tau_0, z) h_0 + \beta(\tau_0, z) h_s, \\ h_s = H_s + P_s(\tau_0) h_0, \quad h_0 = \frac{H_0 + H_\beta}{1 - \alpha_0(\tau_0) - P_\beta(\tau_0)}, \end{cases} \quad (7)$$

где

$$\begin{aligned} \alpha(\tau_0, z) &= \frac{\lambda}{2} \varphi(z) \tilde{F}(\tau_0, z), \\ \beta(\tau_0, z) &= P(\tau_0, z) - \alpha(\tau_0, z) \end{aligned} \quad (8)$$

и введены обозначения

$$\begin{aligned} f_0 &\equiv \int_0^\infty f(z) G(z) dz, \quad \tilde{f}_0 \equiv \int_0^\infty F(\tau_0, z) f(z) G(z) dz, \\ f_s &\equiv z \int_0^\infty \frac{f(z') G(z')}{z + z'} dz', \\ f_\beta &\equiv \int_0^\infty \beta(\tau_0, z) f_s G(z) dz = \beta_0(\tau_0) f_0 - \sqrt{1 - \lambda} \tilde{f}_0. \end{aligned} \quad (9)$$

Эти решения выглядят значительно проще по сравнению с аналогичными решениями для случая монохроматического решения по той простой причине, что в случае перераспределения по частотам отсутствует характеристическая постоянная k (в асимптотике $\tau_0 \gg z$), отвечающая дискретному значению спектра — собственному решению, в то время как решение не консервативное ($\lambda \neq 1$). Кстати, случаю $\lambda = 1$ будет посвящена отдельная работа.

Перейдем к выводу приближенных и асимптотических форм из наших высокоточных аналитических решений, использующих приближение (6).

Если использовать также приближение, состоящее в замене под интегралом величины $F(\tau_0, z)$ ее асимптотическим поведением $C(\tau_0)z$ (но не

в явном виде), то решения заметно упростятся, поскольку при этом нужно положить все моменты типа $f_s \rightarrow 0$. Тогда

$$\begin{cases} s = S - as_s - \beta s_s, \\ s_s = S_s - P_s s_0, \\ s_0 = \frac{S_0}{1 + a_0}, \end{cases} \quad \begin{cases} h = H + ah_0 - \beta h_s, \\ h_s = H_s + P_s \cdot h_0, \\ h_0 = \frac{H_0}{1 - a_0}. \end{cases} \quad (10)$$

По точности такие решения лишь незначительно уступают предыдущим.

Более существенное упрощение, но связанное с большой потерей точности, связано с использованием также приближения $F(\tau_0, z) = C(\tau_0) \cdot z$ в явном виде, а не только под интегралами. Тогда нужно положить $\beta \rightarrow 0$, и решения примут асимптотическую форму

$$\begin{aligned} s &= S - a(\tau_0, z) s_0, & h &= H + a(\tau_0, z) h_0, \\ s_0 &= \frac{S_0}{1 + a_0(\tau_0)}, & h_0 &= \frac{H_0}{1 - a_0(\tau_0)}. \end{aligned} \quad (11)$$

При этом, вообще говоря, нужно заменить характеристики полубесконечных сред, S и H , содержание τ_0 , их асимптотическим поведением при больших $\tau_0 \gg z$,

$$S \rightarrow S_{ac}, \quad H \rightarrow H_{ac}, \quad (12)$$

и мы получим аналог асимптотических решений, известных для X - и Y -функций [2].

Погрешности этих решений слишком велики (см. [5], где асимптотические решения (11) сравнены с точными); Y -функция, например, заметно отличается от точной даже при больших τ_0 .

Следует отметить, что в литературе известны ряд приближенных формул для функции источника в модели полного перераспределения по частотам, погрешности которых, однако, слишком велики (см., например, [6]), чтобы проводить здесь сравнения с ними наших решений. В лучшем случае они справедливы с точностью до множителя 2.

4. Численные решения. Для иллюстрации точности найденных высокоточных аналитических решений приведем результаты расчетов φ - и ψ -функций для случая лоренцевского профиля, когда

$$\begin{aligned} \varphi(\tau_0, z) &= \varphi(z) - \frac{2}{\lambda} \cdot \frac{\tilde{F}(\tau_0, z)}{\varphi(z)} \beta(\tau_0, z) \left(1 - \frac{\lambda}{2} \varphi_0\right) - \frac{\lambda}{2} \varphi(z) \tilde{F}(\tau_0, z) \psi_0, \\ \psi(\tau_0, z) &= \varphi(z) \tilde{F}(\tau_0, z) \left(1 - \frac{\lambda}{2} \varphi_0\right) + \frac{2}{\lambda} \cdot \frac{\beta(\tau_0, z)}{\varphi(z)} \left(1 - \frac{\lambda}{2} \psi_0 \tilde{F}(\tau_0, z)\right), \end{aligned} \quad (13)$$

$$\frac{\lambda}{2} \varphi_0 = \frac{s_0 + h_0}{2}, \quad \frac{\lambda}{2} \psi_0 = \frac{s_0 - h_0}{2}.$$

Для сравнения, в табл. 1 и 2 приведены расчеты φ - и ψ -функций с помощью аналитических выражений (13) (первая строка), численного решения уравнений (11) методом дискретизации (вторая строка). Расчеты проведены для 20 значений $z = \operatorname{tg}\left(\frac{\pi}{2}\sigma\right)$, где σ меняется равномерно от 0 до 1 (для удобства сравнения в литературе с известными данными приведены X - и Y -функции).

Мы видим, что точность решений действительно выше, чем в одномерном случае. Это понятно, поскольку при той же оптической глубине в трехмерной среде кванты летят, в среднем, под углом с $\zeta = 1/2$ к нормали и поэтому претерпевают в среднем большее число рассеяний по сравнению с одномерной средой, что и обеспечивает лучшую асимптотическую аппроксимацию, функции $\tilde{F}$, впрочем, как и F .

Далее, как и следовало ожидать, решение для φ сравнительно точнее, чем для ψ . Точность возрастает с ростом толщины слоя τ_0 , с уменьшением λ и при стремлении z к 0, то есть с приближением к центру линии. Но решения справедливы с точностью до долей процентов практически во всей области частот z .

Институт прикладных проблем
физики АН Арм.ССР
Бюраканская астрофизическая
обсерватория

ON THE SOLUTION OF THE PROBLEM OF RADIATION TRANSFER IN A PLANE LAYER FOR THE MODEL OF THE FREQUENCY COMPLETE REDISTRIBUTION II. THREE-DIMENSIONAL MEDIUM

R. G. GABRIELIAN, A. R. MKRTCHIAN, M. A. MNATSAKIAN,
KH. V. KOTANJIAN

High accuracy approximated analytical solutions of the problem of light isotropic scattering in three-dimensional medium of finite optical thickness are obtained in the case of frequency complete redistribution and are practically valid for all the frequencies. When the layer thickness is large, they are reduced to their asymptotic forms. For Ambartsumian's functions φ and ψ numerical illustrations are given.

Таблица 1

ПРИБЛИЖЕННЫЕ И ТОЧНЫЕ ЗНАЧЕНИЯ X - И Y -ФУНКЦИЙ ПРИ ЛОРЕНЦОВСКОМ
ПРОФИЛЕ, $\lambda = 0.65$

$\frac{x}{x_0}$	0.1		1		5		10		∞
	X	Y	X	Y	X	Y	X	Y	$H(z)$
0.257	1.04585	0.71843	1.09515	0.05489	1.10043	0.00405	1.10070	0.00137	1.1008
	1.04655	0.71463	1.09744	0.05767	1.10063	0.00444	1.10075	0.00148	
0.51	1.05424	0.87226	1.13746	0.21686	1.15143	0.00973	1.15196	0.00303	1.1521
	1.05033	0.86246	1.13991	0.21873	1.15180	0.01031	1.15206	0.00321	
1.0	1.06448	0.96580	1.17892	0.49601	1.21430	0.03398	1.21547	0.00726	1.2158
	1.05258	0.96042	1.17896	0.49306	1.21492	0.03454	1.21565	0.00750	
2.04	1.07874	1.02902	1.20657	0.72268	1.28712	0.17268	1.29128	0.03124	1.2920
	1.05416	0.99489	1.20902	0.78347	1.28785	0.17165	1.29159	0.03130	
3.08	1.08876	1.05519	1.23244	0.92991	1.32664	0.33806	1.33521	0.09004	1.3368
	1.05522	1.01086	1.22140	0.91011	1.32719	0.33480	1.33563	0.08945	
4.83	1.10082	1.07940	1.24847	1.04439	1.36434	0.56728	1.38025	0.23340	1.3844
	1.05664	1.02314	1.23157	1.01629	1.36447	0.56076	1.38087	0.23124	
7.03	1.11146	1.09665	1.26029	1.11484	1.39036	0.75840	1.41334	0.41012	1.4216
	1.05829	1.03050	1.23849	1.08000	1.39015	0.74920	1.41430	0.40621	
10.58	1.12331	1.11316	1.27206	1.17142	1.41349	0.94020	1.44390	0.62711	1.4590
	1.06072	1.03689	1.24529	1.12999	1.41316	0.92886	1.44558	0.62163	

Таблица 2

ПРИБЛИЖЕННЫЕ И ТОЧНЫЕ ЗНАЧЕНИЯ X - И Y -ФУНКЦИЙ ПРИ ЛОРЕНЦОВСКОМ ПРОФИЛЕ,
 $\lambda = 0.99$

x τ_0	0.1		1		5		10	
	X	Y	X	Y	X	Y	X	Y
0.257	1.07658	0.74043	1.16737	0.08236	1.18804	0.01189	1.19069	0.00511
	1.07836	0.73591	1.17444	0.09073	1.14449	0.01480	1.19134	0.00656
0.51	1.09368	0.90185	1.24866	0.27831	1.29772	0.02987	1.30331	0.01216
	1.08635	0.87473	1.25613	0.28500	1.30083	0.03456	1.30464	0.01475
1.0	1.11847	1.00898	1.33691	0.60456	1.44993	0.09027	1.46224	0.03118
	1.09369	0.96817	1.33557	0.59687	1.45502	0.09580	1.46479	0.03519
2.04	1.16225	1.10274	1.43090	0.96046	1.65430	0.32679	1.68751	0.10596
	1.10360	1.01533	1.40464	0.91520	1.65857	0.32547	1.69185	0.11005
3.08	1.20042	1.16030	1.48819	1.12998	1.78277	0.57383	1.84074	0.23071
	1.11226	1.03107	1.43986	1.05017	1.78168	0.56079	1.84532	0.23183
4.83	1.25569	1.23832	1.55538	1.30090	1.92414	0.91191	2.02098	0.48980
	1.12500	1.04602	1.47504	1.16960	1.91009	0.87788	2.02292	0.28280
7.03	1.31423	1.31958	1.62005	1.42836	2.04176	1.19169	2.17543	0.78393
	1.14019	1.05800	1.50736	1.24263	2.01132	1.13520	2.17152	0.76719
10.58	1.39149	1.43135	1.70440	1.55897	2.17493	1.45090	2.34757	1.11450
	1.16360	1.07325	1.55125	1.30081	2.12244	1.36739	2.33378	1.08790

ФУНКЦИИ $F(\tau, z)$ И $\tilde{F}(\tau, z)$ ПРИ ЛОРЕНЦОВСКОМ ПРОФИЛЕ, $\lambda = 0.65$

z	0.1		1		5		10		15	
	F	$\tilde{F}$	F	$\tilde{F}$	F	$\tilde{F}$	F	$\tilde{F}$	F	$\tilde{F}$
.073	.3111	.2878-1	.1097-1	.9606-2	.1608-2	.1537-2	.5768-3	.5634-3	.3104-3	.3054-3
.158	.5730	.5134-1	.2588-1	.1829-1	.3318-2	.3030-2	.1175-2	.1121-2	.6301-3	.6098-3
.240	.7061	.7061-1	.5506-1	.2634-1	.5167-2	.4498-2	.1805-2	.1679-2	.9636-3	.9170-3
.325	.7843	.8782-1	.1019	.3396-1	.7208-2	.5964-2	.2477-2	.2247-2	.1316-2	.1230-2
.414	.8370	.1036	.1619	.4129-1	.9521-2	.7446-2	.3207-2	.2831-2	.1695-2	.1555-2
.510	.8743	.1185	.2282	.4847-1	.1225-1	.8966-2	.4014-2	.3439-2	.2108-2	.1896-2
.613	.9033	.1329	.2987	.5562-1	.1573-1	.1054-1	.4923-2	.4082-2	.2567-2	.2259-2
.727	.9257	.1470	.3687	.6284-1	.2049-1	.1221-1	.5975-2	.4772-2	.3086-2	.2651-2
.854	.9447	.1611	.4403	.7026-1	.2751-1	.1400-1	.7233-2	.5525-2	.3688-2	.3081-2
1.000	.9599	.1754	.5080	.7800-1	.3783-1	.1595-1	.8817-2	.6360-2	.4405-2	.3563-2
1.171	.9743	.1903	.5799	.8623-1	.5401-1	.1811-1	.1098-1	.7304-2	.5290-2	.4112-2
1.376	.9862	.2059	.6481	.9513	.7758-1	.2057-1	.1427-1	.8397-2	.6447-2	.4753-2
1.632	.9976	.2227	.7193	.1049	.1134	.2342-1	.1993-1	.9695-2	.8109-2	.5522-2
1.963	1.0075	.2412	.7882	.1161	.1641	.2683-1	.3031-1	.1128-1	.1087-1	.6475-2
2.414	1.0172	.2622	.8608	.1290	.2392	.3105-1	.5122-1	.1331-1	.1656-1	.7708-2
3.078	1.0259	.2867	.9325	.1448	.3434	.3653-1	.9272-1	.1603-1	.3024-1	.9393-2
4.165	1.0346	.3167	1.0090	.1648	.4955	.4412-1	.1798	.1997-1	.6851-1	.1188-1
6.314	1.0428	.3561	1.0867	.1924	.7071	.5573-1	.3564	.2633-1	.1780	.1603-1
12.71	1.0511	.4148	1.1706	.2363	1.0158	.7712-1	.7310	.3908-1	.5134	.2475-1

ЛИТЕРАТУРА

1. Р. Г. Габриелян, А. Р. Мкртчян, М. А. Мнацаканян, Х. В. Котанджян, *Астрофизика*, 28, 193, 1988.
2. В. В. Иванов, *Перенос излучения и спектры небесных тел*, Наука, М., 1972.
3. М. А. Мнацаканян, *Докл. АН СССР*, 225, 1049, 1975, *Астрофизика*, 16, 513, 1980.
4. М. А. Мнацаканян, *Докт. диссертация*, Ереван, 1983.
5. Р. Г. Габриелян, А. Р. Мкртчян, М. А. Мнацаканян, Х. В. Котанджян, *Изв. АН Арм.ССР, Физика*, 22, № 4, 1987.
6. В. М. Сербин, *Астрон. ж.*, 62, 272, 1985.

УДК: 52—64

АНАЛИТИЧЕСКОЕ РЕШЕНИЕ УРАВНЕНИЯ ПЕРЕНОСА,
ЛИНЕАРИЗОВАННОГО ПО МАЛОМУ ПАРАМЕТРУ,
В ЗАДАЧЕ О ПОЧТИ СЕРОЙ АТМОСФЕРЕ

Л. Б. ЦИРУЛЬНИК

Поступила 20 января 1987

Принята к печати 20 декабря 1987

Рассмотрена задача о переносе излучения в полубесконечной плоскопараллельной атмосфере, мало отличающейся от серой. Решается уравнение переноса во втором приближении, полученное по итерационной схеме, предложенной Чандрасекаром, где в качестве первого приближения принимается случай серой атмосферы. Найдено точное решение этого уравнения для произвольных профилей коэффициента поглощения, не зависящих от оптической глубины.

1. *Введение.* Хорошо известное решение задачи о переносе излучения в плоскопараллельной полубесконечной серой атмосфере, где коэффициент поглощения не зависит от частоты, можно рассматривать как первое приближение при построении более строгой теории. В качестве следующего приближения Чандрасекаром [1] были рассмотрены эффекты, связанные со слабым отклонением звездного вещества от серого состояния. Второе приближение он получил, линеаризовав уравнение переноса по малому параметру, описывающему зависимость коэффициента поглощения от частоты. Полученное линеаризованное уравнение решалось методом дискретных ординат. Решение этого уравнения в первом приближении (приближение 2.1. по терминологии Чандрасекара) при дополнительном предположении о независимости малого параметра от оптической глубины было использовано для определения зависимости коэффициента поглощения в непрерывном спектре Солнца от частоты. Было показано, что основным поглотителем непрерывного излучения в солнечной фотосфере является отрицательный ион водорода. Однако, хотя такое заключение оказалось правильным, использованное при его получении приближенное решение уравнения переноса справедливо не для всех возможных профилей коэффициента поглощения, которые не зависят от оптической глубины, а именно: все допустимые этим решением профили являются различными решениями одного и того же уравнения Фредгольма I рода (см. ниже). Поскольку априори

нет никаких оснований предполагать, что профиль коэффициента поглощения должен удовлетворять этому уравнению, использование указанных решений для определения зависимости коэффициента поглощения от частоты в звездных атмосферах следует считать некорректным. Это приближение Чандрасекара повторяется и в соответствующих местах книг [2] и [3]. Далее, во втором разделе, мы рассмотрим этот вопрос более подробно.

Исходя из вышеизложенного, возникла необходимость получить решение уравнения переноса во втором приближении, пригодное для любых профилей коэффициента поглощения, не зависящих от оптической глубины. В третьем разделе мы находим точное решение приближенного уравнения переноса, не содержащее ограничений на форму профиля, применяя итерационную схему, предложенную Чандрасекаром, для получения этого уравнения.

2. О профиле коэффициента поглощения, не зависящем от оптической глубины. Чандрасекар представил коэффициент поглощения в следующем виде ([1], (12)):

$$\kappa_\nu(\tau) = \bar{\kappa}(\tau) [1 + \delta_\nu(\tau)], \quad (1)$$

где ν — частота излучения, τ — оптическая глубина, $\kappa_\nu(\tau)$ — коэффициент поглощения, $\delta_\nu(\tau)$ — параметр, описывающий профиль коэффициента поглощения, который при решении уравнения переноса методом итераций считается достаточно малым, $\bar{\kappa}(\tau)$ — среднее значение коэффициента поглощения, определяемое по формуле

$$\bar{\kappa}(\tau) = \frac{1}{F_0} \int_0^\infty \kappa_\nu(\tau) F_\nu^{(1)}(\tau) d\nu, \quad (2)$$

где $F_\nu^{(1)}(\tau)$ — спектральная плотность потока излучения в серой атмосфере, F_0 — полный поток излучения звезды.

Представление коэффициента поглощения в форме (1) приводит к тому, что функция $\delta_\nu(\tau)$ должна удовлетворять следующему условию, которое легко получить, усредняя (1) в соответствии с определением (2), ([1], (45)):

$$\bar{\delta}(\tau) \equiv \frac{1}{F_0} \int_0^\infty \delta_\nu(\tau) F_\nu^{(1)}(\tau) d\nu = 0. \quad (3)$$

Далее, стремясь упростить задачу, Чандрасекар рассматривает случай, когда величина $\delta_\nu(\tau)$ не зависит от оптической глубины ([1], (59)), т. е. когда

$$\bar{\beta}_\nu(\tau) = \beta_\nu, \quad (4)$$

где β_ν — функция только частоты. При этом условии (3) переходит в однородное уравнение Фредгольма I рода относительно β_ν :

$$\int_0^\infty \beta_\nu F_\nu^{(1)}(\tau) d\nu = 0. \quad (5)$$

Чрезмерно сильное условие (4) эквивалентно следующим двум условиям: а) профиль коэффициента поглощения не зависит от оптической глубины, т. е.

$$\kappa_\nu(\tau) = \bar{\kappa}(\tau) (1 + \beta_\nu), \quad (6)$$

где $\bar{\kappa}(\tau)$ зависит только от оптической глубины, а β_ν — только от частоты; б) из всех возможных функций β_ν выбираются только те, которые удовлетворяют уравнению (5). Представление коэффициента поглощения в виде (6) без нефизического условия (5) можно получить непосредственно из (1). Для этого следует вместо (4) использовать более общее выражение

$$\bar{\beta}_\nu(\tau) = \frac{1 + \beta_\nu}{1 + \bar{\beta}(\tau)} - 1, \quad (7)$$

которое переходит в (4), если β_ν удовлетворяет уравнению (5). Подставив (7) в (3), можно убедиться, что (3) удовлетворяется тождественно без каких-либо ограничений на функцию β_ν . Подставив же (7) в (1) и сравнивая с (6), получаем соотношение

$$\frac{\bar{\kappa}(\tau)}{1 + \bar{\beta}(\tau)} = \bar{\kappa}(\tau). \quad (8)$$

3. *Решение уравнения переноса во втором приближении.* Рассмотрим плоскопараллельную атмосферу при условии ЛТР. Соответствующее уравнение переноса имеет вид ([1], (3)):

$$-\mu \frac{\partial I_\nu(z, \mu)}{\partial z} = \kappa_\nu(z) I_\nu(z, \mu) - \kappa_\nu(z) B_\nu(z), \quad (9)$$

где z — геометрическая высота, отсчитываемая от какого-либо уровня в атмосфере звезды, ρ — плотность вещества, $I_\nu(z, \mu)$ — интенсивность излучения на высоте z , частоте ν и в направлении $\mu = \cos \theta$, где θ — угол между направлением излучения и нормалью к поверхности звезды,

$B_*(z)$ — функция Планка. Предполагая, что коэффициент поглощения имеет вид (6), определим оптическую глубину τ следующим соотношением:

$$\tau = \int_0^{\infty} \chi(z) \rho(z) dz. \quad (10)$$

С учетом (10) уравнение переноса принимает вид

$$\mu \frac{\partial}{\partial \tau} I_*(\tau, \mu) = I_*(\tau, \mu) - B_*(\tau) + \beta_* [I_*(\tau, \mu) - B_*(\tau)]. \quad (11)$$

Считая атмосферу полубесконечной, наложим на решение следующие граничные условия ([1], (11)):

$$I_*(\tau, \mu) = 0, \quad \tau = 0, \quad \mu < 0, \quad (12)$$

$$I_*(\tau, \mu) = o(e^{\tau}), \quad \tau \rightarrow \infty. \quad (13)$$

Примем также, что атмосфера находится в состоянии лучистого равновесия. Это условие в плоскопараллельной атмосфере соответствует постоянному полному потоку излучения F_0 ([1], (6))

$$F_0 = 2 \int_0^{\infty} d\tau \int_{-1}^{+1} d\mu I_*(\tau, \mu) = \text{const}. \quad (14)$$

Получим теперь линеаризованные уравнения, считая, что β_* достаточно мало для сходимости итерационного метода решения уравнения переноса. В первом приближении положим $\beta_* = 0$. Тогда имеем

$$\mu \frac{\partial}{\partial \tau} I_*^{(1)}(\tau, \mu) = I_*^{(1)}(\tau, \mu) - B_*^{(1)}(\tau). \quad (15)$$

Здесь и далее верхний индекс показывает, в каком приближении рассматривается данная величина. Поскольку решение уравнения (15) известно, подставим его в член уравнения (11), содержащий β_* :

$$\mu \frac{\partial}{\partial \tau} I_*^{(2)}(\tau, \mu) = I_*^{(2)}(\tau, \mu) - B_*^{(2)}(\tau) + \beta_* [I_*^{(1)}(\tau, \mu) - B_*^{(1)}(\tau)]. \quad (16)$$

Принтегрируем (16) по μ и τ , учитывая условие лучистого равновесия (14):

$$J_*^{(2)}(\tau) - B_*^{(2)}(\tau) + \int_0^{\infty} \beta_* [J_*^{(1)}(\tau) - B_*^{(1)}(\tau)] d\tau = 0, \quad (17)$$

Здесь $J_*(\tau) \equiv \frac{1}{2} \int_{-1}^{+1} I_*(\tau, \mu) d\mu$, $J(\tau) \equiv \int_0^\infty J_*(\tau) d\nu$, $B(\tau) \equiv \int_0^\infty B_*(\tau) d\nu$.

Теперь будем искать решение системы уравнений (16), (17) с граничными условиями (12), (13). Формальное решение уравнения (16), удовлетворяющее граничным условиям (12), (13) имеет вид

$$I_*^{(2)}(\tau, \mu) = \int_\tau^\infty [B_*^{(2)}(t) + \beta_* B_*^{(1)}(t) - \beta_* I_*^{(1)}(t, \mu)] \exp[-(t - \tau)/\mu] dt / \mu, \quad (18)$$

$$0 < \mu \leq 1,$$

$$I_*^{(2)}(\tau, \mu) = \int_0^\tau [B_*^{(2)}(t) + \beta_* B_*^{(1)}(t) - \beta_* I_*^{(1)}(t, \mu)] \exp[-(\tau - t)/(-\mu)] dt / (-\mu), \quad (19)$$

$$-1 \leq \mu < 0.$$

Проинтегрировав (18), (19) по всем углам, найдем среднюю интенсивность

$$J_*^{(2)}(\tau) = \frac{1}{2} \int_0^\infty B_*^{(2)}(t) E_1(|t - \tau|) dt + \beta_* \left[J_*^{(1)}(\tau) - \frac{I_*^+(\tau) + I_*^-(\tau)}{2} \right], \quad (20)$$

где $I_*^+(\tau)$ и $I_*^-(\tau)$ — значения интенсивности излучения в первом приближении, соответствующие значениям $\mu = +1$ и $\mu = -1$, соответственно. Проинтегрировав (20) по всем частотам, найдем

$$J^{(2)}(\tau) = \frac{1}{2} \int_0^\infty B^{(2)}(t) E_1(|t - \tau|) dt + \int_0^\infty \beta_* \left[J_*^{(1)}(\tau) - \frac{I_*^+(\tau) + I_*^-(\tau)}{2} \right] d\nu. \quad (21)$$

Подставим в (21) значения $J^{(1)}(\tau)$ из (17):

$$\begin{aligned} B^{(2)}(\tau) - \frac{1}{2} \int_0^\infty B^{(2)}(t) E_1(|t - \tau|) dt = \\ = \int_0^\infty \beta_* \left[2J_*^{(1)}(\tau) - B_*'(\tau) - \frac{I_*^+(\tau) + I_*^-(\tau)}{2} \right] d\nu. \end{aligned} \quad (22)$$

Следуя [1], определим параметр α и функцию $b_\alpha(\tau)$:

$$\alpha = \frac{h\nu}{kT_{\text{эф}}}, \quad (23)$$

$$B^{(1)}(\tau) = B^{(1)}(T_0) b_a(\tau). \quad (24)$$

Здесь $T_{\text{эфф}}$ — эффективная температура, T_0 — температура поверхности звезды. Введем также функцию $c_a(\tau)$:

$$c_a(\tau) = \int_0^\infty b_a(t) \left[E_1(|t - \tau|) - \frac{1}{2} e^{-|t - \tau|} \right] dt - b_a(\tau). \quad (25)$$

С помощью (23) — (25) уравнение (22) принимает вид

$$B^{(2)}(\tau) - \frac{1}{2} \int_0^\infty B^{(2)}(t) E_1(|t - \tau|) dt = \int_0^\infty \beta B^{(1)}(T_0) c_a(\tau) dv. \quad (26)$$

Введем в рассмотрение универсальную функцию $Tz(a, \tau)$, являющуюся резольвентным решением следующего уравнения:

$$Tz(a, \tau) - \frac{1}{2} \int_0^\infty Tz(a, t) E_1(|t - \tau|) dt = c_a(\tau), \quad (27)$$

где функция $Tz(a, \tau)$ может быть представлена в виде

$$Tz(a, \tau) = c_a(\tau) + \int_0^\infty \Gamma(\tau, \tau') c_a(\tau') d\tau'. \quad (28)$$

Здесь $\Gamma(\tau, \tau')$ — резольвента уравнения (27), которая может быть найдена в явном виде [2]. Учитывая, что $\Gamma(\tau, \tau') = \Gamma(\tau', \tau)$, резольвенту можно записать следующим образом:

$$\Gamma(\tau, \tau') = \Phi(|\tau' - \tau|) + \int_0^{\min(\tau, \tau')} \Phi(a) \Phi(a + |\tau' - \tau|) da, \quad (29)$$

где

$$\Phi(\tau) = \sqrt{3} + 2 \int_0^1 \frac{e^{-\tau/\mu} d\mu}{\left[(\pi\mu)^2 + \left(2 + \mu \ln \frac{1-\mu}{1+\mu} \right)^2 \right] \mu \varphi(\mu)} \quad (30)$$

Здесь $\varphi(\mu)$ — функция Амбарцумяна. Таким образом, выражения (25), (28) — (30) дают явный вид функции $Tz(a, \tau)$.

Далее очевидно, что, умножив (27) на $\beta, B_v^{(1)}(T_0)$ и проинтегрировав это уравнение по частоте, мы получим уравнение (26). Следовательно, резольвентное решение уравнения (26), $B_R^{(2)}(\tau)$, имеет вид:

$$B_R^{(2)}(\tau) = \int_0^\infty \beta, B_v^{(1)}(T_0) T_z(\alpha, \tau) d\alpha. \quad (31)$$

Полное решение уравнения (26) является суммой резольвентного решения этого уравнения и решения соответствующего однородного уравнения:

$$B^{(2)}(\tau) = \frac{3}{4} F[\tau + q(\tau)] + \int_0^\infty \beta, B_v^{(1)}(T_0) T_z(\alpha, \tau) d\alpha. \quad (32)$$

Здесь $q(\tau)$ — функция Хопфа, F — постоянная. Для определения этой постоянной найдем спектральную плотность потока излучения, выходящего с поверхности звезды:

$$\begin{aligned} F_v^{(2)}(0) &= 2 \int_0^1 I_v^{(2)}(0, \mu) \mu d\mu = \\ &= 2 \int_0^\infty B_v^{(2)}(t) E_2(t) dt + 2\beta, \int_0^\infty B_v^{(1)}(t) [2E_2(t) - e^{-t}] dt. \end{aligned} \quad (33)$$

Проинтегрируем (33) по частоте и подставим в него (32), полагая полный поток выходящего излучения $F^{(2)}(0)$ равным заданному значению F_0 :

$$\begin{aligned} F^{(2)}(0) = F_0 = F + \int_0^\infty \beta, B_v^{(1)}(T_0) \left\{ 2 \int_0^\infty T_z(\alpha, t) E_2(t) + \right. \\ \left. + b_\alpha(t) (2E_2(t) - e^{-t}) \right\} dt d\alpha. \end{aligned} \quad (34)$$

Обозначая выражение в фигурных скобках через $tz(\alpha)$, найдем:

$$F = F_0 - \int_0^\infty \beta, B_v^{(1)}(T_0) tz(\alpha) d\alpha. \quad (35)$$

Подставляя (35) в (32), окончательно получим зависимость температуры от оптической глубины в почти серой атмосфере:

$$\frac{\sigma}{\pi} T^4(\tau) = B^{(2)}(\tau) = B^{(1)}(\tau) + \int_0^{\infty} \beta, B^{(1)}(T_0) \left\{ T_z(\alpha, \tau) - \frac{3}{4} [\tau + q(\tau)] t_z(\alpha) \right\} d\alpha, \quad (36)$$

где σ — постоянная Стефана—Больцмана, T — температура.

Автор выражает благодарность Э. Ф. Сеидову за обсуждение и ценные замечания.

НПО космических исследований
АН Азерб.ССР

ANALYTIC SOLUTION OF TRANSFER EQUATION LINEALIZED BY PERTURBATION IN THE PROBLEM OF ALMOST GRAY ATMOSPHERE

L. B. TZIRULNIK

The problem of radiative transfer in the half-infinite plane-parallel atmosphere, slightly distinguished from the gray one, is considered in this paper. The transfer equation in the second approximation, obtained by iterative circuit, suggested by Chandrasekhar is solved where the case of the gray atmosphere is accepted as the first approximation. The precise solution of this equation for absorption coefficient optional profiles independent from the optical depth is obtained.

ЛИТЕРАТУРА

1. С. Чандрасекар, Перенос лучистой энергии, ИЛ, М., 1953, гл. XI.
2. В. В. Соболев, Курс теоретической астрофизики, Наука, М., 1985.
3. Д. Михалас, Звездные атмосферы, Мир, М., 1982.



CONTENTS

UBV-photometry of Seyfert galaxies. II. NGC 6814	<i>V. T. Doroshenko</i>	233
The rotation of inner parts of spiral galaxies. II. <i>V. L. Afanasev, A. N. Burenkov, A. V. Zasov, O. K. Sil'chenko</i>		243
Groups of galaxies. I. Identification principles	<i>A. P. Mahtessian</i>	255
The hydrodynamic model of radiolobe formation in FR-I-type extragalactic radio sources	<i>S. S. Komissarov</i>	261
Theoretical parameters of the powerful radiogalaxies. III. Acceleration of par- ticles	<i>Yu. V. Baryshev, V. N. Morozov</i>	273
A difference in dark halos of spiral and elliptical galaxies	<i>A. A. Suchkov</i>	279
Spectral investigations of a group of new cataclismic variables from the first Byurakan survey with the 6-meter telescope <i>I. M. Kopylov, V. A. Lipovetsky, N. N. Somov,</i> <i>T. A. Somova, J. A. Stepanian</i>		287
Radial velocities of K, M-dwarfs	<i>A. A. Tokovtyn</i>	297
Dust around young stars. Polarimetric observations of UX Ori in deep minima <i>N. V. Voshchinnikov, V. P. Grinin, N. N. Kiselev, N. Kh. Minkulov</i>		311
Observations of the long period variable star Y Ori <i>N. D. Melikyan, R. Sh. Natsvlishvili, M. Della Valle</i>		329
Non-LTE effects in the atmospheres of F-type supergiants. II. Analysis of NaI lines (the method of computations) <i>A. A. Boyarchuk, I. Hubeny, J. Kubat, L. S. Lyubimkov, N. A. Sakhtbullin</i>		335
Non-LTE effects in the atmospheres of F-type supergiants. III. Analysis of NaI lines (results of computations) <i>A. A. Boyarchuk, I. Hubeny, J. Kubat, L. S. Lyubimkov, N. A. Sakhtbullin</i>		343
On the initial phase of the flares of the UV Ceti type Stars <i>V. P. Grinin, V. V. Sobolev</i>		355
The metal content in the atmosphere of the bright component of SGR <i>V. V. Leushtin, G. P. Topitskaya</i>		363
Statistical study of flare stars. I. The UV Ceti stars of solar vicinity and the flare stars in clusters and associations <i>L. V. Mitrzogan, V. V. Hambartian</i>		375
Distribution of hydroxyl clouds in the galaxy	<i>L. V. Yurevich</i>	391
Kinetics of the collision-collisional pumping of H ₂ O cosmic masers <i>G. T. Bolgova, S. V. Makarov, A. M. Sobolev</i>		405
The model of two-component magnetic field of the galaxy <i>R. R. Andreevskan, A. N. Makarov</i>		419
Comptonization in the superstrong magnetic field. II.	<i>Yu. E. Lyubarsky</i>	429
On the solution of the problem of radiation transfer in a plane layer for the model of the frequency complete redistribution. II. Three dimensional medium <i>R. G. Gabrielyan, A. R. Mkrtchian, M. A. Mnatsakanyan, Kh. V. Kotandjian</i>		443
Analytic solution of transfer equation linearized by perturbation in the problem of almost gray atmosphere	<i>L. B. Tztrulnik</i>	455

СОДЕРЖАНИЕ (продолжение)

ЭФФЕКТЫ ОТКЛОНЕНИЙ ОТ ЛТР В АТМОСФЕРАХ F-СВЕРХГИГАНТОВ. III. АНАЛИЗ ЛИНИЙ Na I (РЕЗУЛЬТАТЫ ВЫЧИСЛЕНИЙ)	
<i>А. А. Боярчук, И. Губены, И. Кубат, Л. С. Любимков, Н. А. Сахибуллин</i>	343
О НАЧАЛЬНОЙ ФАЗЕ ВСПЫШЕК ЗВЕЗД ТИПА UV КИТА	
<i>В. П. Гринин, В. В. Соболев</i>	355
СОДЕРЖАНИЕ МЕТАЛЛОВ В АТМОСФЕРЕ ГЛАВНОГО КОМПОНЕНТА ν Sgr	
<i>В. В. Леушин, Г. П. Топильская</i>	363
СТАТИСТИЧЕСКОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ВСПЫХИВАЮЩИХ ЗВЕЗД. I. ЗВЕЗДЫ ТИПА UV КИТА ОКРЕСТНОСТЕЙ СОЛНЦА И ВСПЫХИВАЮЩИЕ ЗВЕЗДЫ В СКОПЛЕНИЯХ И АССОЦИАЦИЯХ	
<i>А. В. Мирзоян, В. В. Амбарян</i>	375
РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ОБЛАКОВ ГИДРОКСИЛА В ГАЛАКТИКЕ	
<i>Л. В. Юревич</i>	391
КИНЕТИКА СТОЛКНОВИТЕЛЬНО-СТОЛКНОВИТЕЛЬНОЙ НАКАЧКИ КОСМИЧЕСКИХ МАЗЕРОВ H_2O	
<i>Г. Т. Болгова, С. В. Макаров, А. М. Соболев</i>	405
МОДЕЛЬ ДВУХКОМПОНЕНТНОГО МАГНИТНОГО ПОЛЯ ГАЛАКТИКИ	
<i>Р. Р. Андреасян, А. Н. Макаров</i>	419
КОМПТОНИЗАЦИЯ В СВЕРХСИЛЬНОМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ. II	
<i>Ю. Э. Любарский</i>	429
К РЕШЕНИЮ ЗАДАЧИ ПЕРЕНОСА ИЗЛУЧЕНИЯ В ПЛОСКОМ СЛОЕ ДЛЯ МОДЕЛИ ПОЛНОГО ПЕРЕРАСПРЕДЕЛЕНИЯ ПО ЧАСТОТАМ. II. ТРЕХМЕРНАЯ СРЕДА	
<i>Р. Г. Габриелян, А. Р. Мкртчян, М. А. Мнацаканян, Х. В. Котанджян</i>	443
АНАЛИТИЧЕСКОЕ РЕШЕНИЕ УРАВНЕНИЯ ПЕРЕНОСА, ЛИНЕАРИЗОВАННОГО ПО МАЛОМУ ПАРАМЕТРУ, В ЗАДАЧЕ О ПОЧТИ СЕРОЙ АТМОСФЕРЕ	
<i>Л. Б. Цирульник</i>	455