

ԱՍՏՂԱՖԻԶԻԿԱ

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 32

АПРЕЛЬ, 1990

ВЫПУСК 2

ЗВЕЗДЫ РАННИХ ТИПОВ В ОБЛАСТИ ЗВЕЗДНОЙ АССОЦИАЦИИ ОРИОН OB1 ПО НАБЛЮДЕНИЯМ НА КОСМИЧЕСКОМ ТЕЛЕ- СКОПЕ «ГЛАЗАР»

Г. М. Товмасын, Р. Х. Оганесян, Р. А. Епремян, М. А. Мкртчян, Ю. М. Ходжаянц, М. Н. Крмоян, А. Л. Кашин, Д. Югенен, Ю. В. Романенко, А. П. Александров, В. Г. Титов, М. Х. Титов, М. Х. Манаров, А. А. Волков, С. К. Крикалев

197

MWC 342 — МОЛОДАЯ ЗВЕЗДА

Ю. К. Бергнер, А. С. Мирошниченко, И. С. Судник, Р. В. Юдин, Н. Ю. Юганов, А. А. Кривцов, А. Н. Соколов, К. С. Куратов, Д. Б. Муканов

203

НАБЛЮДЕНИЯ ФУОРОВ. II. КРИВАЯ БЛЕСКА V 1515 ЛЕБЕДЯ, ФУ- РЬЕ-АНАЛИЗ МЕЛКОМАСШТАБНОЙ СОСТАВЛЯЮЩЕЙ

М. А. Ибрагимов, В. С. Шевченко

221

СОДЕРЖАНИЕ ЭЛЕМЕНТОВ ГРУППЫ ПАЛЛАДИЯ В АТМОСФЕРАХ ПРОЭВОЛЮЦИОНИРОВАВШИХ ЗВЕЗД. II. РУТЕНИЙ

М. Я. Орлов, А. В. Шаврина

231

О СОДЕРЖАНИИ ТЕХНЕЦИЯ В ХОЛОДНЫХ ГИГАНТАХ

А. А. Акопян, Ю. К. Мелик-Алавердян

235

СПЕКТРОФОТОМЕТРИЧЕСКОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ГАЛАКТИКИ МАР- КАРЯН 7

А. Н. Буренков, Э. Е. Хачикян

245

ДЕТАЛЬНАЯ ПОВЕРХНОСТНАЯ ФОТОМЕТРИЯ ПЕКУЛЯРНОЙ ГА- ЛАКТИКИ NGC 3718

В. А. Газен-Торн, В. П. Решетников, В. А. Яковлев

255

О ВОЗМОЖНОМ МЕХАНИЗМЕ ОБРАЗОВАНИЯ ШАРОВЫХ СКОПЛЕ- НИЙ В КОРОНЕ ГИГАНТСКОЙ ЭЛЛИПТИЧЕСКОЙ ГАЛАКТИКИ

В. Г. Горбачук

267

(Продолжение на 4-й странице обложки)

ЕРЕВАН

Խմբագրական կոլեգիա՝ Գ. Ս. Բիսնովատի-Կոգան, Վ. Գ. Գորբազևի (գլխ. խմբագրի տեղակալ), Վ. Պ. Գրիգորյան, Վ. Վ. Իվանով, Ն. Ս. Կարդաշև, Վ. Հ. Համարձումյան, Ա. Գ. Մանիլ, Լ. Վ. Միրզոյան (գլխ. խմբագիր), Գ. Ս. Սահակյան, Վ. Յու. Տերտրիժ, Ա. Տ. Քալիլով (պատ. քարտուղար)։

Խմբագրական խորհուրդ՝ Ա. Ա. Բոլարչուկ, Ե. Կ. Խարաձե, Ի. Մ. Կոպիլով, Վ. Հ. Համարձումյան, Լ. Վ. Միրզոյան, Վ. Վ. Սորոկա (նախագահ)։

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

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

«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, сопредельным с астрофизикой. Журнал предназначен для научных работников, аспирантов и студентов старших курсов.

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

«ԱՍՏՐՈՖԻԶԻԿԱ»-ն գիտական հանդես է, որը հրատարակում է Հայկական ԽՍՀ Գիտությունների ակադեմիան: Հանդեսը տպագրում է ինքնատիպ հոդվածներ աստղերի ֆիզիկայի, միգամածությունների ու միջաստղային միջավայրի ֆիզիկայի, աստղաբաշխության և աստղաբանության ոլորտներում, ինչպես նաև աստղաֆիզիկային սահմանակից բնագավառների զմայ: Հանդեսը նախատեսված է գիտական աշխատակիցների, ասպիրանտների և բարձր կուրսերի ուսանողների համար:

Հանդեսը լույս է տեսնում տարեկան 6 անգամ, բաժանեցվածքներ 10 ա. 80 կ. մեկ տարվա համար: Բաժանեցվածքվել կարելի է «Սոյուզպեչատ»-ի բոլոր բաժանմունքներում, իսկ արտասահմանում՝ «Միջազգային գրքերի և պարբերականների կոմիտե» գործակալության միջոցով, Մոսկվա, 200.

УДК: 524.423:520.2

ЗВЕЗДЫ РАННИХ ТИПОВ В ОБЛАСТИ ЗВЕЗДНОЙ АССОЦИАЦИИ ОРИОН ОВ1 ПО НАБЛЮДЕНИЯМ НА КОСМИЧЕСКОМ ТЕЛЕСКОПЕ «ГЛАЗАР»

Г. М. ТОВМАСЯН, Р. Х. ОГАНЕСЯН, Р. А. ЕПРЕМЯН, М. А. МКРТЧЯН,
Ю. М. ХОДЖАЯНЦ, М. Н. КРМОЯН, А. Л. КАШИН, Д. ЮГЕНЕН,
Ю. В. РОМАНЕНКО, А. П. АЛЕКСАНДРОВ, В. Г. ТИТОВ, М. Х. МАНАРОВ,
А. А. ВОЛКОВ, С. К. КРИКАЛЕВ

Поступила 28 ноября 1989

Принята к печати 20 декабря 1989

В результате ультрафиолетовых наблюдений на космическом телескопе «Глазар» в области звездной ассоциации Орион ОВ1 обнаружены 102 звезды ранних спектральных классов ярче 11^m на λ 1640А. Одна из обнаруженных звезд является, вероятно, горячим субкарликом, компонентом двойной звезды SAO 112509 (HD 33646). Показано, что две звезды (HD 36760 и HD36811) являются, возможно, переменными на λ 1640 А.

На телескопе «Глазар» [1], установленном на модуле «Квант» космической станции «Мир», в ноябре 1987 г., январе 1988 г. и январе 1989 г. были выполнены наблюдения области звездной ассоциации Орион ОВ1.

При наблюдениях в областях звездных ассоциаций, расположенных близ галактической плоскости, становится практически невозможной работа звездных датчиков телескопа. Для их нормального функционирования в их поле зрения с диаметром 1° не должно быть звезд со звездной величиной, отличающейся не менее чем $1^m.5$ от звездной величины гидировочной звезды, и, кроме того, суммарная звездная величина всех звезд в поле зрения звездного датчика также должна отличаться от звездной величины гидировочной звезды на более чем $1^m.5$. Поэтому наблюдения областей звездных ассоциаций проводятся в ручном режиме телескопа, без включения звездных датчиков. Стабилизация направления телескопа обеспечивается при этом соответствующими системами космического корабля с точностью обычно не хуже $\pm 30'$ при экспозициях до 4-х минут. При таких экспозициях во время первых наблюдений достигалась предельная звездная величина в $\sim 11^m$ на λ 1640 А. В последующем чувствительность телескопа упала на 1.0—1.5 звездные величины.



Наблюдавшиеся области с обозначением зарегистрированных звезд показаны на рис. 1.

Монохроматические потоки 57 из сфотографированных звезд были измерены ранее на 1565, 1965, 2365 и 2740 Å по наблюдениям на космическом телескопе TD-1 [2]. Звездные величины этих звезд на λ 1640 Å были определены путем интерполяции. 15 звезд были наблюдаемы с помощью телескопа ANS [3] на длинах волн 1500, 1800, 2200, 2500 и 3300 Å, из которых 12 входят в число звезд, наблюдавшихся на TD-1. Все эти звезды были использованы в качестве стандартов для наших наблюдений.

Характеристические кривые были получены с помощью изображений трубчатого фотометра, впечатываемых на каждую фотопленку. Все измерения были сделаны на микрофотометре PDS, а расчеты — на ЭВМ CM-4 Бюраканской астрофизической обсерватории.

Измеренные нами значения звездных величин наблюдавшихся звезд на λ 1640 Å вместе с рядом их других параметров представлены в табл. 1. Как и в случае наблюдений областей звездных ассоциаций в Корме [5], для звезд, отсутствующих в каталогах SAO или HD, принята новая нумерация, включающая прямое восхождение в часах и минутах и склонение в градусах с соответствующим знаком. В данном списке оказалась всего одна такая звезда. Ее координаты, измеренные по карте Паломарского атласа неба, приведены в примечаниях к табл. 1.

Сравнение результатов измерений звездных величин звезд, сфотографированных более одного раза, позволяет оценить точность наших измерений. Как видно из табл. 1 (6-ой столбец) ошибки в определении звездной величины не превышают $0.^m3$. За исключением двух случаев результаты наших измерений достаточно хорошо, с точностью до $0.^m3$, совпадают с измерениями, выполненными с помощью телескопов TD-1 или ANS.

По нашим измерениям звезда SAO 132267 (HD 36760) на $2.^m1$ слабее по сравнению с данными TD-1. Вторая звезда, SAO 132272 (HD 36811), наоборот, ярче на $1.^m5$. Такое расхождение между результатами наблюдений на телескопах «Глазар» и TD-1 может быть обусловлено, по всей вероятности, переменностью этих звезд в УФ-диапазоне. Интересно, что для одной из этих звезд, SAO 132272, различные наблюдатели дают различные спектральные типы: B9 [6], A1m или A3V [4].

Спектральный класс одной из обнаруженных звезд (SAO 112509) с $m_V = 6.^m3$ известен как F5 [7] или даже G5.III [8]. Поскольку поток от такой звезды на 1640 Å должен быть определенным образом ниже предела обнаружения на «Глазаре», тогда как ее $m_{1640} = 6.^m9$. Это может означать, что звезда двойная, и что наблюдавшийся на λ 1640 Å поток обусловлен ее горячим, очень слабым в видимых лучах компонентом.

Изображения двух группировок звезд вокруг SAO 132314, 132321, 132322 и SAO 132323 передержаны на наших фотографиях. По той же

Таблица 1

ЗВЕЗДЫ РАННИХ ТИПОВ, НАБЛЮДАВШИЕСЯ С ПОМОЩЬЮ
КОСМИЧЕСКОГО ТЕЛЕСКОПА «ГЛАЗАР»

	CAO, HD* «Глазар»**	Sp	V	m_{1840} TD-1, ANS*	$m_{1840} \pm \sigma(n)$ «Глазар»	Примечания
1	2	3	4	5	6	7
1	112460	A0	8 ^m 9	7 ^m 7	8 ^m 0	a
2	0507-00**	—	—	—	10.3	d
3	112493	A0	8.8	8.4	8.7	a
4	112505	B 8V; B 9Vn	6.675	5.2; 5.3*	5.2 $\pm$ 0.1 (2)	b, D
5	112509	F5	6.3	6.7	6.9	a, D
6	33752*	A0	9.2	—	8.1	c
7	131875	A0	8.5	9.9	10.0	a
8	34100*	A0	9.4	—	8.2 $\pm$ 0.1 (2)	c
9	34163*	A0	9.2	—	9.2	c
10	131917	F2	6.1	8.7	10.1	a
11	112572	B8	8.035	6.5, 6.6*	6.7 $\pm$ 0.1 (3)	b
12	112582	A0	8.8	8.7	9.4	a
13	131929	B8	7.887	6.7	6.9	b, D
14	131937	A0	8.9	—	8.6	a
15	34416*	A	10.4	—	8.9 $\pm$ 0.2 (2)	c
16	131951	A2	8.8	—	8.6 $\pm$ 0.3 (2)	a
17	131956	A0	9.0	—	7.9 $\pm$ 0.0 (2)	a
18	131959	B5V	7.383	4.8; 5.0*	4.7 $\pm$ 0.1 (2)	b
19	131966	A0	8.8	—	8.4	a
20	34637*	A0	9.7	—	8.5	c
21	131975	A0	8.8	—	6.9	a
22	131984	A0	8.5	7.4	7.1	a
23	131985	A0	9.1	—	8.1	a
24	132024	B3 V	5.679	2.9	3.0	b
25	132028	B2IV; B2IV—V	4.731	1.9*	2.0	b, Var
26	112695	B9	8.358	7.1	7.0	b, D
27	132121	B3V; B5V	7.216	4.5; 4.6*	4.8	b
28	132144	B9	6.67	5.3	4.9	b
29	35972*	A0; B8	8.830	—	7.6	b
30	132155	B7V	8.07	6.1	6.0	b
31	132169	A0	7.974	—	8.0	b
32	132174	A0; B8	6.881	6.8	7.1	b
33	132196	B9p	8.21	6.8	7.0	b, D
34	132197	B8	8.14	6.4	6.5	b

Таблица 1 (продолжение)

1	2	3	4	5	6	7
35	132223	B9	8.4	—	7.2	a
36	36502*	B9. 5V	9.23	—	7.4	b
37	132226	B9p; B6—7V—V	8.31	6.3	6.1	b
38	132240	B9. 5V	8.439	7.9	7.8	b
39	132245	B9V; B9.5V	7.98	7.0	7.1	b
40	132246/47	B3V; B2.5V B4V	6.541	3.8; 4.0*	3.8	b, D
41	112899	B6Vp	8.066	6.5	6.6	b
42	132261	B9	9.0	—	6.8	a
43	132267	B7V	7.63	5.6	7.7	b (V?)
44	132272	A1m; A3V	7.077	8.2	6.7	b (V?)
45	132275	B5V; B5—6Vn	8.22	6.5	6.5	b
46	132281	B7V; B7Vn	8.600	7.0; 7.2*	7.3	b
47	132288	A0V	7.986	—	8.6	b, V
48	132291	B6V; B7V	7.086	5.1	5.2	b, D
49	132292	B8IIIp	6.745	4.8	4.8	b
50	132300	B7V; B6Vn; B5Vn	7.515	5.2	5.3	b
51	132303	B1. 5V; B5V	7.830	—	6.5	b
52	112935	A0; B9	8.334	7.2	7.0	b
53	112936	B9V	5.500	7.2	7.2	b
54	132328	B1V; B0.5V	6.825	—	5.0	b
55	132332	B3V; B3IV	6.400	3.9*	3.9	b, D
56	37057*	A0; B8—9	9.29	—	9.6	b
57	132335	B8	8.374	—	7.2	b
58	132343	B8V; B9V	9.023	—	8.5	b
59	37111*	A1V	8.810	—	7.6	b
60	37115*	B5ne; B6V; B4Ve	7.082	—	5.9	b, D
61	37140*	B8p; B9.5IV—V B8III	8.551	—	6.4	b
61a	132350	B8V; B7V; B6V	8.035	6.0	6.3	b
62	132351	B3V; B2V; B3IV	6.564	3.3; 3.5*	3.6	b
63	132353	B6V; B5V	7.86	5.6	5.8	b
64	132354	B9V	9.208	—	8.4	b
65	132359	B1V; B2IV	5.724	2.2	2.3	b, D
66	132364	B8V; B7V—A0V; B7V	8.170	6.1	6.2	b
67	132367	A0	9.0	—	7.6	a
68	132368	A0	9.0	7.5	7.4	a
69	132374	A0	8.8	—	6.3	a
70	132375	B1V; B1.5V; B2V	6.048	2.5; 2.6*	2.4	b
71	132382	B5V; B5IV—V	7.608	5.1	5.0	b

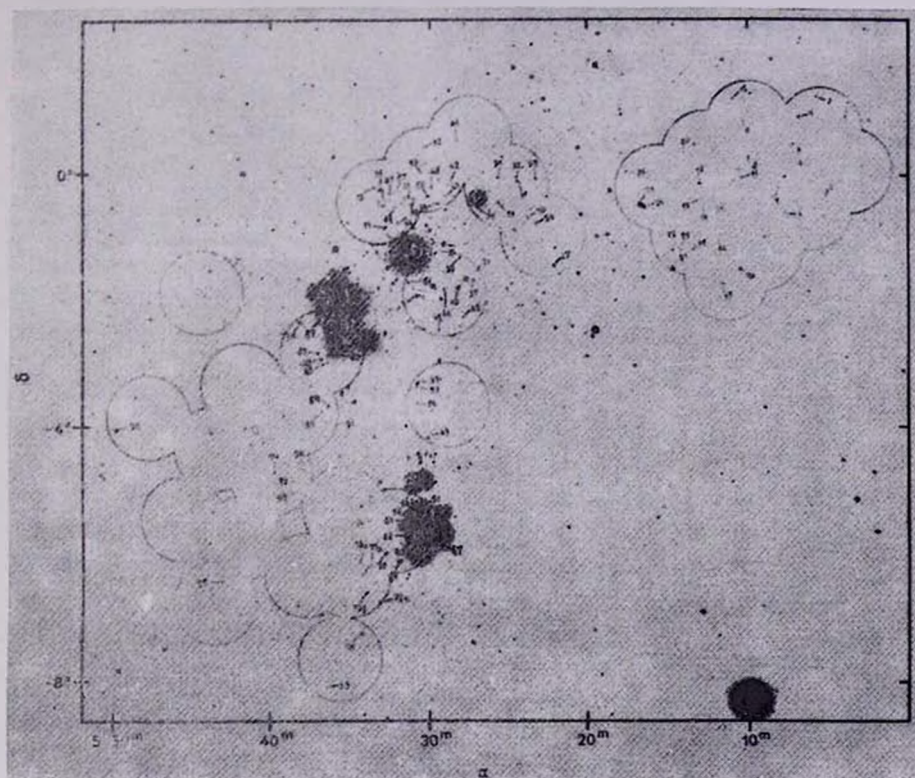


Рис. 1. Области неба, наблюдавшиеся с помощью телескопа «Глазар» (по атласу Франклина—Адамса). Нумерация по табл. 1.

К ст. Г. М. Товмасына и др.

Таблица 1 (окончание)

1	2	3	4	5	6	7
72	132365	A0	8.9	—	7.6	a
72a	132386	B9	8.320	—	6.6	b
73	373770/71	B6V	7.460	—	5.0	b, D
74	132393	B9V	9.750	—	10.1	b
74a	37428*	A0; B8—9	8.678	—	7.8	b
75	132395	B8V	8.620	6.8	6.5	b, D
75a	132402	B9	8.7	6.5	6.4	a
75a	132405	B1V; B1.5IV	5.959	2.4	2.5	b, D
76	132411	A3	4.9	6.5	6.4	a
76a	132417	A0; B9	9.297	—	8.1	b
77	132420	A0; A1; A5III	8.488	—	8.5	b
78	132437	B9V	9.228	—	7.9	b
79	132438	B4V	7.625	—	5.2	b
80	132441	B1V; B1.5V	6.217	2.8; 2.9*	3.0	b
81	37745*	A0; B8—9	9.190	—	9.4	b
82	132452	B9p	7.955	7.8*	7.8	b
83	132454	A0	8.2	8.2	8.3	a
84	132455	B2V	7.908	5.4	5.2	b
85	132460	B9V	9.002	—	7.4	b
86	132463	A0V	7.712	6.8; 7.0*	6.9	b
87	132464	B1.5V; B2V	7.833	5.2; 5.5*	5.4	b
88	132465	F0; A7V	6.430	—	8.6	b, D
89	132469	B6V	8.440	6.4	6.5	b
90	132475	B3; B8	8.490	9.0	8.8±0.1 (2)	b
91	132478	B5V	8.292	6.0	6.0	b
92	38088*	A0V	9.683	—	10.2±0.3 (2)	b
93	132483	A0; B8—9	9.067	8.2	8.4±0.1 (2)	b
94	132504	A0	7.5	8.4	8.3±0.1 (2)	a
95	132539	B5V; B6V	7.692	5.5; 5.6*	5.4	b
96	132635	B2V; B1.5V	6.560	3.3	3.1	b

Примечания. a—Звездная величина и спектральный тип из каталога SAO; b — звездная величина и спектральный тип из работы [4]; c — звездная величина и спектральный тип из каталога HD; d — $\alpha = 05^h 07^m 36^s$, $\delta = -00^\circ 21' 06''$. D — двойная звезда; V — переменная звезда.

причине не определены звездные величины и звезд SAO 132220/21 и 132234.

Спектральный тип одной из обнаруженных звезд, 0507—00, неизвестен. Но, поскольку ее изображение было получено на снимках «Глазара»

на λ 1640 А, можем предположить, что она является звездой типа ОВ или раннего А. Она может быть также невидимым голубым компонентом звезды более позднего спектрального типа.

В заключение авторы выражают благодарность акад. В. А. Амбарцумяну за постоянный интерес и содействие при выполнении космического эксперимента «Глазар».

Бюраканская астрофизическая
обсерватория

СКБ «Гранит»

Женевская обсерватория

Центр подготовки

космонавтов

STARS OF EARLY TYPES IN THE REGION OF STELLAR ASSOCIATION OB1 OBSERVED WITH THE „GLAZAR“ SPACE TELESCOPE

H. M. TOVMASSIAN, R. Kh. HOVHANNESIAN, R. A. EPREMIAN, M. A. MKRT-
CHIAN, Yu. M. KHODJAYANTS, M. N. KRMOYAN, A. L. KASHIN, D. HUGUENIN,
Yu. V. ROMANENKO, A. P. ALEXANDROV, B. G. TITOV, M. Kh. MANAROV,
A. A. VOLKOV, S. K. KRIKALEV

102 stars of early spectral types brighter than 11^m are detected in the region of the Orion OB1 stellar association as a result of ultra-violet observations carried out with the „Glazar“ space telescope. One of the detected stars is probably a hot subdwarf, the component of the double star SAO 112509 (HD 33646). It is suggested that two stars (HD 36760 and HD 36811) are probably variable at 1640 А.

ЛИТЕРАТУРА

1. Г. М. Товмасян, Ю. М. Ходжаянц, М. Н. Крмоян, А. Л. Кашин, А. Э. Захарян, Р. Х. Оганесян, М. А. Мкртчян, Г. Г. Товмасян, Д. Югенин, В. В. Бутов, Ю. В. Романенко, А. И. Лавейкин, А. П. Александров, Письма в Астрон. ж., 14, 291, 1988.
2. G. J. Thompson, K. Nandy, C. Janser, A. Monfills, L. Houztaux, D. J. Carnochan, R. Wilson, Catalogue of Stellar Ultraviolet Fluxes, The Science Research Council, 1978.
3. P. R. Wesselius, R. J. van Duijnen, A. R. W. de Jonge, J. W. A. Aalders, W. Luinge, K. J. Wildeman, Astron. and Astrophys. Suppl. Ser., 49, 427, 1982.
4. W. H. Warren, Jr. J. E. Hesser, Astrophys. J. Suppl. Ser., 34, 115, 1977.
5. H. M. Tovmassian, R. A. Epemian, R. Kh. Hovhannessian, Yu. M. Khodjayants, M. N. Krmoyan, A. L. Kashin, D. Huguenin, S. I. Serova, A. P. Alexandrov, V. Yu. Romanenko, Astron. and Astrophys. (in press).
6. Y. M. Blanko, S. Demers, G. G. Douglas, M. P. Fitzgerald, Publ. US Naval Observ., 21, 1, 1968.
7. A. Hirschfeld, R. W. Stinnot, Sky Catalogue 2000.0, v. 1, Cambridge Univ. Press, 1981.
8. W. Buzcombe, MK Spectral Classification, Third General Catalogue; Northwestern Univ. Evanston, 1977.

УДК: 524.337

MWC 342 — МОЛОДАЯ ЗВЕЗДА

Ю. К. БЕРГНЕР, А. С. МИРОШНИЧЕНКО, И. С. СУДНИК, Р. В. ЮДИН,
Н. Ю. ЮТАНОВ, А. А. КРИВЦОВ, А. Н. СОКОЛОВ, К. С. КУРАТОВ,
Д. Б. МУКАНОВ

Поступила 4 апреля 1989

Принята к печати 25 января 1990

Представлены результаты *UBVRIJKK*-фотометрических и *VRIN_a*-поляризметрических наблюдений звезды MWC 342 в 1986—1989 гг. Обнаружена фотометрическая и поляризметрическая переменность объекта, имеющая периодическую составляющую. В рамках модели горячей звезды, окруженной газо-пылевой оболочкой, получены оценки параметров звезды и оболочки, а также межзвездного поглощения. С использованием количественных критериев сделан вывод о принадлежности MWC 342 к звездам Ae/Be Хербига.

1. *Введение.* Одним из объектов, который к настоящему времени не был определенно отнесен к какой-либо группе звезд, является MWC 342. Выделенный в [1] как ранняя звезда с эмиссионными линиями в спектре, после обнаружения ИК-избытка [2] он был объявлен пекулярной Ве-звездой. Это говорит лишь о существовании у нее особенностей по сравнению с Ве-звездами, но не о физических характеристиках. Фотометрические и поляризметрические наблюдения MWC 342 единичны (см. табл. 1). По ним нельзя сделать вывод о характере переменности звезды.

О природе MWC 342 высказывались две гипотезы [4, 5]. В обеих работах изучался оптический спектр объекта, в котором преобладают эмиссионные балмеровские линии водорода и линии Fe II.

В [4] был сделан вывод, что наблюдаемые интенсивности линий и распределение энергии в континууме согласуются с моделью звезды V3 III, окруженной тонкой оболочкой газа ($n_e \sim 5 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-3}$) и пыли. По методу Занстра получена оценка эффективной температуры звезды: $T_{\text{eff}} > 2 \cdot 10^4 \text{ К}$. Межзвездное поглощение $A_0 = 1^m.8$ оценено в предположении, что MWC 342 находится на таком же расстоянии, что и близлежащие рассеянные скопления NGC 6910 и NGC 6913. Отмечено так-

же, что наблюдавшиеся ранее [6] абсорбционные компоненты эмиссионных линий отсутствуют.

Таблица 1

ФОТОМЕТРИЯ MWC 342 ДО 1986 г.

Дата	U	B	V	R	I	H	K	L	Литература
1956 год	11 ^m .62	11 ^m .81	10 ^m .56						[23]
20.09.62			10 47						*
29.09.65		10.69	9.65						*
17.07.69		11.76							*
24.07.69		11.82							*
25.07.69			10.35						[25]
16.10.69	11.72	11.81	10.60	9.16	8.17				[22]
2.08.70		11.93							[25]
8.08.70		11.75							[25]
1972 год						5.96	4.90	2.59	[2]
5 мкм	10.2 мкм	12 мкм	20 мкм	22 мкм	25 мкм	60 мкм	100 мкм		
2 ^m .30	0 ^m .11		—1 ^m .68	—1 ^m .84					[13]
		46.2 J			48.5 J	8.5 J	67. J		[26]
									[27]

* — фотографические величины, полученные нами при обработке пластинок ГАИШ 1965 г., пластинок ГАО АН СССР 1969 г. и Абастум. АО АН Груз.ССР 1962 г. Примечание. В каталоге [25] приведено усредненное значение за 2.08 и 8.08.1970 г. J -величина дана в Янских.

В. П. Архипова и А. П. Ипатов [5] предположили, что MWC 342 — двойная система и представили ее спектр как сумму спектров звезды В8 [3], водородной оболочки с $n_e > 10^8 \text{ см}^{-3}$ и звезды М0 III. При этом горячий компонент должен иметь $V = 12^m.1$, а холодный — $V = 11^m$. При отсутствии полос поглощения TiO, наблюдающихся у М-звезд, не обнаружено. Модель не объясняет наблюдаемые потоки излучения в области длин волн больше 1 мкм (рис. 1). В работе для MWC 342 предложено 3 значения A_v : 1^m.4, 3^m, 4^m.2 (согласно [7]), из которых выбрано первое, лучше согласующееся с представляемой моделью. Авторы [5] считают, что данная интерпретация, возможно, не является окончательной и требует дальнейшей проверки наблюдениями.

2. Наблюдения. С июля 1986 г. по ноябрь 1989 г. было выполнено 56 *UBVRIIHK* квазисинхронных фотометрических и 28 поляриметрических наблюдений (в основном в полосе *R*) MWC 342 (см. табл. 2 и 3). Наблюдения проводились на 1-м телескопе высокогорной станции Ассы АФИ

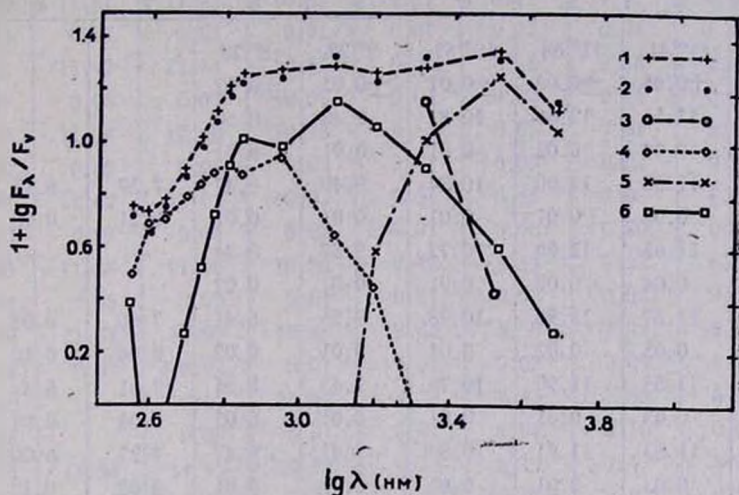


Рис. 1. Распределение энергии в спектре MWC 342. 1 — наблюдаемое; 2 — наша модель; 3 — модель из [5]; 4, 5, 6 — вклад звезды, пылевой и газовой составляющих соответственно.

АН Каз.ССР с двухканальным фотометром-поляриметром ФПЗУ [8]. Методика наблюдений описана в [8]. В качестве звезды сравнения наблюдалась BS 7800, *UBVRIIHK*-фотометрия которой была проведена нами (табл. 2). Привязка к близлежащим стандартам проводилась 5 раз. В табл. 2 приведены статистические ошибки фотометрии стандарта. Постоянство его блеска в каждую ночь не контролировалось.

Фотометрия (полосы *UIHK*) и поляриметрия имеют значительно различающуюся точность в разные даты. Это следствие невысокого отношения сигнал/шум при этих наблюдениях. Они, как правило, проводились дважды в каждой полосе, и результатом являлось средневзвешенное отдельных наблюдений.

3. Межзвездное поглощение и поляризация. Рассмотрим подробно вопрос о межзвездном поглощении в окрестности MWC 342, так как приведенное в [4] значение не достаточно обосновано, а в [5] указывается не-

ФОТОМЕТРИЯ МВС 342 ПО ДАННЫМ НАСТОЯЩЕЙ СТАТЬИ

Дата JD 244...	<i>U</i>	<i>B</i>	<i>V</i>	<i>R</i>	<i>I</i>	<i>J</i>	<i>H</i>	<i>K</i>
1	2	3	4	5	6	7	8	9
29.08.86	11 ^m 41	11 ^m 84	10 ^m 62	9 ^m 22	8 ^m 28	—	—	—
6671.28	±0.05	±0.02	±0.01	±0.01	±0.02	—	—	—
22.10.86	11.51	12.06	10.82	9.40	8.50	—	—	—
6726.14	0.04	0.02	0.01	0.01	0.01	—	—	—
8.11.86	11.58	12.00	10.84	9.40	8.47	7.29	6.14	4.99
6743.06	0.05	0.01	0.01	0.01	0.01	0.31	0.10	0.09
9.11.86	11.66	12.00	10.73	9.37	8.34	—	—	—
6744.12	0.04	0.02	0.01	0.01	0.02	—	—	—
10.11.86	11.57	11.98	10.78	9.35	8.41	7.60	6.08	5.07
6745.15	0.05	0.02	0.01	0.01	0.02	0.04	0.10	0.09
1.12.86	11.55	11.90	10.76	9.43	8.51	7.61	6.33	5.00
6766.09	0.03	0.01	0.01	0.01	0.01	0.09	0.04	0.07
2.12.86	11.53	11.91	10.80	9.41	8.47	7.27	6.00	5.00
6767.06	0.03	0.01	0.01	0.01	0.01	0.02	0.12	0.07
8.07.87	11.80	11.77	10.77	9.43	8.57	7.38	6.35	5.23
6984.37	0.19	0.08	0.03	0.01	0.06	0.24	0.14	0.01
15.07.87	11.75	11.95	10.79	9.35	8.36	7.43	6.46	5.05
6991.33	0.05	0.03	0.01	0.01	0.02	0.14	0.03	0.01
9.08.87	11.65	11.96	10.86	9.49	8.38	7.34	6.23	5.24
7017.24	0.02	0.04	0.01	0.02	0.04	0.01	0.10	0.01
10.08.87	11.79	12.04	10.92	9.46	8.59	7.77	6.60	5.12
7018.25	0.01	0.05	0.02	0.01	0.04	0.11	0.21	0.01
11.08.87	11.58	12.09	10.92	9.50	8.51	7.31	6.48	5.14
7019.24	0.19	0.05	0.02	0.01	0.03	0.07	0.01	0.01
5.09.87	11.52	11.76	10.62	9.30	8.41	7.33	6.55	5.13
7043.32	0.13	0.04	0.01	0.01	0.03	0.16	0.01	0.01
6.09.87	11.55	11.85	10.72	9.25	8.52	7.57	6.62	5.13
7044.27	0.01	0.05	0.02	0.01	0.03	0.18	0.15	0.07
10.09.87	11.42	11.84	10.57	9.22	8.33	—	6.63	5.08
7048.40	0.03	0.05	0.02	0.01	0.03	—	0.04	0.15
11.09.87	11.44	11.91	10.69	9.24	8.34	7.30	6.48	5.18
7049.27	0.10	0.04	0.02	0.01	0.03	0.01	0.06	0.01
12.09.87	11.40	11.90	10.74	9.29	8.33	7.52	6.40	5.32
7050.28	0.08	0.02	0.01	0.01	0.02	0.04	0.16	0.06
13.09.87	11.30	11.77	10.64	9.24	8.39	7.38	6.38	5.27

1	2	3	4	5	6	7	8	9
7051.25	0 ^m .06	0 ^m .02	0 ^m .01	0 ^m .01	0 ^m .02	0.03	0.02	0.05
14.09.87	11.31	11.73	10.52	9.17	8.27	7.57	6.48	5.17
7053.15	0.07	0.03	0.01	0.01	0.02	0.14	0.13	0.10
15.09.87	11.47	11.54	10.53	9.21	8.34	7.38	6.26	5.06
7053.35	0.08	0.03	0.01	0.01	0.02	0.15	0.01	0.01
10.11.87	11.74	12.10	10.93	9.57	8.65	7.61	6.07	5.00
7110.07	0.09	0.03	0.03	0.01	0.03	0.07	0.03	0.05
3.12.87	11.62	12.03	10.91	9.51	8.55	7.63	6.60	5.23
7133.10	0.09	0.04	0.02	0.01	0.06	0.20	0.17	0.03
6.01.88	11.38	11.96	10.86	9.42	8.53	7.52	6.38	5.15
7167.04	0.05	0.02	0.01	0.01	0.02	0.05	0.05	0.01
7.01.88	11.58	12.08	10.85	9.45	8.55	7.32	6.12	5.04
7168.04	0.07	0.02	0.01	0.01	0.02	0.05	0.03	0.02
29.05.88	—	11.97	10.76	9.39	8.46	7.56	6.22	5.11
7310.46		0.03	0.01	0.01	0.01	0.10	0.01	0.06
25.07.88	11.55	11.92	10.74	9.28	8.14	7.43	6.39	5.21
7367.26	0.05	0.02	0.01	0.01	0.02	0.03	0.03	0.06
28.07.88	11.53	12.07	10.92	9.52	8.62	7.83	6.42	5.17
7370.35	0.10	0.03	0.01	0.01	0.01	0.03	0.03	0.04
30.08.87	11.72	12.04	10.86	9.45	8.55	7.57	7.09	4.95
7403.34	0.10	0.04	0.01	0.01	0.02	0.09	0.03	0.01
1.09.88	11.56	12.03	10.81	9.37	8.42	7.45	6.31	5.12
7405.29	0.02	0.06	0.01	0.01	0.02	0.10	0.07	0.05
1.09.88	11.67	11.94	10.79	9.37	8.43	7.52	6.27	5.13
7406.24	0.06	0.03	0.01	0.01	0.02	0.07	0.06	0.03
19.10.88	11.23	11.86	10.71	9.32	8.41	7.37	6.21	4.97
7454.16	0.04	0.02	0.01	0.01	0.01	0.05	0.01	0.01
20.10.88	11.30	11.80	10.63	9.22	8.28	7.57	6.23	5.03
7455.16	0.04	0.01	0.01	0.01	0.01	0.03	0.02	0.01
24.10.88	11.34	11.79	10.69	9.32	8.41	7.41	6.22	5.14
7459.07	0.03	0.01	0.01	0.01	0.01	0.14	0.02	0.02
4.07.89	11.48	11.78	10.62	9.23	8.43	7.18	6.17	4.87
7711.38	0.04	0.01	0.01	0.01	0.02	0.04	0.06	0.02
5.07.89	11.47	11.75	10.63	9.30	8.38	7.26	6.00	4.90
7712.35	0.03	0.01	0.01	0.01	0.01	0.07	0.05	0.04
6.07.89	11.29	11.86	10.73	9.33	8.43	7.35	6.04	4.83
7713.37	0.03	0.01	0.01	0.01	0.02	0.08	0.03	0.02
7.07.89	11.43	11.86	10.78	9.32	8.34	7.34	6.12	4.81

1	2	3	4	5	6	7	8	9
7714.36	0 ^m .05	0 ^m .01	0 ^m .01	0 ^m .01	0 ^m .01	0.09	0.05	0.02
9.09.89	11.50	11.92	10.72	9.41	8.54	7.64	6.18	5.03
7778.26	0.03	0.01	0.01	0.01	0.01	0.05	0.11	0.04
10.09.89	11.45	11.92	10.76	9.43	8.60	7.53	6.31	5.05
7779.26	0.02	0.01	0.01	0.01	0.01	0.02	0.03	0.04
10.09.89	11.51	12.01	10.82	9.44	8.53	7.36	6.39	5.01
7780.23	0.04	0.02	0.01	0.01	0.02	0.05	0.01	0.01
12.09.89	11.46	12.03	10.86	9.37	8.40	7.35	6.19	4.87
7781.25	0.05	0.01	0.01	0.01	0.01	0.04	0.01	0.01
12.09.89	11.60	12.00	10.85	9.42	8.50	7.13	6.12	4.91
7782.22	0.05	0.01	0.01	0.01	0.01	0.08	0.02	0.01
13.09.89	11.57	12.04	10.87	9.46	8.52	7.30	6.14	4.93
7782.37	0.01	0.02	0.01	0.01	0.02	0.02	0.01	0.01
14.09.89	11.63	12.01	10.80	9.44	8.61	7.43	6.09	4.80
7783.26	0.04	0.02	0.01	0.01	0.01	0.01	0.03	0.02
15.09.89	11.63	11.95	10.82	9.42	8.55	7.32	6.10	4.94
7785.22	0.05	0.02	0.01	0.01	0.01	0.02	0.04	0.02
16.09.89	11.61	12.12	10.90	9.52	8.60	7.46	6.12	4.97
7786.24	0.05	0.02	0.01	0.01	0.01	0.02	0.03	0.01
18.09.89	11.57	11.92	10.74	9.37	8.46	7.38	6.21	4.99
7787.34	0.04	0.02	0.01	0.01	0.02	0.10	0.09	0.01
19.09.89	11.65	12.01	10.67	9.37	8.42	7.34	6.13	4.94
7788.38	0.01	0.03	0.01	0.01	0.02	0.05	0.02	0.05
19.09.89	11.57	11.98	10.81	9.41	8.44	7.70	5.84	5.00
7789.19	0.01	0.02	0.01	0.01	0.01	0.02	0.01	0.02
21.09.89	11.48	11.90	10.73	9.36	8.47	7.25	6.17	4.89
7791.19	0.02	0.01	0.01	0.01	0.01	0.03	0.02	0.02
15.10.89	11.54	11.93	10.71	9.34	8.35	7.17	6.10	4.89
7815.22	0.04	0.01	0.01	0.01	0.01	0.08	0.04	0.04
13.11.89	11.39	11.68	10.52	9.22	8.32	7.38	6.20	4.98
7844.07	0.02	0.01	0.01	0.01	0.01	0.05	0.06	0.01
14.11.89	11.37	11.64	10.47	9.19	8.29	7.52	6.27	5.01
7845.17	0.02	0.01	0.01	0.01	0.01	0.05	0.02	0.01
15.11.89	11.44	11.84	10.70	9.34	8.37	7.30	6.31	5.00
7846.09	0.02	0.01	0.01	0.01	0.01	0.08	0.06	0.01
19.11.89	11.51	11.93	10.76	9.30	8.31	7.31	6.20	4.85
7850.09	0.01	0.01	0.01	0.01	0.01	0.06	0.02	0.02

Таблица 2 (окончание)

1	2	3	4	5	6	7	8	9
20.11.89	11 ^m 63	11 ^m 99	10 ^m 77	9 ^m 32	8 ^m 36	7.39	6.29	5.26
7851.12	0.01	0.01	0.01	0.01	0.01	0.05	0.06	0.04
BS 7800	9.40	7.57	6.07	4.70	3.83	3.12	2.28	2.05
	0.03	0.03	0.02	0.02	0.02	0.01	0.01	0.01

сколько значений. Согласно [7, 10] вблизи объекта наблюдается очень сложная зависимость A_V от расстояния (D). Заметим, что в обеих работах рассмотрены площадки в несколько квадратных градусов. Построим эту зависимость в более близкой к объекту области площадью < 1 кв. градуса (рис. 2). Необходимые данные брались из каталогов МК-классификации и [25]. Этого недостаточно для оценки A_V до объекта, поскольку его ИК-избыток нельзя объяснить лишь межзвездным поглощением. Учет A_V , принятых в [4, 5], показывает, что исправленный $(B-V) \sim 0.^m7$ значительно больше нормальных показателей цвета В-звезд. Можно оценить лишь суммарное (межзвездное и околозвездное) поглощение A_V из отношения интенсивностей линий H_α и H_β , используя значение теоретического бальмеровского декремента [11] для случая непрозрачной в лаймановских линиях газовой оболочки [5]. Согласно наблюдениям А. П. Ипатова, $I(H_\alpha)/I(H_\beta) > 13$, что при теоретическом значении, равном 2.77, дает нижнюю границу $A_V^* = 4.^m2.$

Таблица 3

ПОЛЯРИМЕТРИЧЕСКИЕ НАБЛЮДЕНИЯ МВС 342. ФИЛЬТР H_α ИМЕЕТ ПОЛУШИРИНУ 32 НМ

Дата	$P, \%$	V 0°	$P, \%$	R 0°	$P, \%$	I 0°	$P, \%$	H_α 0°
1	2		3		4		5	
29.08.86	0.9	68	0.55	82	1.6	8		
	± 1.1	± 37	± 0.21	± 11	± 0.4	± 8		
8.11.86	1.5	125	0.24	127	0.5	126	3.6	160
	0.7	15	0.25	28	0.5	32	1.0	8
9.11.86			0.48	176	1.3	116	5.7	149
			0.35	22	0.7	15	1.8	9
1.12.86	0.8	15	0.8	14	0.8	6		
	0.4	17	0.2	6	0.1	10		
2.12.86	2.0	173			2.0	100		
	0.8	16			0.6	30		

1	2		3		4		5	
8.07.87			2.1 0.5	179 2				
9.08.87	4.2 0.2	169 1	2.55 0.06	172 2	1.9 0.8	164 6		
11.08.87			2.7 0.3	130 8	2.3 5	163 3		
5.09.87	4.5 1.1	177 7	3.4 0.4	177 1				
6.09.87			3.8 0.3	162 1				
11.09.87			2.0 0.2	22 6				
12.09.87			2.2 0.1	28 3				
13.09.87	4.2 0.2	1 3	2.45 0.05	176 3				
14.09.87	3.2 0.4	174 1	1.80 0.21	4 3				
10.11.87	0.96 0.07	2 12	2.13 0.04	22 13	2.5 4	174 6	3.8 1.1	179 6
6.01.88	1.0 4	170 13	2.51 26	16 3			5.9 5	146 2
28.07.88			2.0 4	29 2				
1.09.88			1.8 2	50 5				
21.10.88			1.35 05	23 14				
25.10.88			0.8 0.2	38 16				
9.09.89			2.9 1	4 2				
10.09.89			2.5 3	10 4				
12.09.89			3.3 1	5 2				
13.09.89			3.5 1	7 1				
19.09.89			2.6 3	6 2				
21.09.89			3.1 4	13 2				
15.11.89			3.3 2	9 2				
19.11.89			2.5 2	9 3				

Межзвездная поляризация была оценена по данным каталога [12]. На угловом расстоянии менее 0.5° от MWC 342 найдено 5 звезд, усреднение параметров поляризации которых дало следующие результаты: $p_R(1S) = (4.3 \pm 0.3)\%$, $\theta(1S) = 112^\circ \pm 5^\circ$.

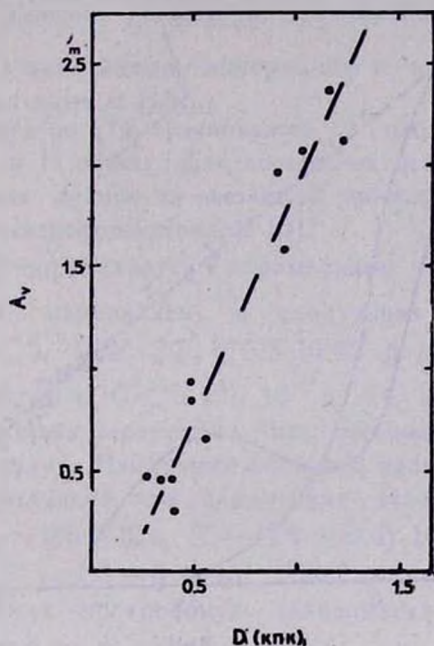


Рис. 2. Зависимость межзвездного поглощения от расстояния в ближайшей окрестности MWC 342.

4. Интерпретация распределения энергии в спектре (РЭС) MWC 342.

Будем считать, что околозвездное поглощение обусловлено в основном пылевой составляющей околозвездной оболочки объекта, так как, согласно [2], наблюдающийся ИК-избыток нельзя объяснить свободно-свободным излучением газа. Кроме того, из положения MWC 342 на диаграмме $(U-B) \sim (B-V)$ следует, что избыток излучения, вносимый газом, невелик (рис. 3). Тогда, полагая, что MWC 342 окружена прозрачной в континууме газовой, а также пылевой оболочкой конечной оптической толщины и учитывая межзвездное поглощение, попробуем аппроксимировать усредненное РЭС в континууме от 0.36 до 5 мкм. РЭС построено по данным [2, 5, 13], а также результатам наших наблюдений (рис. 1). При этом был учтен вклад линии H_α в излучение объекта в полосе R (10%), остальные линии имеют существенно меньшие интенсивности [5] и их влияние на излучение в континууме не учитывалось.



Примем, что: а) фактор эффективности поглощения околозвездной пыли $Q_\lambda \sim \lambda^{-1}$; б) закон межзвездного поглощения из [14, 15]; в) волновая зависимость коэффициента излучения газа k_λ — из [11]. Тогда:

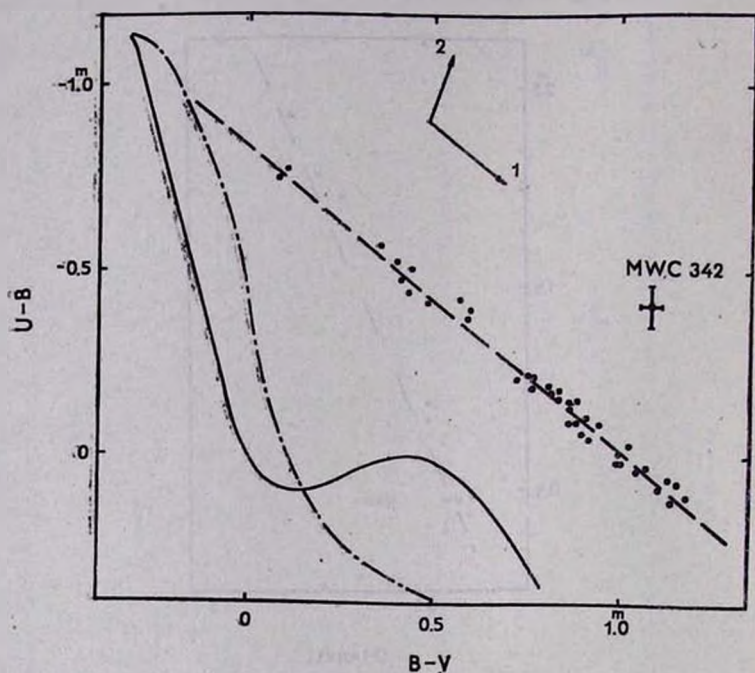


Рис. 3. Диаграмма $(U-B) \sim (B-V)$. Линии нормальных показателей цвета звезд классов светимости: — — — — I—II, — — — — III—V [24], — — — — линия покраснения, построенная по наблюдаемым показателям цвета звезд вблизи MWC 342. Векторами показано влияние на показатели цвета: 1 — излучения газа (свободного и рекомбинационного), 2 — межзвездной пыли.

$$F_\lambda^{obs} = \frac{2 h c^2 R_*^2}{D^2} \left[B_\lambda(T_*) \exp(-\tau_\lambda) + C(1 - \exp(-\tau_\lambda)) B_\lambda(T_d) + \right. \quad (1)$$

$$\left. + E \exp\left(-\frac{c h}{\lambda k T_*}\right) \exp(-\tau_\lambda) \left(1 + 2 \frac{\chi_1}{k T_*} \sum_{i=1}^{\infty} \frac{\exp\left(\frac{\chi_i}{k T_*}\right)}{i^2}\right) \right] (k^2 T_*^{1/2}),$$

$$C = 4 y (R_d^2/R_*^2), \quad (2)$$

$$E = 3.9 \cdot 10^{-37} \frac{\int n_e n^+ dV}{R_*^2}, \quad (3)$$

где F_{λ}^{obs} — наблюдаемая спектральная плотность потока излучения от системы звезда-оболочка; T_* , T_g , T_d — температуры звезды, газа и пыли соответственно; R_* , R_d — радиусы звезды и пылевой оболочки; D — расстояние до звезды; τ — оптическая толщина пылевой оболочки; $\int n_e n^+ dV$ — мера эмиссии звезды; y — отношение объема диска и сферического слоя с одинаковыми внутренним и внешним радиусами (величина, введенная нами в [16]).

РЭС, рассчитанное по (1), сравнивалось с наблюдаемым, нормированным к полосе V , в 15 точках. Для построения последнего использовались фотометрические данные из настоящей работы, а также из [2, 13] для полос L и M , и спектрофотометрия из [5].

Расчетное РЭС определяется 7 параметрами: A_V , τ_V , T_* , T_g , T_d , C , E . Параметры изменялись в следующих пределах: $1^m < A_V < 4^m$, $0 < \tau_V < 3$, $10^4 \text{ K} < T_* < 3.5 \cdot 10^4 \text{ K}$, $5 \cdot 10^3 \text{ K} < T_g < 2 \cdot 10^4 \text{ K}$, $500 \text{ K} < T_d < 1500 \text{ K}$, $10^3 < C < 5 \cdot 10^5$, $10^{-2} < E < 10$. Большой диапазон изменения некоторых параметров был выбран, так как а priori оценить их было трудно. Наилучшее согласие расчетного и наблюдаемого РЭС было получено при следующих значениях параметров: $A_V = 2^m 1 \pm 0^m 3$, $\tau_V = 2.0 \pm 0.2$, $T_* = (2.8 \pm 0.4) \cdot 10^4 \text{ K}$, $T_g = (9 \pm 2) \cdot 10^3 \text{ K}$, $T_d = 800 \text{ K}$, $C = (2.3 \pm 0.3) \cdot 10^5$, $E = 3 \pm 1$.

Теперь, используя построенную зависимость $A_V \sim D$, оценим расстояние до MWC 342: $D = 1.1$ кпк. Из средних F_{λ}^{obs} и соответствующих расчетных величин в скобках правой части (1) получим оценку $R_* = 3.7 \cdot 10^{11}$ см. Найденные значения T_* и R_* соответствуют спектральным классам B0 — B0.5 ZAMS, как и определенная из (3) мера эмиссии $\sim 10^{60} \text{ cm}^{-3}$ [17].

Расчет относительных вкладов в излучение объекта газовой и пылевой составляющих оболочки, показывает, что при $\lambda < 2$ мкм РЭС определяется излучением звезды и газа, а при $\lambda > 2$ мкм — излучением пыли. Вклад газа в излучение объекта в полосе V (ΔV_g) около 30% (см. рис. 1). Оценим M_V звезды с учетом этого вклада:

$$M_V = V - A_V^* + \Delta V_g + 5 - 5 \lg D, \quad (4)$$

$$A_V^* = A_V + 1.086 \tau_V. \quad (5)$$

M_V получается равным $-3^m 3$, что соответствует B0 ZAMS [17] и подтверждает результаты, приведенные выше.

5. Исследование переменности объекта. В результате выполненных наблюдений обнаружена переменность блеска звезды, не превышающая

$0^m.65$ в каждой из фотометрических полос (рис. 4). На кривых блеска в оптическом диапазоне заметны плавные изменения, исследование которых на периодичность методом Диминга [9] показало, что они имеют период 132^d . Их амплитуда уменьшается в красную область спектра. Кроме того, существует тенденция к антикорреляции изменений блеска в полосах U и K (рис. 5а). На основании этого можно предположить, что эта периодич-

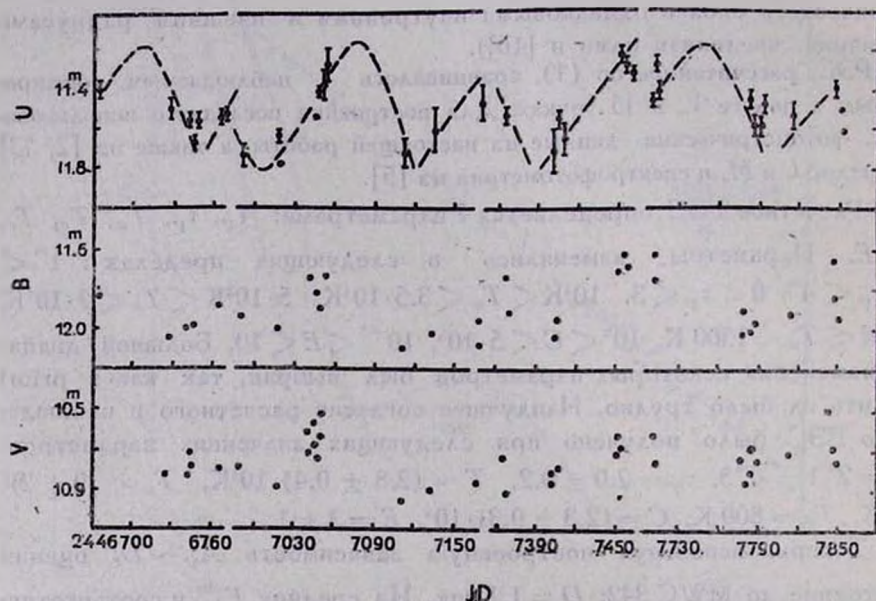


Рис. 4. Кривые блеска MWC 342 в оптическом диапазоне.

ность связана с процессами в пылевой оболочке MWC 342. Вероятно, происходит периодическое изменение оптической толщины пыли на луче зрения. Нечеткая $U-K$ антикорреляция говорит о существовании нерегулярных изменений блеска, накладывающихся на регулярный процесс; к тому же изменения блеска в полосе K должны быть в несколько раз меньше, чем в U , из-за уменьшения оптической толщины с ростом длины волны. У звезд с алголеподобными ослаблениями блеска типа UX Ori, где минимумы ($\Delta V \sim 2^m - 3^m$) обусловлены затмениями звезды пылевыми образованиями [28], в доказательство этого приводят диаграммы «цвет—величина»: $(U-B) \sim V$, $(B-V) \sim V$ и др. В нашем случае вследствие малости изменений блеска целесообразнее рассмотреть диаграмму с более удаленными по длинам волн полосами, например, $(U-R) \sim U$ (рис. 5b). На ней хорошо заметно покраснение звезды с падением блеска.

Поляризация излучения MWC 342 также переменна (табл. 3). Переменность, как видно из рис. 6b, связана с изменениями блеска с периодом

132^d, причем период изменения поляризации в 2 раза меньше. Поляризация возникает, видимо, в основном в пылевой оболочке, как и у других подобных объектов (см. раздел 6). К этому же выводу пришли и авторы [29], исследуя зависимость степени поляризации MWC 342 от длины волны. Необычно то, что минимумы поляризации приходятся как на максимумы, так и на минимумы блеска. Очевидно, наряду с изменениями оптической толщины существенный вклад в переменность поляризации вносит

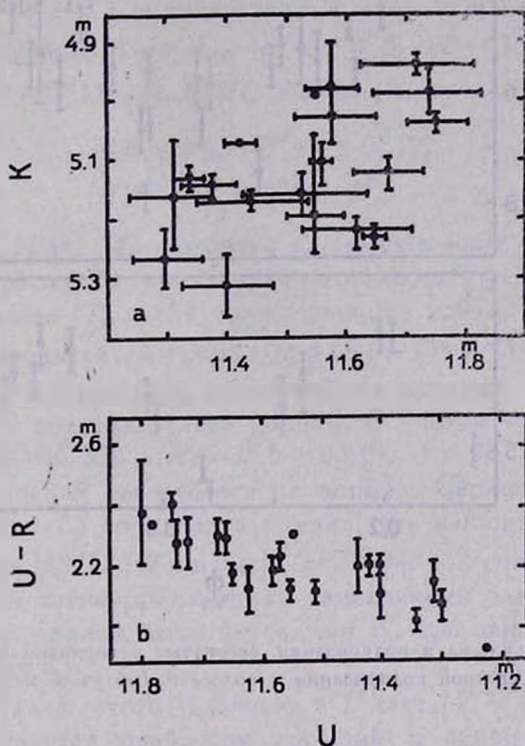


Рис. 5. а—изменения блеска MWC 342 в полосах U и K . (На рисунке не нанесены наблюдения 1989 г., так как в это время произошло увеличение блеска объекта в ИК-диапазоне. При этом характер зависимости $U \sim K$ сохранился), б—диаграмма «цвет—величина» ($U-R \sim U$).

изменение проекции геометрических характеристик оболочки на луч зрения. Отметим, что вид зависимости, изображенной на рис. 6b, одинаков как для наблюдаемой поляризации, так и собственной (после учета межзвездной — раздел 3).

Недостаток наблюдений не позволяет сделать более определенные выводы: нет наблюдений на фазах 0.05—0.2 132^d-периода; мало их в макси-

муме цикла, что создает некоторый произвол в определении его моментов, а, следовательно, и фаз периода.

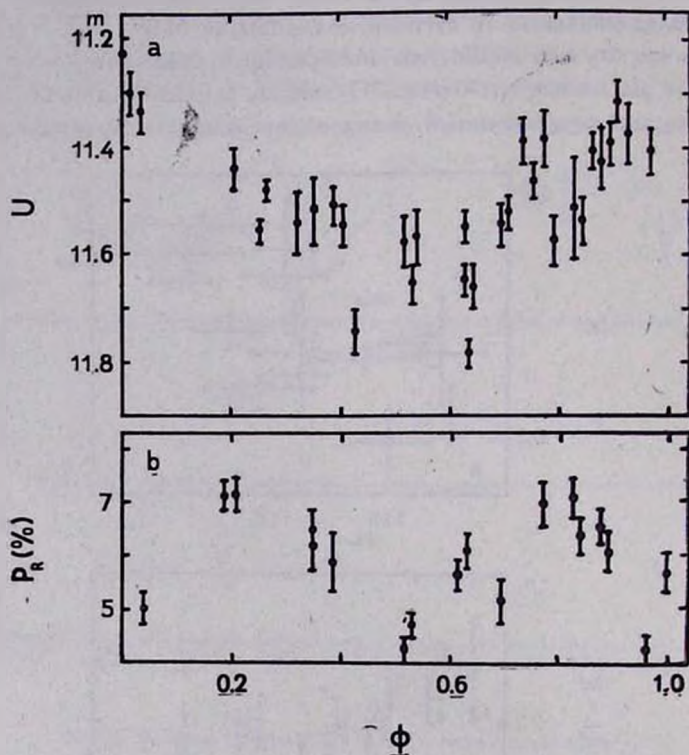


Рис. 6. Кривые блеска и поляризации, свернутые с периодом 132^d ; а — для полосы U ; б — для собственной поляризации в полосе R (об учете межзвездной поляризации — в разделе 6).

6. *Эволюционный статус MWC 342.* Основными особенностями излучения MWC 342 являются: УФ- и ИК-избытки, наличие в спектре эмиссионных линий (в частности, очень сильной H_α [5]), ранний спектральный класс. Такими признаками обладают звезды Ae/Be Хербига. К этой группе звезд MWC 342 не была отнесена, вероятно, из-за отсутствия вблизи нее наблюдаемой туманности. Но наличие свидетельств существования околосредной оболочки уже может ставить вопрос о молодости объекта. Одним из признаков звезд Ae/Be Хербига является их расположение в областях звездообразования. Вблизи MWC 342 находится группа молодых звезд: BD + 40°4124, $L_\star H_\alpha$ 224 и 225, что говорит о недавнем звездообразовании в этом районе.

В последнее время был разработан ряд количественных критериев выделения молодых звезд [18, 19]. Для их применения требуются оценки A_V и спектрального класса объекта, что было получено в разделе 4. В [18] дан фотометрический критерий отбора звезд Ae/Be Хербига:

$$\begin{cases} (B - V)_0 < 0^m.4, \\ 1^m < (V - K)_0 < 4^m, \end{cases} \quad (6)$$

где $(B - V)_0$ и $(V - K)_0$ — показатели цвета, исправленные за межзвездное поглощение. При $A_V = 2^m.1 \pm 0^m.3$, $(B - V) = 1^m.16 \pm 0^m.05$, $(V - K) = 5^m.64 \pm 0^m.11$ для MWC 342 получаем:

$$\begin{cases} (B - V)_0 = 0^m.47 \pm 0^m.12, \\ (V - K)_0 = 3^m.5 \pm 0^m.3. \end{cases} \quad (7)$$

Таким образом, MWC 342 находится на границе зоны, занимаемой звездами Ae/Be Хербига. Поскольку неопределенность в величине A_V значительная, то согласно (7) и (8) можно признать удовлетворительным.

В [19] приводится диаграмма $\lg p(R) \sim (V - L)_{sh}$: избытка цвета, вносимого околосветной оболочкой, на которой молодые звезды располагаются в пределах узкой полосы. С учетом межзвездной поляризации для MWC 342 $p(R) = (5.5 \pm 0.8)\%$, $\theta = 20^\circ \pm 8^\circ$ (переход от полосы B к полосе R выполнялся по формуле Серковского). Корректное значение $(V - L)$ определить трудно, так как опубликовано лишь одно наблюдение MWC 342 в полосе $L = 2^m.99$ [2]. В полосе L также должна проявляться антикорреляция с изменениями блеска в полосе U . Кроме того, она должна быть четче, чем K , так как вклад пыли в L больше ($T_d = 800$ K).

Использование этого значения в L дает $(V - L) = 7^m.77 \pm 0^m.11$ (ошибка определяется разбросом значений в полосе V). Для спектрального класса B0 $(V - L) = -0^m.98$ [13], $(A_V - A_1) = 2^m.1 \pm 0^m.3$. Тогда $(V - L)_{sh} = (V - L) - (V - L)_0 - (A_V - A_1) = 6^m.6 \pm 0^m.3$. В результате MWC 342 оказывается вблизи полосы молодых звезд.

Отметим, что направления собственной и межзвездной поляризации почти перпендикулярны, а степени сравнимы. Поэтому даже небольшая переменность собственной поляризации приводит к значительным изменениям наблюдаемых значений степени и угла, а также неточность в определении межзвездной поляризации влияет на величину собственной. Приведенные значения $p(IS)$ дали звезды с максимальной поляризацией в окрестности звезды. Уменьшение $p(IS)$ приводит к уменьшению значений собственной поляризации и приближению MWC 342 к полосе молодых звезд.

7. *Заключение.* В предыдущем разделе было показано, что по своим фотометрическим, поляриметрическим и спектральным характеристикам MWC 342 принадлежит к группе звезд Ae/Be Хербига. Отметим ряд других особенностей объекта.

Изучение переменности блеска показало, что плавные регулярные изменения в оптическом диапазоне, вероятно, можно объяснить процессами, связанными с пылевой оболочкой объекта. Кроме этого, существует нерегулярная составляющая, наблюдаемая, в основном, в полосах I и H , которая может возникать из-за нестационарности процессов, происходящих в системе (например, аккреции вещества из околосредней оболочки, звездного ветра). О последнем говорит и переменность эмиссионных линий [4, 5]. Проведение спектральных наблюдений с высоким разрешением квазисинхронно с фотометрией и поляриметрией необходимо в дальнейшем для уточнения природы переменности объекта.

Собранные нами результаты фотографических наблюдений MWC 342 в разные годы (см. табл. 1) показывают, что диапазон переменности звезды несколько больше, чем в последние годы. Так, обработка пластинки, полученной с объективной призмой в 1965 г. на Крымской станции ГАИШ, показала, что блеск MWC 342 вблизи 550 нм был почти на 1^m ярче, чем обычно. Этот результат получен по нескольким стандартам и сомнений не вызывает. Другое значение $V = 10^m 35$, полученное в июле 1969 г., приведено в [25]. Через 3 месяца после этого наблюдалось $V = 10^m 60$ [22]. Поскольку других наблюдений в этот период, видимо, не было, то нельзя ничего сказать о временном масштабе этих вспышек. Нужны дальнейшие регулярные наблюдения MWC 342 для выявления подобных особенностей.

Перечислим основные результаты работы:

1. Обнаружена переменность блеска MWC 342 в диапазоне 0.36—2.5 мкм, а также поляризации излучения в оптической области.
2. Найдена периодическая составляющая изменения блеска в полосах $UBVRI$ с периодом 132^d .
3. По своим наблюдательным проявлениям MWC 342 попадает в группу звезд Ae/Be Хербига.
4. Предложена модель объекта, объясняющая его РЭС в диапазоне 0.36—5 мкм. Оценен ряд усредненных параметров звезды и околосредней оболочки.
5. Отмечены особенности MWC 342, не выделявшиеся ранее.

По нашему мнению, следует продолжать исследование MWC 342. Кроме квазисинхронных фотометрических, поляриметрических и спектральных необходимы и ИК-наблюдения в диапазоне 2—20 мкм, радионаблюдения.

Авторы благодарят В. П. Архипову и А. П. Ипатову за предоставление дополнительных неопубликованных материалов наблюдений MWC 342 и полезные обсуждения в процессе подготовки работы.

Главная астрономическая
обсерватория АН СССР
Астрофизический институт
АН КазССР

MWC 342 — A YOUNG STAR

Yu. K. BERGNER, A. S. MIROSHNICHENKO, I. S. SUDNIK, R. V. YUDIN, N. Yu. YU TANOV, A. A. KRIVTSOV, A. N. SOKOLOV, K. S. KURATOV, D. B. MUKANOV

The results of *UBVRIJHK*—photometric and *VRIH_α*—polarimetric observations of MWC 342 are presented. The photometric (with periodical part) and polarimetric variability are discovered. Supposing the model of hot star surrounded by the gas—dust shell some parameters of the star and the shell, and interstellar extinction are evaluated. The conclusion that MWC 342 is Herbig Ae/Be star is made using the quantitative criteria.

ЛИТЕРАТУРА

1. P. W. Merrill, C. G. Burwell, *Astrophys. J.*, 78, 87, 1933.
2. D. A. Allen, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.* 161, 145, 1973.
3. P. Kleinmann, L. Kuhl, *Publ. Astron. Soc. Pacif.*, 84, 766, 1972.
4. N. Brosch, E. Leibowitz, N. Spector, *Astron. and Astrophys.*, 65, 259, 1978.
5. В. П. Архипова, А. П. Ипатов, *Письма в Астроф. ж.*, 8, 554, 1982.
6. P. Swings, O. Struve, *Astrophys. J.*, 97, 194, 1943.
7. Th. Neckel, G. Klare, *Astron. and Astrophys. Suppl. Ser.*, 42, 251, 1980.
8. Ю. К. Бернер, С. А. Бондаренко, А. С. Мирошниченко и др., *Изв. ГАО АН СССР*, 205, 142, 1988.
9. T. J. Deeming, *Astrophys. and Space Sci.*, 36, 137, 1975.
10. Н. Б. Каландадзе, Л. Н. Колесник, *Астрометрия и астрофизика*, 32, 57, 1977.
11. В. В. Соболев, в кн. «Курс теоретической астрофизики», Наука, М., 1985.
12. J. S. Hall, *Publ. US Naval Observ.*, 17, 275, 1958.
13. F. J. Low, *AFCRL-70-0179*, 1970.
14. J. Koornneff, *Prepr. ESO*, No 226, 1983.
15. И. Суджус, *Бюл. Вилья астроф. обсерв.*, No 39, 18, 1974.
16. Ю. К. Бернер, А. С. Мирошниченко, Р. В. Юдин и др., *Письма в Астроф. ж.*, 14, 616, 1988.
17. N. Panagia, *Astron. J.*, 79, 929, 1973.
18. А. А. Кривоус, Н. Ю. Ютанов, *Изв. ГАО АН СССР*, 205, 74, 1988.
19. Р. В. Юдин, *Астроф. циркуляр*, N1491, 1, 1987.
20. J. Swings, *Astron. and Astrophys. Suppl. Ser.*, 43, 331, 1981.

21. *N. Panagia*, Space Telescope Inst. Prepr. № 203, 1987.
22. *T. A. Lee*, Publ. Astron. Soc. Pacif, 82, 765, 1970.
23. *W. A. Hiltner*, Astrophys. J. Suppl. Ser., 2, 389, 1956.
24. В. Страйжис, в кн. «Многоцветная фотометрия звезд», Мокслас, Вильнюс, 1977.
25. В. И. Ворошилов, Н. Г. Гусева, Н. Б. Каландадзе и др., Каталог BV-величин и спектральных классов 18000 звезд, Наукова думка, Киев, 1976.
26. *T. Simon*, Astron. J., 79, 1054, 1974.
27. *D. Y. Gazari, M. Schmitz, J. M. Mead*, NASA Ref. Publ., № 1196, 1986.
28. Н. Н. Воинников, В. П. Гринин, Н. Н. Киселев, Н. Х. Минникулов, Астрофизика, 28, 311, 1988.
29. *F.—J. Zickgraf, R. E. Shulte—Ladbeck*, Astron. and Astrophys., 214, 274, 1989.

УДК: 524.335—54

НАБЛЮДЕНИЯ ФУОРОВ. II. КРИВАЯ БЛЕСКА V 1515 ЛЕБЕДЯ, ФУРЬЕ-АНАЛИЗ МЕЛКОМАСШТАБНОЙ СОСТАВЛЯЮЩЕЙ

М. А. ИБРАГИМОВ, В. С. ШЕВЧЕНКО

Поступила 23 декабря 1988

Принята к печати 10 января 1990

Анализируются *UBVRI*-фотоэлектрические наблюдения фуора V 1515 Cyg, полученные за 486 наблюдательных ночей в 1981—1987 гг. Методом фурье-анализа найден квазипериод переменности $9^d.7$ или $19^d.4$ с амплитудой от $0^m.05$ до $0^m.30$ (в среднем $0^m.15$). По пластинкам ташкентской фототеки дополнительно получены фотометрические оценки блеска за период 1967—1970 гг. Из анализа сводной кривой блеска отмечены среднемасштабные изменения с амплитудой до 1.5 *B*. Оценены расстояние до фуора —1000 пк, его радиус—13 $R_{\odot}$ и светимость $M_V = -0^m.5 \pm 0^m.5$.

1. *Введение.* В [1] мы уточнили крупномасштабную кривую блеска фуора V 1057 Cyg и обратили внимание на вероятные 12-суточные квазипериодические изменения блеска с амплитудой порядка $0^m.1$ *V*. Настоящая работа посвящена фуору V 1515 Cyg, отличающемуся от FU Ori и V 1057 Cyg в частности тем, что амплитуда мелкомасштабных изменений блеска у него намного больше, а на крупномасштабной кривой блеска встречаются неправильные колебания, превышающие 1^m *B* в настоящей работе мы также проанализировали мелкомасштабную переменность и с помощью фурье-анализа нашли квазипериодическую переменность с характерным временем около $9^d.7$ и амплитудой $0^m.2$ *V*.

Рассмотрев кривую блеска V 1515 Cyg, приведенную Венцелом и Гесснером [2], Жербит [3] впервые отнес эту переменную к типу FU Ориона. Анализу фотографических наблюдений посвящена работа [4]. Сведения о первых фотоэлектрических наблюдениях V 1515 Cyg приведены также Ландольтом [5], Цветкова [6—8] по результатам фотографической *UBV*-фотометрии построила сводную кривую блеска за эпоху 1975—84 гг., обратив внимание на ослабление блеска 1980 г. Регулярные спектральные и фотоэлектрические *UBV*-наблюдения V 1515 Cyg начали с 1978 г. Петров и Колотилов [9—11], на телескопах КрАО АН СССР и Южной стан-

ции ГАИШ. Они привели новые определения спектрального класса V 1515 Cyg и ряд *UBV*-измерений 1978—1982 гг.

Фотоэлектрическая *UBVR(i)*-фотометрия этого фуора ведется в Высокогорной майданакской экспедиции АИ АН Узб.ССР с 1981 г. [12]. Плотные ряды наблюдений получены на Майданаке в 1983, 1984, 1985, 1986 и 1987 гг. Эти ряды, содержащие существенную мелкомасштабную составляющую, были проанализированы на ЭВМ по программам фурье-анализа, причем найден 9-суточный квазипериод. Мы также оценили радиус и светимость фуора и уточнили крупномасштабную кривую блеска.

2. *Фотографические наблюдения 1967—1970 гг. и крупномасштабная кривая блеска.* Сводная кривая блеска, приведенная Хербигом [3], кроме большой дисперсии вблизи максимума блеска и очень медленного крупномасштабного подъема, продолжавшегося с 1947 г. по 1952 г., имеет еще ряд отличий от «классических» фуоров FU Ori и V 1057 Cyg, так что некоторые авторы высказывали сомнения в принадлежности этой звезды к классу фуоров. Воспользовавшись данными [2—12], мы также построили сводную кривую блеска V 1515 Cyg, усреднив все имеющиеся фотографические и фотоэлектрические наблюдения в системе *B* за каждый год. Два ряда фотографических наблюдений, приведенных Хербигом [3], усреднены. Поскольку в нашем распоряжении оказались пластинки, полученные на ташкентском короткофокусном астрографе в 1967—1970 гг., мы дополнительно получили оценки блеска за этот период.

Применявшийся инструмент и система эмульсия — фильтр для реализации фотометрической системы m_{pg} описаны в [1]. Оценки блеска фуора V 1515 Cyg проводились по тем же пластинкам, по которым в [1] оценивались величины фуора V 1057 Cyg, который на этой серии пластинок находился вблизи центра пластинки. Переменная V 1515 Cyg оказывалась у самого края. Поэтому из-за ограничения рамкой фильтров не удалось получить оценки m_{pv} и m_{pg} , и к тому же при предельной величине на пластинках $\sim 15^m$ индивидуальная ошибка в оценке блеска достигает $\pm 0^m.2$. По усреднении же 5—50 измерений значения имеют ошибку менее $0^m.1$. Ниже приводятся усредненные по годам результаты фотографической фотометрии V 1515 Cyg по пластинкам фототеки АИ АН Узб.ССР.

Таблица 1

Год	m_{pg}	$n-m$
1967	13 ^m .8	26—18
1968	13.7	51—34
1969	13.5	5—4
1970	13.7	17—5

В последней колонке первое число n обозначает общее количество наблюдений, второе m — число ночей, по которому произведено усреднение. На рис. 1. приведена сводная кривая блеска V 1515 Cyg, построенная авторами по опубликованным до 1988 г. наблюдениям. Из этого рисунка следует, что в эпоху 1967—70 гг. звезда

продолжала медленно повышать свой блеск до максимального уровня $13^m.5$ в 1969 г. Затем, в 1970 г. произошло незначительное ослабление блеска фуора на $0^m.2$. Чередование подъемов и спадов блеска, как видно из рис. 1, является весьма характерной особенностью фотометрического поведения звезды как в период крупномасштабного подъема блеска, так и в после-максимальный период, который, по-видимому, начался у звезды в 1974 г.

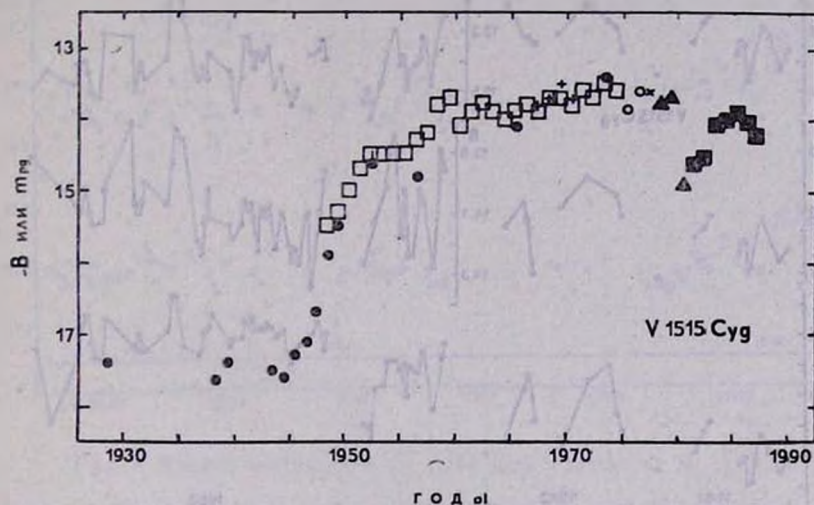


Рис. 1. Сводная кривая блеска V 1515 Cyg в фотографических лучах, построенная по данным Венцела, Гесснера, Хоффлята [2, 3] — □. Готтлиба, Лиллера [4] — ●, Стона [3] и Ландольта [5] — ○. Цветковой [6—8] — ×, Колотилова и Петрова [9—12] — ▲. Фотографические оценки авторов обозначены — +, а фотоэлектрические — ■.

3. Фотоэлектрические наблюдения 1981—1987 гг. Регулярная программа фотоэлектрических *UBVR*-наблюдений фуора V 1515 Лебедя в АИ АН Узб.ССР ведется с 1981 г. на горе Майданак на 0.6-м рефлекторе Цейсса и 0.48-м рефлекторе АЗТ-14 Высокогорной экспедиции АИ АН Узб.ССР с идентичными фотометрами на счете импульсов. Кроме авторов в фотоэлектрических наблюдениях по одной программе принимали участие Л. Н. Бердников, А. В. Безверхов, В. П. Кулешов, С. Ю. Мельников, Э. Г. Тимофеев, А. В. Чернышев, А. Ф. Шаймиева, Н. А. Шутемова и С. Д. Якубов. Всего с 1981 г. по конец 1987 г. получено 486 фотоэлектрических оценок блеска фуора. Точность значений величин *U, B, V, R* определялась статистикой импульсов в этих полосах. В связи с малой статистикой импульсов в полосе *U* ошибка в определении цвета (*U—B*) достигает $0^m.09$ (в среднем $\pm 0^m.035$), тогда как погрешности в определении

цветов ($B-V$) и ($V-R$) составляют соответственно $0^m.02$ и $0^m.01$. Кривые блеска в полосах B , V , R для периода 1981—86 гг. приведены на рис. 2—4.

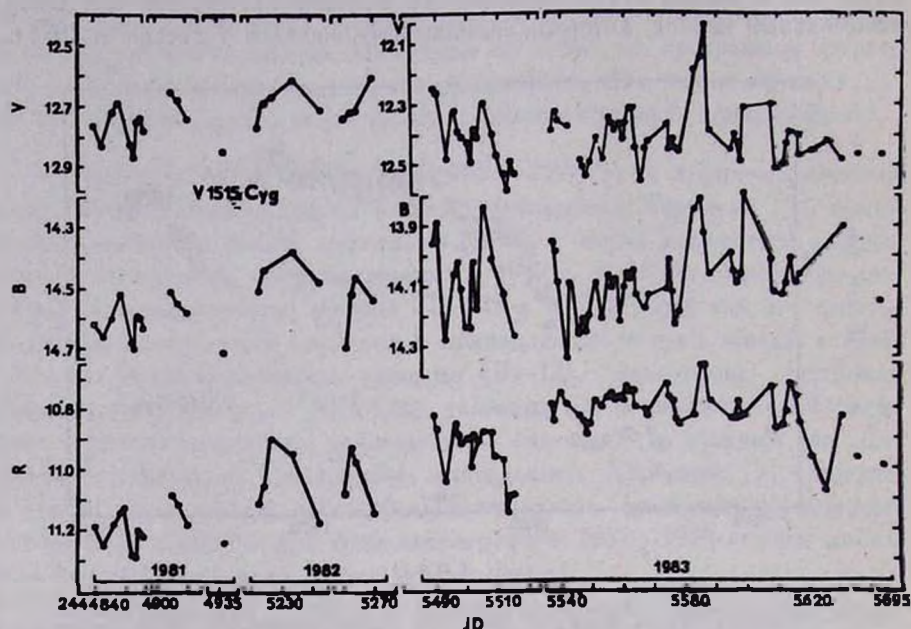


Рис. 2. Кривые блеска фюора V 1515 Cyg в фильтрах B , V , R .

Наши фотоэлектрические измерения охватывают период подъема блеска V 1515 Лебедя, последовавшего вслед за сильным ослаблением звезды на ~ 1.5 B , (см. рис. 1) в 1980 г. [6, 10, 11]. На фоне отмеченного неуклонного подъема блеска звезды хорошо заметны его мелкомасштабные квазипериодические изменения, присутствующие во все сезоны наблюдений.

В 1983 и 1985 гг. амплитуда мелкомасштабных изменений достигает $0^m.4$ V . Ниже мы приводим сводку наблюдений 1981—1987 гг.

Для оценки изменений в цвете ($U-B$) мы отбрасывали по 2 минимальных и максимальных значения ($U-B$), а также те значения, которые основаны на малой статистике импульсов.

На самом деле можно заподозрить из анализа кривой блеска V 1515 Cyg, построенной по фотографическим и фотоэлектрическим наблюдениям 1966—1987 гг., существование среднемасштабных изменений блеска с амплитудой около 1^m и характерным временем около 7 лет. В мелкомасштаб-

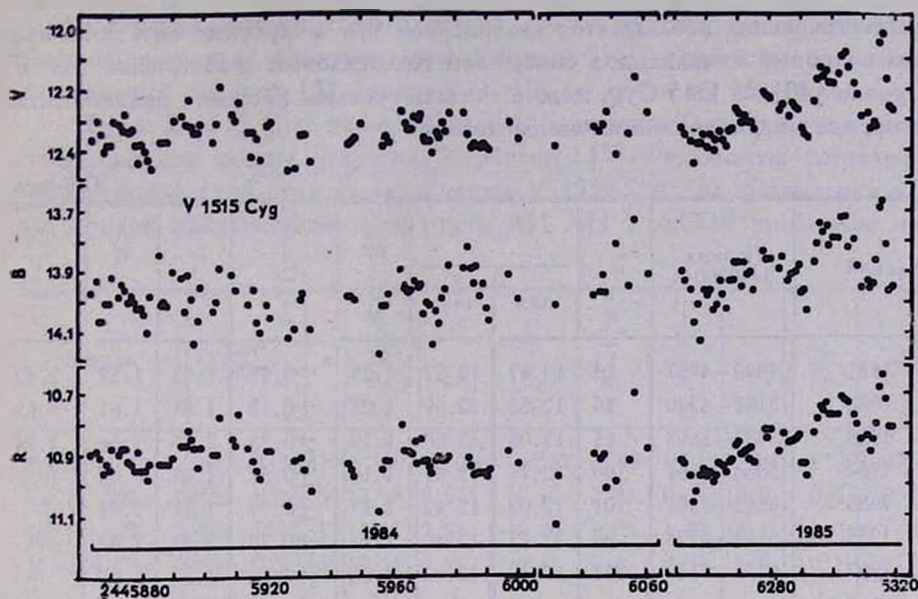


Рис. 3. Кривые блеска фусра V 1515 Cyg в фильтрах B, V, R.

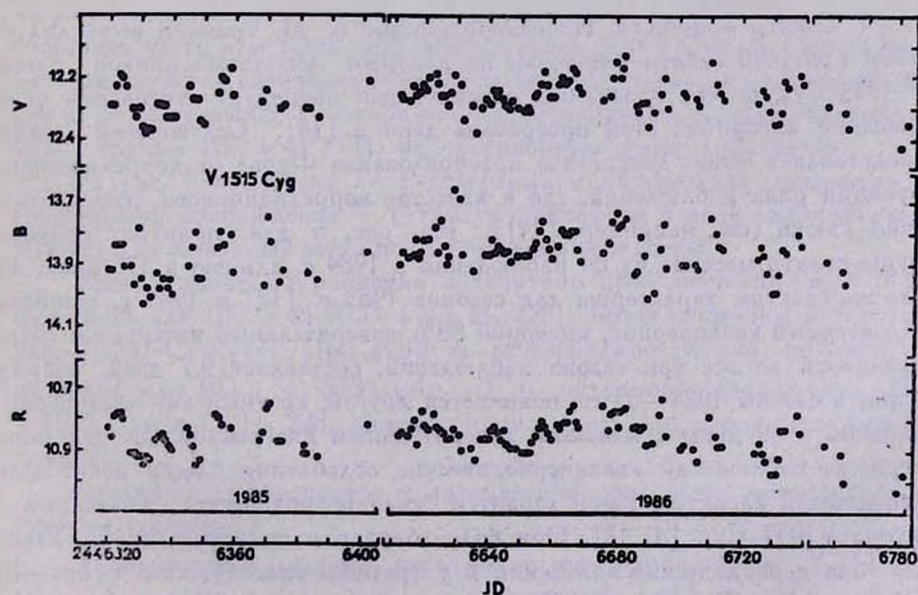


Рис. 4. Кривые блеска фуора V 1515 Cyg в фильтрах B, V, R.

ных изменениях наблюдается квазипериод $9^d.7$ и кратные ему. Учитывая, что подобный квазипериод обнаружен Колотиловым и Петровым для FU Ориона [13], V 1515 Cyg, можно считать третьим фуором с мелкомасштабными квазипериодическими изменениями.

Таблица 2

Год	Период 2440000+	n	V		$<U-B>$	$\Delta <U-B>$	$<B-V>$	$\Delta <B-V>$	$<V-I>$
			max	min					
1981	4840—4937	14	12.67	12.87	1.25	± 0.25	1.92	1.57	2.42
1982	5192—5240	10	12.52	12.69	1.23	± 0.18	1.81	1.61	2.63
1983	5487—5695	61	12.06	12.60	1.19	± 0.28	1.75	1.56	2.54
1984	5864—6061	100	12.16	12.47	1.16	± 0.32	1.67	1.46	—
1985	6252—6402	101	12.02	12.42	1.17	± 0.19	1.64	1.44	—
1986	6612—6776	98	12.13	12.40	1.15	± 0.23	1.62	1.42	—
1987	6956—7125	102	12.40	12.62	1.22	± 0.18	1.68	1.60	—
Итого:	4840—7125	486	12.02	12.87	1.19	± 0.95	1.69	1.50	2.53

4. *Спектр мощности.* По нашей просьбе К. Н. Гранкин вычислил на ЭВМ СМ-1420 спектр мощности по плотным участкам кривой блеска V 1515 Cyg по его программе, реализующей процедуру стягивания окна; описание алгоритма этой программы дано в [14]. Сглаженный спектр представляет собой дискретное преобразование Фурье от корреляционной функции ряда наблюдений, где в качестве корреляционного использовано окно Тьюки (см., например, [14]). На рис. 5 для примера приведен фурье-спектр массива из 84 наблюдений в 1984 г. длиной в 138 дней. Такие же спектры характерны для сезонов 1983 г. [12] и 1985 г. Наиболее характерный квазипериод, имеющий 80% доверительный интервал и сохраняющийся во все три сезона наблюдений, составляет 9.7 дней. Наряду с ним в сезоны 1984—85 гг. появляется другой, кратный ему квазипериод, близкий к 19 дням с меньшим доверительным интервалом. В отдельные периоды наблюдений квазипериодические ослабления блеска носят аллоподобный характер. Иной характер квазипериодических колебаний у фуора V1057 Cyg [1, 12]. Они более близки к синусоидальным. Такого же типа периодические колебания и у третьего классического фуора—FU Ориона [13]. Таким образом, мелкомасштабная переменность с квазипериодом от 10 до 20 дней, видимо, является характерной чертой послесвещного фотометрического поведения фуоров.

5. Оценка радиуса и светимости V 1515 Cyg. Эта оценка может быть сделана, поскольку известен спектр звезды [11], причем по сравнению с предыдущей оценкой [3] (ранний GI-II) он почти не изменился.

Фуор V 1515 Cyg является членом компактной группы, содержащей 3 эмиссионные звезды, открытые Хербигом [15]. Результаты фотоэлектрических фотометрий этих звезд, а также V 1515 Cyg, на фотометрах в Высокоточной майданакской экспедиции АИ АН Узб.ССР приведены ниже.

Таблица 3

Звезда	Эпоха 2440000+	n	$\angle V$	ΔV	$\angle U-B$	$\angle B-V$	$\angle V-R$	V_0	M_V	Sp
BD+41°3731	5847—7125	410	9 ^m 887	0 ^m 026	-0 ^m 47	0 ^m 08	0 ^m 13	8 ^m 9	-1 ^m 1	B2—3
Lk H _α 228	6628—6730	36	12.96	0.085	0.21	0.83	0.77	10.0	0.0	B9?
Lk H _α 229	6630—6712	11	16.11	2.34	-0.86	1.03	1.72	15.	+5.0	—
V 1515 Cyg	4840—7125	486	12.35	0.85	0.49	0.85	0.80	9.5	-0.5	G 2—5: I—II

Для V 1515 Cyg в последней строке приведены показатели цвета, исправленные за межзвездное покраснение, либо за покраснение в оболочке. По-видимому, группировка, содержащая фуор V 1515 Cyg, входит как составная часть в область звездообразования RSF4 Cyg A [16], центром которой является скопление NGC 6910. В этом случае расстояние до области и, соответственно, до фуора — 1 кпк. Результаты, взятые отдельно для малой группы BD + 41°3731, не противоречат этому расстоянию.

На рис. 6 приведена Г—Р-диаграмма и двухцветная диаграмма для группировки. Наблюдения V 1515 Cyg приведены в виде индивидуальных точек, а для остальных звезд все наблюдения усреднены.

Межзвездное покраснение рассчитано при значении $R_0 = 3.30$ и $R_0 = 3.35$ для BD + 41°3731 и Lk H_α 228, соответственно, и $R_0 = 3.58$ для V 1515 Cyg [17]. При этом за межзвездное можно принять покраснение для BD + 41°3731 ($A_V = 1^m$), остальное поглощение света V 1515 Cyg и Lk H_α 228, видимо, происходит в их околосветных оболочках.

Анализ Г—Р-диаграммы и двухцветной диаграммы приводит к следующим выводам:

1) Вероятный модуль расстояния до группировки V 1515 Cyg $V_0 - M_V = 10^m 0$, тогда светимость V 1515 Cyg $M_V = -0^m 5 \pm 0^m 5$, а радиус $R = 13 \pm 2 R_\odot$. Физическая светимость фуора находится между II и III классами, в то время как светимость, оцениваемая формально

по интенсивности специфических линий [11], может относиться к более высокому классу (I—II). Такое явление уже отмечалось у Ae/Be-звезд Хербига [12].

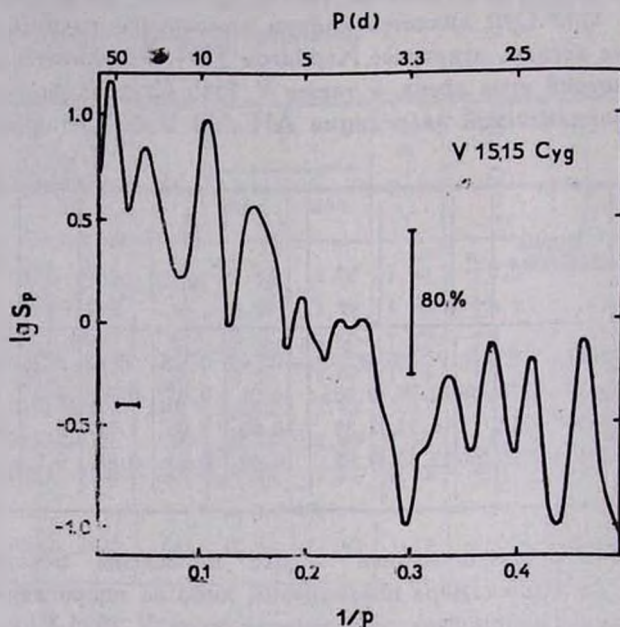


Рис. 5. Характерный спектр мощности фурье V 1515 Cyg для массива из 84 наблюдений длиною в 138 дней в 1984 г. Горизонтальный отрезок указывает размер окна, а вертикальный — 80% доверительного интервала, с которым проводился расчет данного спектра мощности.

2) Мелкомасштабные и среднemasштабные изменения блеска V 1515 Cyg происходят, вероятнее всего, за счет изменения поглощения в оболочке, причем закон поглощения в оболочке близок к нормальному ($R_0 = 3.6$ для G 2I). Поглощение в оболочке меняется в пределах $1^m < A_V < 2^m.5$, в то время как межзвездное поглощение близко к 1^m .

3) Квазипериодическая составляющая $9^d.7$ или 19^d связана, скорее всего, с вращением оболочки, в которой поглощение неравномерно и меняется со временем. При вращении звезды с горячими или холодными пятнами должно наблюдаться изменение спектрального класса. Тот факт, что даже при существенном понижении блеска ($\Delta V > 1^m$) спектр звезды не изменился [11], свидетельствует в пользу первой возможности.

4) Дисперсия в цвете ($U-B$) связана с изменением характеристик газовой-пылевой оболочки. Вклад ее более определенно можно оценить про-

ведя совместные фотометрические, поляриметрические и спектральные наблюдения в широком спектральном интервале.

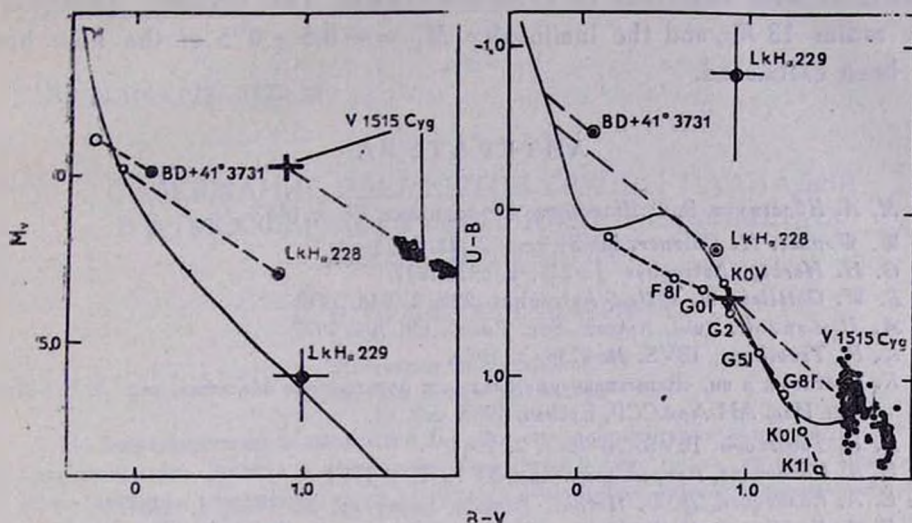


Рис. 6. Г—Р-диаграмма и двухцветная диаграмма для звезд группировки, включающей фуор V 1515 Cyg. Сплошной линией обозначена Главная последовательность. На двухцветной диаграмме приведена также и последовательность звезд I класса светимости (жирные штрихи). Штриховой линией показана линия нарастающего покраснения.

5) Возможно, в среднемасштабных изменениях блеска ($\Delta V \approx 1^m$) также присутствует квазипериодический член ($P \approx 7$ лет).

Авторы благодарят астрономов, принимавших участие в фотометрических наблюдениях на горе Майдабак в 1981—1988 гг., а также И. А. Бедулеву и З.И. Дмитриеву, оказавших помощь в подготовке рукописи.

Астрономический институт
АН Узб.ССР

OBSERVATIONAL STUDY OF FUORS II. THE LIGHT CURVE OF V 1515 CYGNI. FOURIER ANALYSIS OF SMALL AMPLITUDE VARIABILITY

M. A. IBRAGIMOV, V. S. SHEVCHENKO

$UBVR(i)$ — photometry of the Fuor V 1515 Cyg obtained by 486 observational nights in 1981—1987 is analysed. By Fourier-analysis method quasiperiodical variability $9^d.7$ or $19^d.4$ with amplitude $0^m.05$ to $0^m.30$ (in the average $0^m.15$) have been found. Photometric values in 1967—1970 from Tashkent's plates have been added.

onally obtained. From the analysis of total light curve average scale variations with amplitude to 1^m5B are shown. The distance 1000 pc, the radius $13 R_{\odot}$ and the luminosity $M_v = -0.5 \pm 0^m5$ of the Fvar have been estimated.

ЛИТЕРАТУРА

1. М. А. Ибрагимов, В. С. Шевченко, *Астрофизика*, 27, 5, 1987.
2. W. Wenzel, H. Gessner, *MVS*, 7, h. 2, 23, 1975.
3. G. H. Herbig, *Astrophys. J.*, 217, 1, 693, 1977.
4. E. W. Gottlieb, W. Liller, *Astrophys.* 225, 1, 448, 1978.
5. A. U. Landolt, *Publ. Astron. Soc. Pacif.*, 89, 704, 1977.
6. К. Р. Тsvetkova, *IBVS*, № 2236, 3, 1982.
7. К. Цветкова, в кн. «Вспыхивающие звезды и родственные объекты», ред. Л. В. Мирвоян, Изд. АН Арм.ССР, Ереван, 1986, стр. 84.
8. К. Р. Тsvetkova, *IBVS*, № 2617, 2, 1984.
9. Е. А. Колотилоv, *Астрон. циркуляр*, № 1037, 1, 1979.
10. Е. А. Колотилоv, П. П. Петров, *Астрон. циркуляр*, № 1167, 1, 1981.
11. Е. А. Колотилоv, П. П. Петров, *Письма в Астрон. ж.*, 9, № 3, 171, 1983.
12. В. С. Шевченко, в кн. «Вспыхивающие звезды и родственные объекты», ред. Л. В. Мирвоян, Изд. АН Арм.ССР, Ереван, 1986, стр. 230.
13. Е. А. Колотилоv, П. П. Петров, *Письма в Астрон. ж.*, 11, 846, 1985.
14. Г. Дженкинс, Д. Ваттс, «Спектральный анализ и его приложения», Мир, М., 1971.
15. G. H. Herbig, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, 4, 337, 1960.
16. В. С. Шевченко, *Астрон. ж.*, 56, 297, 1979.
17. В. Л. Страйжис, *Многоцветная фотометрия звезд*, Изд-во Мокслас, Вильнюс, 1977.

УДК 524.316.4.022—852—36

СОДЕРЖАНИЕ ЭЛЕМЕНТОВ ГРУППЫ ПАЛЛАДИЯ В АТМОСФЕРАХ ПРОЭВОЛЮЦИОНИРОВАВШИХ ЗВЕЗД. II. РУТЕНИЙ

М. Я. ОРЛОВ, А. В. ШАВРИНА

Поступила 20 декабря 1989

Принята к печати 25 января 1990

По спектрограммам с дисперсией 6 А/мм методом синтетического спектра определено содержание рутения в атмосферах К-гигантов 9 Воо, ρ Воо, 39 Суг. Приводятся также данные о содержании этого элемента в атмосферах других проэволюционировавших звезд.

Рутений ^{100}Ru образуется в ходе реакций s-процесса при захвате нейтрона атомом технеция ^{99}Tc . Определение его содержания в атмосферах звезд разных спектральных классов важно для понимания процесса нуклеосинтеза на поздних стадиях звездной эволюции. Такие определения весьма немногочисленны.

Фой [1, 2], используя метод моделей атмосфер, получил содержания рутения для К-гиганта населения I типа γ Рsc, трех К-гигантов с большими скоростями, HD 5780, HD 37763, HD 41312 и трех G, К-гигантов с малыми микротурбулентными скоростями, α¹ Саp, ρ Gru, δ РзА. Комаров и Мишенина [3] методом синтетического спектра определили содержание рутения в атмосферах трех К-гигантов из рассеянного скопления Гиад, γ Тау, δ Тау, ε Тау. Томкин и Ламберт [4], Ламберт [5], Кришнасвами и Снеден [6] привели результаты для трех бариевых звезд, HR 774, ζ Саp, HD 216219, полученные методом моделей атмосфер и синтетического спектра. Из М-гигантов исследовалась только β Рег, для которой результаты, полученные методом кривых роста (Ветешник [7]) и методом моделей атмосфер (Орлов, Шаврина [8]) по эквивалентным ширинам одних и тех же линий Ru I, отличаются в ~10 раз. Смит и Уоллерстейн [9] методом кривых роста определили содержание рутения у четырех звезд классов S и SC (S UMa, R CMi, FU Mon, GP Ori).

Настоящая работа посвящена анализу содержания рутения в атмосферах трех К-гигантов, 9 Воо, ρ Воо, 39 Суг, по спектрограммам с

дисперсией 6 А/мм, полученным М. Е. Боярчук в фокусе куде 2.6-м телескопа Крымской астрофизической обсерватории АН СССР. Первоначально мы выбрали три линии нейтрального рутения: 4584.44 А ($a^3F - z^5 G^0$), 4709.48 А ($b^3F - z^3 F^0$), 5636.24 А ($a^5D - z^5 D^0$) с потенциалами возбуждения нижнего уровня 0.99, 1.12 и 1.05 эВ соответственно. Однако последняя линия практически совпадает по длине волны с линией FeI (5636.225 А, для которой нет надсжно определенной силы осциллятора. Но даже если не включать в расчеты эту линию железа, то, принимая для линии рутения $\lg gf = +0.19$ из [11], получим содержание рутения в исследуемых звездах на порядок ниже, чем по двум другим линиям. Если же использовать более низкое значение $\lg gf = -1.20$ [10], то пределы содержания [Ru/H] составят -0.65 (при включении линии железа с силой осциллятора из [10]) и $+0.35$ (без нее). Поэтому мы исключили из рассмотрения линию рутения 5636.24 А. Мы рассчитали синтетический спектр в области первых двух линий рутения (4582 — 4587 А и 4707 — 4712 А), включив все атомные линии из списка Куруца и Пейтремана [10], линии полосы (0,2) фиолетовой системы CN и полос (1,0), (2,1) системы Свана C_2 . Линии C_2 (достаточно интенсивные) не вносят вклад в профили линий рутения. Были уточнены силы осцилляторов по данным новых сводок и определений. Для рассматриваемых линий Ru I мы приняли новые значения $\lg gf$, определенные Гуртовенко и Костыком [11]: -0.31 (4584.44 А) и -0.01 (4709.48 А). Расчеты моделей атмосфер проводились по программе SAM 1 [12], модифицированной в Тартуской астрофизической обсерватории АН ЭССР (были включены дополнительно молекулярные источники непрозрачности) [13].

Для контроля используемой методики и надежности принятых значений сил осцилляторов мы вначале рассчитали синтетический спектр для звезд-стандартов γ Тау, δ Тау и сравнили с наблюдаемыми спектрами из атласа [14] (дисперсия 3.2 А/мм). Принятые параметры атмосфер и полученные результаты приведены в табл. 1. Содержания рутения с учетом ошибок (± 0.2 dex) близки к солнечному.

Затем были рассчитаны синтетические спектры для исследуемых трех К-гигантов. Использовались параметры атмосфер из [15, 16] и содержания С, N, О из [17]. Сопоставление с наблюдаемыми спектрами показало, что содержание рутения в атмосферах 9 Boo, ρ Boo, 39 Cyg примерно одинаково и составляет $[Ru/H] \approx -0.15$ (табл. 1). Для сравнения в табл. 2 мы приводим результаты для других G-, К-гигантов, полученные в [1—3]. Сводка результатов определений содержания рутения в атмосферах бариевых, М- и S-звезд дана в табл. 3. Мы не включили в таблицу более старые результаты для бариевых звезд, полученные методом кривых роста [18, 19].

Таблица 1

ПАРАМЕТРЫ МОДЕЛЕЙ И СОДЕРЖАНИЕ РУТЕНИЯ В АТМОСФЕРАХ
ИССЛЕДУЕМЫХ ЗВЕЗД

Звезда	S_p	T_{eff} , К	$\lg g$	v_t , км/с	[Ru/H]	Дисперсия	Линии Ru I
γ Tau	K 0 ⁻ III ab	5000	2.1	1.7	+0.15	3.2 А/мм	4584.44, 4709.48 А
δ Tau	K 0 ⁻ III	50 0	2.1	1.7	+0.25	"	"
9 Boo	K3 III	4200	1.5	2.3	-0.15	6 А/мм	"
ρ Boo	K3 III	4400	1.5	2.0	-0.15	"	"
39 Cyg	K3 III	4400	1.7	1.7	-0.15	"	"

Таблица 2

СОДЕРЖАНИЕ РУТЕНИЯ В АТМОСФЕРАХ ДРУГИХ G- И K-ГИГАНТОВ

Звезда	S_p	[Ru/H]	[Ru/Fe]	Дисперсия	Линии Ru I	Литература
α^1 Cap	G9 III	-0.40	-0.48	12.4 А/мм	не приводятся	[2]
ρ Gru	G8 III	-0.10	+0.10	"	"	"
δ PsA	G8 III	-0.80	-0.60	"	"	"
ν Psc	K3 III	-0.7	-0.4	"	"	[1]
HD 5780	K4 III	+0.2	+0.8	"	"	"
γ Men	K4 III	-0.3	-0.4	"	"	"
HD 41312	K3 III	-1.2	-0.6	"	"	"
γ Tau	K 0 ⁻ III ab	-0.15	-0.26	5.6 А/мм	5636.24 А	[3]
δ Tau	K 0 III	+0.10	+0.10	"	"	"
ε Tau	G 9.5 III	+0.05	-0.04	"	"	"

Таблица 3

СОДЕРЖАНИЕ РУТЕНИЯ В АТМОСФЕРАХ БАРИЕВЫХ, M- И S-ЗВЕЗД

Звезда	S_p	[Ru/H]	[Ru/Fe]	Разрешение (дисперсия) спектрограмм	Линии Ru I	Литература
1	2	3	4	5	6	7
HR 774	G8p, Ba3	+0.46:	+0.78	0.04—0.05 А	4584.44, 5309.27 А	[4.5]
ζ Cap	G4IIp, Ba3	+0.32	+0.43	"	"	[5]
HD 216219	G2IIp, Ba0	+0.63	+1.17	-0.13 А	4757.84 А	[6]
β Peg	M 2 ⁺ IIIa	-0.2	-0.2	4.1—8.3 А/мм	16 линий ($\lambda\lambda$ 3728—4758 А)	[7]

1	2	3	4	5	6	7
S UMa	S 2/6		[Ru/Ti] +1.6	5 A/mm	5814.98. 5919.34 A	[9]
R CMi	SC 4/10		+1.7	6.7 A/mm		"
FU Mon	SC 6.5/7.5		+1.8	"		"
GP Ori	SC 7/8		+2.0	"		"

Приносим благодарность М. Е. Боярчук за предоставление спектрограмм.

Главная астрономическая
обсерватория АН УССР

THE ABUNDANCE OF PALLADIUM GROUP ELEMENTS IN THE ATMOSPHERES OF EVOLVED STARS. II. RUTHENIUM

M. YA. ORLOV, A. V. SHAVRINA

The abundance of ruthenium in the atmospheres of K giants 9 Boo, ρ Boo, 39 Cyg is determined from 6 A/mm spectrograms using the spectral synthesis technique. Published data on the abundances of ruthenium in the atmospheres of other evolved stars are also presented.

ЛИТЕРАТУРА

1. R. Foy, *Astron. and Astrophys.*, 85, 287, 1980.
2. R. Foy, *Astron. and Astrophys.*, 93, 315, 1981.
3. Н. С. Комаров, Т. В. Мишенина, *Астрофизика*, 28, 682, 1988.
4. J. Tomkin, D. L. Lambert, *Astrophys. J.*, 273, 722, 1983.
5. D. L. Lambert, in "Cool stars with excesses of heavy elements. Proc. Strasbourg Observ. Collq., July 3—6, 1984", eds. M. Jaschek, P. C. Keenan, Dordrecht e. a., 1985, p. 191.
6. K. Krishnaswamy, C. Sneden, *Publ. Astron. Soc. Pacif.*, 97, 407, 1985.
7. M. Vetešník, *Folia pfirodoved. fak. UJEP Brné*, 21, № 3, 5, 1980.
8. М. Я. Орлов, А. В. Шаврина, *Письма в Астрон. ж.*, 10, 135, 1984.
9. V. V. Smith, G. Wallerstein, *Astrophys. J.*, 273, 742, 1983.
10. R. L. Kurucz, E. Peytremann, *SAO Spec. Rep.*, № 362, 1975.
11. Э. А. Гуртовенко, Р. И. Костык, *Фраунгоферов спектр и система солнечных сил осцилляторов*, Научова думка, Киев, 1989.
12. S. L. Wright, J. D. Argyros, *Comm. Univ. London Observ.*, № 75, 1, 1975.
13. T. Kipper, J. Sitska, in "Atmospheres of late — type stars", Tallinn, 1981, p. 15.
14. L. Gratton, G. Natali, R. Nesci, *A Spectrophotometric Atlas of three K giants*, Frascati, 1975.
15. М. Я. Орлов, А. В. Шаврина, *Астрофизика*, 28, 595, 1988.
16. М. Е. Боярчук, М. Я. Орлов, А. В. Шаврина, *Астрофизика*, 30, 663, 1989.
17. М. Е. Боярчук, Я. В. Павленко, А. В. Шаврина, *КФНТ*, 5, № 3, 56, 1989.
18. B. Warner, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, 129, 263, 1965.
19. I. J. Danziger, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, 131, 51, 1965.

УДК: 524.31.02—366

О СОДЕРЖАНИИ ТЕХНЕЦИЯ В ХОЛОДНЫХ ГИГАНТАХ

А. А. АКОПЯН, Ю. К. МЕЛИК-АЛАВЕРДЯН

Поступила 1 апреля 1988

Принята к печати 15 марта 1990

На основе модельных расчетов и имеющихся данных относительно интенсивностей линий Тс рассмотрен вопрос о содержании Тс в звездах. Установлены корреляция между содержанием Тс и физическими параметрами мегрид.

Технеций в звездах был впервые обнаружен Мериаллом в 1952 г. [1]. Как известно, технеций не имеет стабильных изотопов и, следовательно, его присутствие в атмосферах звезд указывает на сравнительно недавний процесс образования элементов. Поэтому выявление технеция в звездах различных классов имеет важное значение для теории звездной эволюции.

Практически все имеющиеся к настоящему времени данные о содержании технеция в звездах собраны в [2], где 279 звезд разбиты на следующие 5 групп на основании признаков наличия (или отсутствия) технеция: а) звезды, в которых технеций, по мнению авторов, несомненно присутствует; б) звезды, в которых Тс, по всей вероятности, присутствует; в) звезды, в которых Тс, возможно, имеется; г) звезды, в которых Тс, вероятно, нет; д) звезды, в которых технеция нет определенно.

Можно ли, используя результаты работы [2], выяснить какие-либо закономерности процесса образования технеция, например, на какой стадии эволюции образуется этот элемент, как долго продолжается процесс его образования, имеется ли корреляция интенсивности этого процесса с теми или иными параметрами звезд? Ответить на все эти вопросы можно было бы, располагая данными о содержании технеция в звездах. Однако в работе [2] приводятся лишь качественные оценки, относящиеся к содержанию технеция. Тем не менее — в этом и заключается основная идея нашей работы — можно, используя данные работы [2], получить определенное представление о том, как содержание технеция связано с теми или иными физическими параметрами рассматриваемой группы звезд.

С этой целью мы выбрали среди звезд, исследованных в [2] с точки зрения наличия признаков содержания технеция, те звезды, которые относятся к долгопериодическим переменным спектрального класса М. Эти

звезды представляют позднюю стадию эволюции. В аспекте исследования происхождения технеция для нас существенно то обстоятельство, что теоретическое рассмотрение этой эволюции дает возможность оценить важнейшие физические параметры звезд, такие, как абсолютная светимость, масса, возраст. Для этих целей служит, так называемая, диагностическая диаграмма [3]. Таким образом, оценив содержание технеция в миридах, мы сможем связать эту величину с рядом физических параметров мирид, определенных с помощью диагностической диаграммы.

Перейдем теперь к определению содержания технеция. Конечно, мы не располагаем данными, которые позволили бы нам получить точное значение этой величины. Однако, располагая данными [2], мы можем ввести в рассмотрение некоторый параметр δ , который, как будет показано ниже, определенным образом связан с содержанием технеция. Для этого поступим следующим образом. Все мириды, классифицированные в [2] по наличию (или отсутствию) технеция, разделим на две группы. В первую группу включим те звезды, в которых наличие технеция, согласно [2], считается установленным или хотя бы вероятным, а во вторую — остальные. Обозначим относительное число звезд, принадлежащих к первой группе, через δ . Величина δ , которая, как будет показано ниже, определенным образом связана с содержанием технеция, для различных групп звезд будет, вообще говоря, различной. В частности, мы распределили все рассматриваемые звезды на 6 групп по величине параметра m , представляющего собой величину массы звезды, найденную с помощью диагностической диаграммы. Оказалось, что величина δ увеличивается с увеличением m (см. табл. 1). В этой же таблице приводятся зависимости δ от других, определенных также с помощью диагностической диаграммы, параметров: первоначальной массы, величины потери массы, возраста мириды.

Таблица 1

m $\delta \%$	<0.6	$0.6-0.7$	$0.7-0.8$	$0.8-0.9$	$0.9-1.0$	>1.0
	6	14	35	62	73	77

m_0 $\delta \%$	<0.9	$0.9-1.0$	$1.0-1.1$	$1.1-1.2$	$1.2-1.3$	$1.3-1.4$	$1.4-1.5$	>1.6
	0	12.5	25	7	62.5	64	76.5	70

Δm $\delta \%$	<0.4	$0.4-0.45$	$0.45-0.5$	$0.5-0.55$	$0.55-0.6$	>0.6
	13	20	52	70	75	100

$t \cdot 10^5_{\text{лет}}$ $\delta \%$	<7.5	$7.5-10$	$10-12.5$	$12.5-15$	$15-17.5$	$17.5-20$	>20
	0	15	17	37.5	81	75	67

Рассмотрим теперь полученные зависимости в отдельности (они показаны также на рис. 1—4).

Зависимость δ — масса. На рис. 1 и 2 показаны зависимости величины δ от массы звезды и от ее первоначальной массы m_0 , то есть массы, ко-

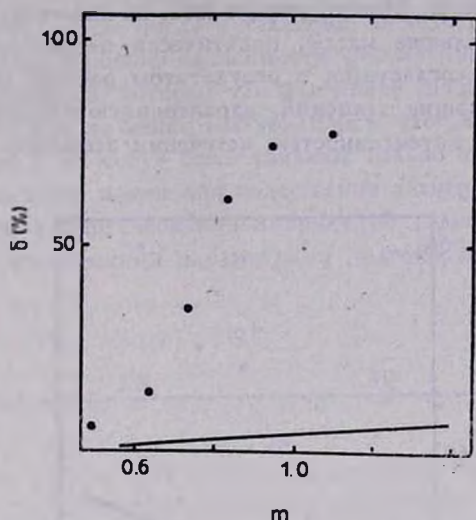


Рис. 1. Зависимость δ от текущей массы m .

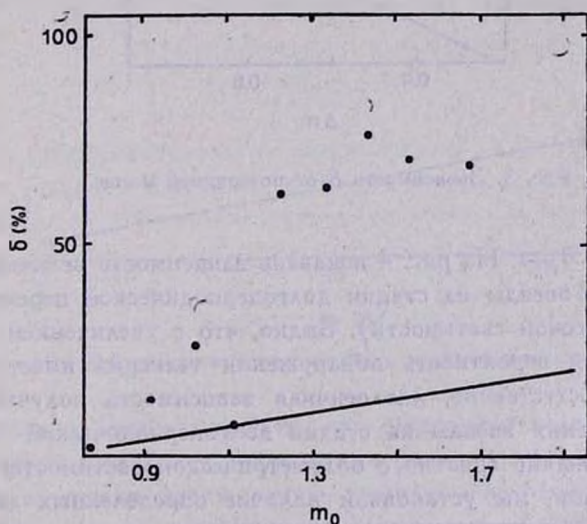


Рис. 2. Зависимость δ от первоначальной массы m_0 .

торая была у данной звезды на главной последовательности. Как видно из этих рисунков, относительное число звезд, содержащих технеций, тем больше, чем больше масса звезды.

Разница в массах m_0 и m обусловлена истечением вещества, особенно активным, как известно, на стадии красного гиганта. На рис. 3 приводится зависимость величины δ от величины массы, выброшенной звездой в ходе ее эволюции. Как видно из этого рисунка, величина δ быстро растет с увеличением потери массы. Можно утверждать, по-видимому, что все звезды, потерявшие значительные массы, практически несомненно содержат технеций. Этот вывод согласуется с результатом работы [4], где отмечено, что звезды, содержащие технеций, характеризуются инфракрасными избытками и высокой интенсивностью истечения вещества.

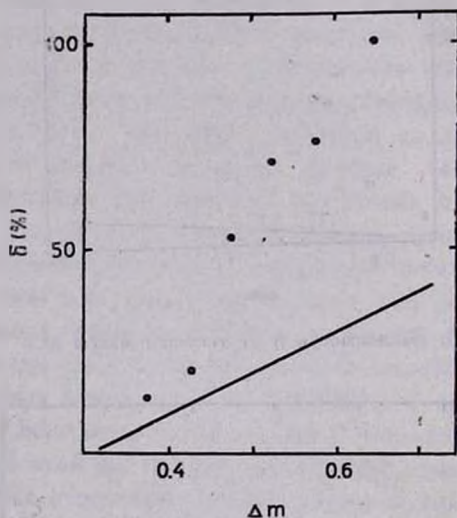


Рис. 3. Зависимость δ от потерянной массы.

Зависимость $\delta - t$. На рис. 4 показана зависимость величины δ от времени пребывания звезды на стадии долгопериодической переменной (или от ее болометрической светимости). Видно, что с увеличением болометрической светимости вероятность обнаружения технеция имеет тенденцию увеличиваться. Естественно, аналогичная зависимость получается и для времени пребывания звезды на стадии долгопериодической переменной (это время однозначно связано с болометрической светимостью [3]).

Таким образом, мы установили наличие определенных зависимостей величины δ от ряда физических параметров долгопериодических переменных звезд. Можно ли на основании этого утверждать, что с рассматриваемыми вариациями физических параметров рассматриваемых звезд связаны реальные изменения содержания технеция? В этом можно сомневаться.

Действительно, все рассматриваемые физические параметры звезд коррелируют с их эффективной температурой, которая непосредственно влияет на интенсивность линий поглощения, образующихся в атмосферах соответствующих звезд, и, следовательно, на возможность обнаружения любого химического элемента, в том числе и технеция. Вследствие этого можно ожидать наличия определенной зависимости рассматриваемой нами величины δ от всех параметров, которые так или иначе связаны с эффективной температурой звезд. Тем не менее, мы убедились, что полученные нами зависимости величины δ не могут быть связаны только с данным эффектом и указывают на реальные изменения содержания технеция, и, следовательно, можно говорить о существовании корреляций содержания технеция с рассматриваемыми физическими параметрами долгопериодических переменных.

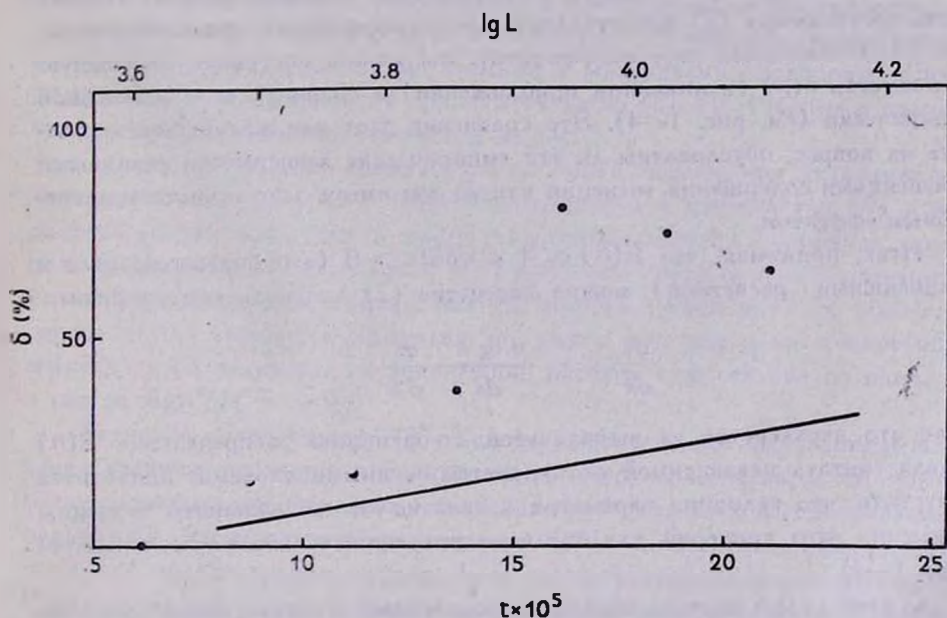


Рис. 4. Зависимость δ от светимости и времени пребывания на стадии мириды.

Действительно, чтобы показать, что ожидаемая вследствие температурного эффекта зависимость δ от рассматриваемых физических параметров не может объяснить наблюдаемую, выполним некоторые расчеты. Выразим определенную выше величину δ следующим образом:

$$\delta = \int_{\lg n'}^{\bar{n}} E(n) d \lg n, \quad (1)$$

где $E(n)$ — нормированная функция распределения содержания технеция в рассматриваемых звездах, n' — минимальное обнаружимое содержание технеция, зависящее, в частности, от спектрального класса звезды.

Теперь мы можем рассчитать ожидаемые зависимости величины δ от рассматриваемых физических параметров, характеризующих мириды, и сравнить эти зависимости с полученными выше (см. рис. 1—4). Для этого рассмотрим зависимость δ от некоторого параметра, который мы обозначим через x . Дифференцируя (1) по x и полагая, для начала, что $E(n)$ не зависит от x , находим:

$$\frac{d\delta}{dx} = -E(n') \frac{d \lg n'}{dx} = -E(n') \frac{d \lg n'}{ds} \frac{ds}{dx}, \quad (2)$$

где s — параметр, определяющий спектральный подкласс звезды. Правая часть соотношения (2) представляет собой коэффициент линейной регрессии $\delta(x)$. Рассчитав этот коэффициент, мы можем построить ожидаемую зависимость $\delta(x)$ (в линейном приближении) и сравнить ее с полученной эмпирически (см. рис. 1—4). Это сравнение даст нам возможность ответить на вопрос, обусловлены ли эти эмпирические зависимости реальными изменениями содержания технеция или же мы имеем дело с чисто температурным эффектом.

Итак, принимая, что $E(n) \leq 1$ и $d\delta/dx > 0$ (это подтверждается и дальнейшими расчетами), можно равенство (2) заменить неравенством:

$$\frac{d\delta}{dx} \leq - \frac{d \lg n'}{ds} \frac{ds}{dx}. \quad (3)$$

Если это неравенство не выполняется, то функцию распределения $E(n)$ нельзя считать независимой от параметра x , иными словами, приходится допустить, что величина параметра x связана с содержанием технеция. Применим этот критерий для анализа полученных выше зависимостей (рис. 1—4).

С этой целью оценим значения производных в приведенном выше неравенстве (3). Расчет величины ds/dx особых трудностей не представляет: в качестве ds/dx можно взять коэффициент линейной регрессии спектрального подкласса и параметра x . Необходимые для расчета этих коэффициентов данные у нас имеются: это спектральные подклассы и периоды изменения блеска, приведенные в [2] для рассматриваемых звезд. Воспользовавшись этими данными и привлекая для оценки параметров L , m , m_0 и t диагностическую диаграмму, мы получили следующие значения коэффициентов регрессии: 0.77 (для коэффициента регрессии спектрального подкласса с массой m), 10 (с потерей массы), 5.06 (со светимостью), 0.17 (с возрастом), 1.75 (с m_0).

Что касается величины $d\lg n'/ds$, то при некоторых упрощающих предположениях ее можно оценить, используя кривые роста линии поглощения технеция для звезд различных спектральных классов. Необходимые кривые роста мы построили, используя для расчетов модели атмосфер холодных гигантов классов М [5]. Так как эти модели атмосфер рассчитаны для определенных значений эффективных температур и ускорений силы тяжести, а в качестве характеристики звезды мы приняли ее спектральный подкласс, то для использования данных моделей нам необходимо задаться определенным соответствием между спектральным подклассом, с одной стороны, и эффективной температурой и ускорением силы тяжести — с другой. Такое соответствие мы приняли согласно работе [6].

Не останавливаясь на методике построения кривых роста, отметим лишь следующее. При расчетах профиль линий поглощения технеция принимался фойгтовским [7], учитывалась микротурбулентность, скорость которой принималась равной 3 км/с. Учитывалось поглощение отрицательными ионами водорода, рассеяние атомами и молекулами водорода. Силы осцилляторов линий технеция приняты согласно [8]. Полученные в результате расчетов кривые роста показаны на рис. 5.

Теперь, располагая кривыми роста линий поглощения технеция, мы можем рассчитать величину $d\lg n'/ds$, входящую в неравенство (3) и характеризующую зависимость минимально обнаружимого количества технеция от спектрального подкласса. Для этого мы приняли в качестве минимальной регистрируемой эквивалентной ширины линии 4297 Тс значение, равное 50 mÅ (нетрудно убедиться, что выбор того или иного конкретного значения этой величины на дальнейшие расчеты существенно не влияет). и нашли $d\lg n'/ds \sim -0.1$.

Вернемся к неравенству (3). Теперь у нас есть все необходимые значения величин, входящих в правую часть этого неравенства, и мы можем оценить наибольшие ожидаемые значения $d\delta/dx$ для всех рассматриваемых параметров. Рассматривая эти значения $d\delta/dx$ в качестве коэффициентов регрессии, мы построили на рис. 1—4 соответствующие линии регрессии. Сопоставляя эти линии с построенными ранее эмпирическими зависимостями, мы приходим к основному выводу нашей работы: во всех представленных на рис. 1—4 случаях имеет место определенная зависимость содержания технеция от физических свойств звезд, так как ожидаемые вследствие температурных эффектов соответствующие зависимости значительно слабее наблюдаемых. Этот вывод дает нам моральное право утверждать, что полученные нами зависимости величины δ от параметров m , m_0 , Δt и t отражают зависимость от этих параметров именно содержания технеция. Поэтому ниже мы будем вместо слов зависимость δ от физических параметров m , m_0 , Δt и t говорить о зависимости от этих параметров именно содержания технеция. Что можно сказать о природе этих зависимостей?

Согласно современным представлениям, мириды — это звезды, в ядрах которых выгорел He. Светимость таких звезд однозначно определяет время их пребывания в стадии мириды [3]. Учитывая это обстоятельство, мы пришли к выводу, что чем больше время пребывания данной звезды на стадии мириды, тем больше в ней технеция. Вторым важным вывод нашей работы заключается в том, что содержание технеция увеличивается с увеличением массы звезды, и, следовательно, с уменьшением времени, проведенного звездой на главной последовательности. Это означает, что содержание технеция уменьшается с увеличением возраста звезды.

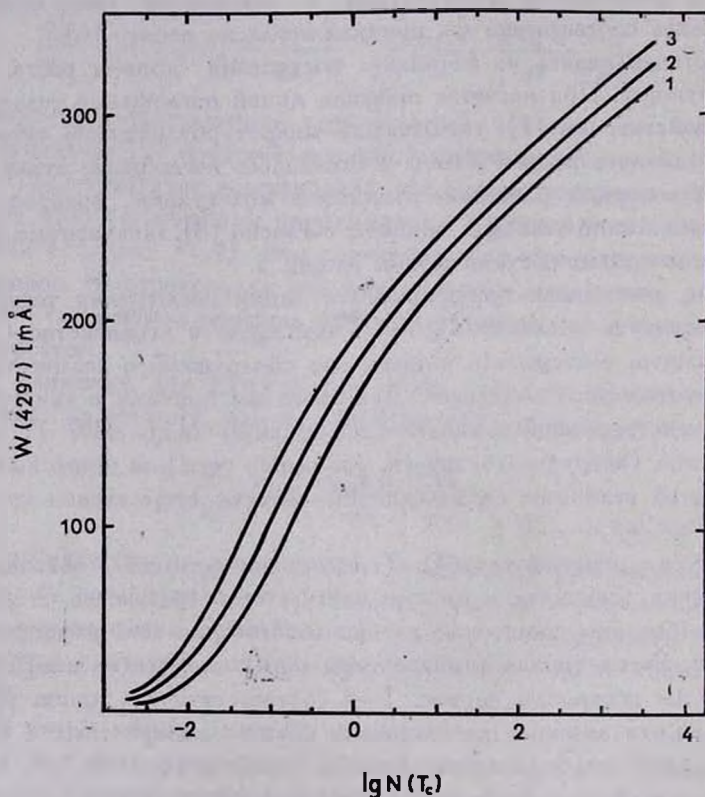


Рис. 5. Кривые роста для звезд разных спектральных подклассов: 1—M2, 2—M4, 3—M6.

Сопоставляя между собой два этих заключения, можно сделать вывод, что образование технеция в звездах происходит именно на стадии мириды. Действительно, если бы процесс образования технеция завершился до вступления звезды на стадию мириды, то вследствие распада технеция наблюдалось бы уменьшение его содержания с возрастом звезды.

Следовательно, учитывая вышесказанное, мы должны допустить, что обогащение атмосфер звезд технецием происходит на стадии мириды, и интенсивность этого процесса тем выше, чем меньше средний возраст звезды.

Из полученных выше кривых роста линий технеция следует, что диапазон изменения содержания технеция, соответствующий наблюдаемому диапазону эквивалентных ширин этих линий (50—300 $m\text{A}$), составляет примерно 4 порядка. Это означает, что после однократного образования технеция этот элемент может наблюдаться в спектре звезды в течение времени, соответствующего не более чем 10 периодам его полураспада. Наиболее долгоживущие изотопы технеция имеют, как известно, следующие периоды полураспада:

$$^{99}\text{Tc} - 2.1 \cdot 10^5, \quad ^{98}\text{Tc} - 1.5 \cdot 10^6, \quad ^{97}\text{Tc} - 2.6 \cdot 10^6 \text{ лет.}$$

Как видно из рис. 4, содержание технеция за время 10^6 лет не только не уменьшается, а, наоборот, увеличивается. Этот факт говорит о том, что в рассматриваемых звездах образование технеция представляет собой, вероятно, не однократный, а длительный процесс. Покажем это на некоторой упрощенной модели. Допустим, что образование технеция на стадии мириды происходит с некоторой постоянной интенсивностью. Тогда изменение содержания технеция с учетом его распада выражается уравнением:

$$\frac{dN}{dt} = a - \frac{N}{t_0}, \quad (4)$$

где t_0 — период полураспада. Из уравнения (4) получим:

$$N(\text{Tc}) = a t_0 [1 - \exp(-t/t_0)], \quad (5)$$

где a — постоянная, которую можно определить по данным наблюдений.

Как видно из (5), содержание ^{99}Tc в рассматриваемой модели при $t > 5 \cdot 10^5$ лет практически не должно зависеть от возраста. В противоположность этому, на рис. 4 наблюдается заметное увеличение содержания технеция с возрастом звезды. Это противоречие приводит нас к предположению, что технеций в миридах может быть представлен не изотопом ^{99}Tc , а изотопами ^{97}Tc или ^{98}Tc — так как для периодов полураспада этих изотопов формула (5) предсказывает наблюдаемое усиление содержания технеция со временем.

Конечно, в качестве альтернативного объяснения наблюдаемого увеличения содержания технеция с возрастом мирид можно допустить, что технеций образуется с возрастающей производительностью. Однако для такого предположения у нас пока нет никаких оснований.

Вывод о том, что Tc в миридах представлен своими наиболее долгоживущими изотопами ^{97}Tc и (или) ^{98}Tc , имел бы принципиально важное значение. Дело в том, что образование технеция в звездах обычно связывают с

процессом нейтронного захвата изотопом ^{98}Mo , который распадается, образуя ^{99}Tc . Остальные два долгоживущих изотопа технеция не могут образовываться путем нейтронного захвата. Для объяснения происхождения этих изотопов приходится привлекать такие процессы, как захват протонов, реакции с γ -квантами, распад тяжелых элементов. Эти процессы предполагаются, или, во всяком случае, допускаются в гипотезе о распаде сверхплотного дозвездного вещества, выдвинутой в [9]. Конечно, приведенные выше соображения еще не являются доказательством существования такого рода процессов в миридах, так как нельзя полностью исключить возможность того, что увеличение содержания технеция с возрастом мириды связано с увеличением интенсивности образования этого элемента. Трудно понять, однако, почему характерное время этого процесса совпадает с периодом полураспада ^{98}Tc или ^{97}Tc .

В заключение отметим, что полученные выше результаты могут служить критерием для проверки представлений об эволюции мирид. Принимая обычную оценку возраста мирид $2 \cdot 10^6$ лет (мы имеем в виду, конечно, длительность стадии мириды, а не возраст звезды), можно, рассматривая рис. 4, прийти к выводу, что к концу стадии мириды звезда все еще может содержать значительное количество технеция. Если мириды, как полагают, действительно превращаются в планетарные туманности, то, поскольку время жизни планетарных туманностей достаточно мало, есть все основания ожидать присутствия в них технеция.

Бюраканская астрофизическая
обсерватория

ON THE Tc CONTENT IN COOL GIANT STARS

A. A. AKOPYAN, Yu. K. MELIK-ALAVERDIAN

From an examination of the available data of Tc line intensities the Tc contents in cool giant stars are considered. The correlations between Tc abundances and some physical parameters of Mira stars are discussed.

ЛИТЕРАТУРА

1. P. W. Merrill, *Astrophys. J.*, 116, 21, 1952.
2. S. J. Little, I. R. Little—Marentin, W. H. Bauer, *Astron. J.*, 94, 981, 1987.
3. J. H. Cahn, S. P. Watt, *Astrophys. J.*, 221, 163, 1978.
4. F. Sanner, *Astrophys. J.*, 219, 538, 1978.
5. H. R. Johnson, A. P. Bernat, B. Krapp., *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, 42, 501, 1980.
6. T. Tsuji, *Astron. and Astrophys.*, 62, 29, 1978.
7. К. Ленг, *Астрофизические формулы*, Мир, М., 1978.
8. R. H. Garstang, *Publ. Astron. Soc. Pacif.*, 93, 641, 1981.
9. В. А. Амбарцумян, *Сообщ. Бюракан. обсерв.*, 13, 3, 1954.

УДК: 524.7:520.84

СПЕКТРОФОТОМЕТРИЧЕСКОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ГАЛАКТИКИ МАРКАРЯН 7

А. Н. БУРЕНКОВ, Э. Е. ХАЧИКЯН

Поступила 17 февраля 1990

Принята к печати 1 марта 1990

Проведено детальное спектральное изучение одиннадцати H II областей в клочковатой иррегулярной галактике (CIG) Марк 7. Определены содержания кислорода, азота, серы и неона в H II-областях. В галактике наблюдается градиент содержания азота на 0.55 dex и отсутствие такового по кислороду. Содержание элементов в галактике Марк 7 является типичным для CIG и близко к содержанию в Im-галактиках.

1. *Введение.* Марк 7 (UGC 3838 = 7 Zw 153) — иррегулярная галактика, вошедшая в список галактик со сверхассоциациями (CA) [1], была отнесена к типу CIG (Clumpy Irregular Galaxies) Касини и Айдманом [2].

Каллоглян [3] классифицировал галактику как Igg I, а по интегральным параметрам (поверхностная плотность нейтрального водорода, ширина линии λ 21 см, отношение массы H I к полной и т. д.). Боттинелли и др. [4] классифицировали Марк 7 как Igg со светимостью, превышающей среднюю светимость данного типа галактик в 10 раз.

Поверхностная фотометрия Марк 7 была проведена Беригеном и Каллогляном [5], абсолютная звездная величина в В-полосе получилась —19.0 (в пределах размеров 30"×42") и показатели цвета $(U-B) = -0.35$ и $(B-V) = +0.29$. Светимости трех самых ярких, по определению авторов, конденсаций попадают в пределы $-16.2 \div -16.4$, а $(U-B) = -0.42 \div -0.49$ и $(B-V) = +0.21 \div +0.26$. Данные по фотовольметрической фотометрии Марк 7 с диафрагмой 41" приведены Хакра [6].

В сантиметровом диапазоне Марк 7 не является сильным радиоисточником [7, 8].

Первый щелевой спектр Марк 7 получил, по-видимому, Сарджент [9]. Позже спектры с умеренной дисперсией получали другие авторы [4, 10—12], но детального спектрального изучения галактики не проводилось.

В данной работе приводятся результаты детального спектрофотометрического исследования Марк 7.

2. Наблюдения. Прямой снимок Марк 7 был получен в САО АН СССР феврале 1984 г. на телескопе Цейсс-600 на очувствленной прогревом в водороде эмульсии А-500Н с экспозицией 2 часа. Он и его изоденсы представлены на рис. 1.

Спектры были получены на БТА, и основные данные о них приведены в табл. 1. Для учета спектральной чувствительности аппаратуры в тех же условиях наблюдались спектрофотометрические стандарты из [13].

Таблица 1

ЖУРНАЛ СПЕКТРАЛЬНЫХ НАБЛЮДЕНИЙ ГАЛАКТИКИ МАРК 7

Номер спектра	Дата наблюдений	Аппаратура	Экспозиция (мин)	Изображение (")	Диапазон (нм)	ПУ (град)	Комментарий
Марк 7							
СП 0014	4.03.1979	СП М9	60	3	594—725	8	W-полоска
СП 15			60		594—725	172	Е-полоска
СП 77	26.11.1979	СП М9	60	3	600—725	"	"
СП 78	31.12.1979	СП УМК	25	>5	580—710	"	"
СП 79			25		580—710	8	W-полоска
СП 161	21.10.1981	СП УМК	15	2.5	370—510	"	"
СП 186	22.10.1981	СП УМК	15	3—4	460—600	"	"
СП 187			20		580—710	"	"
СП 203	23.10.1981	СП УМК	20	3—4	370—510	"	"
СП 204			20		580—710	"	"
СП 205			20		580—710	172	Е-полоска
СП 206			20		370—510	"	"
СП 435	08.01.1983		10	1.5	370—510	"	"
СП 436			10		460—600	"	"
СП 437			20		580—710	"	"
СП 438			20		580—710	8	W-полоска
СП 439			10.5		460—600	"	"
СП 440			10		370—510	"	"

Примечание. СП М9 = СП—160+ЭОП М9_{дв}; СП УМК=СП—160+ЭОП УМК91в.

По спектрам СПО 435 ÷ СПО 440 (см. табл. 1), полученным при хороших атмосферных условиях (изображения 1.^{м5}), для 11 деталей в Марк 7 выполнена спектрофотометрия.

3. Описание измеренных деталей. На прямом снимке рис. 1 галактика состоит из двух продолговатых изображений (полосок), сходящихся под

острым углом в северном направлении. В фотографических лучах в обеих полосках доминируют яркие, довольно компактные северные конденсации, южные части полосок более аморфные, на южном конце западной полоски расположена слабая компактная конденсация.

Положения щели спектрографа и некоторые конденсации, для которых сделана спектрофотометрия, указаны на рис. 1а. На рис. 2а, б приведены отпечатки синей и красной областей спектров. Верхние спектры на рис. 2а и б относятся к сечению через восточную полоску Марк 7, а нижние — через западную, северные участки галактики расположены на рисунке в верхней части спектров. На рисунке также указаны наиболее сильные эмиссионные линии, принадлежащие галактике.

К1 — самая яркая конденсация в восточной полоске, имеет сильный континуум, особенно резко выделяющийся над соседними вдоль щели участками спектра в синей части. Размеры яркой части конденсации измерялись по изолиниям (D_i), по континууму в спектре (D_k) и по эмиссионным линиям (D_l): $D_i = 3.3 \times 5.2$, $D_k = 5.6$, $D_l = 6.5$.

К2 — обширная слабая область на севере, на прямом снимке не имеет резких очертаний, на спектре показывает слабый континуум, эмиссионные линии остаются почти такими же по яркости, как в К1. Расстояние от К1 по спектру $6''.6$, размер: $D_l = 6.2$.

К7 — выделена по спектрам западной полоски, по-видимому, Н II-область на северо-западном краю К2. Континуум слабый, эмиссионный спектр сильный. Расстояние на спектрах от яркой конденсации К6 в западной полоске $11''.3$, размеры: $D_l = 6$.

К6' — выделена по спектрам западной полоски, по-видимому, Н II-область на более ярком (южном) краю К2. Континуум слабый, но более сильный, чем в К7, эмиссионные линии сильные. Расстояние от К6 по спектру $6''.9$, размер $D_l = 3.4$.

К3 — протяженная южная часть восточной полоски. Континуум широкий, сильный, несколько уступает по интенсивности К1, эмиссионный спектр заметно слабее, чем в К1. Расстояние от К1 $9''.5$, размеры яркой части: $D_i = 2.6 \times 9.7$, $D_k = 10.2$, $D_l = 12.6$. Из-за некоторой неоднородности в интенсивности линий вдоль щели К3 была разделена на 2 части и просканирована на автоматическом микроденситометре (АМД) с меньшей высотой щели на расстояниях от К1 для К3' 5.9 и для К3'' $12''$.

К6 — яркая, компактная конденсация на севере западной полоски, показывает сильный, наиболее узкий в синей части континуум и яркие эмис-

сионные линии в спектре. Размеры: $D_{\text{и}} = 3.3 \times 3.9$, $D_{\text{к}} = 6.9$, $D_{\text{л}} = 9.8$. В спектре К6 видно уярчение, смещенное на 2.2 к северу относительно более протяженной области на спектре, которую мы отнесли к К6. Это уярчение относится к яркой части К6 на прямом снимке и имеет размеры: $D_{\text{К}} = 3.1$ и $D_{\text{л}} = 3.9$.

К5 — большая, пятнистая область южнее К6. Имеет континуум, по интенсивности не уступающий К6, но более широкий, эмиссионные линии несколько слабее, чем у К6. Расстояние по спектру от К6 7."9, размеры: $D_{\text{и}} = 4."5 \times 7."4$, $D_{\text{к}} = 7."7$.

К5' — слабый южный край К5, на спектре — это яркие хвосты эмиссионных линий, выступающие за край континуума К5. Расстояние от К6 14."1, размеры: $D_{\text{л}} = 3."7$.

К4 — самая южная слабая, компактная конденсация в западной полоске, имеет слабый континуум, более выделяющийся на спектре в синей части спектра, эмиссионные линии сильные. Расстояние от К6 19."7, размеры: $D_{\text{и}} = 3.2 \times 3.2$, $D_{\text{л}} = 6.4$.

При записи спектров для конденсаций: К1, К2, К3', К3" и К7 использовалась высота щели АДД 6.1, для К3 — 10.2, для К5 — 4.1. Для двух конденсаций использовались две высоты щели: для К5 — 7.1 и 10.2 и для К6 — 6.1 и 10.2; полученные относительные интенсивности эмиссионных линий были усреднены для каждой конденсации, т. е. данные отличались не более, чем на величину ошибок измерения.

4. *Результаты спектрофотометрии.* Наблюдаемые относительные интенсивности эмиссионных линий для каждой конденсации приведены в табл. 2. Ошибки измерения относительных интенсивностей линий H β и [O III] приведены из сравнения измерений по двум разным спектрам данной H II-области. Ошибки измерения других линий мы оцениваем для $I(\lambda) \simeq \text{H}\beta$ в 15÷20%, для слабых и очень сильных линий — в 25÷30%; относительные интенсивности линий, измеренных неуверенно, отмечены знаком «:».

Необходимо отметить, что в спектрах всех конденсаций в водородных линиях, начиная с H β , имеется более широкая, чем эмиссионная линия, абсорбционная подложка. При измерении интенсивности линии этот эффект мы учитывали проведением локального «континуума» возле эмиссионной линии.

Из-за трудностей связи красной области спектра с синей, в табл. 2 для линий в области $\lambda < 5100 \text{ \AA}$ интенсивности приведены относительно

H β , а для линий в красной области — относительно H α . Кроме того, в таблице указаны эквивалентные ширины четырех водородных эмиссионных линий H α ÷ H δ .

Коэффициент покраснения $C(H\beta)$ мы получили из сравнения наблюдаемых $I(H\gamma)/I(H\beta)$ и $I(H\delta)/I(H\beta)$ с теоретическими для «случая В», при $N_e = 100 \div 1000 \text{ см}^{-3}$ и $T_e = 10000 \text{ К}$ [14]. Полученные по H γ и H δ коэффициенты покраснения показывают заметный разброс значений, причиной которого является слабость линии H δ и большая ошибка измерения H γ , которая попадает на дефект в центре фотокатода используемого ЭОП УМК-91в, поэтому мы использовали среднее двух определений $C(H\beta)$. Для четырех конденсаций значения $C(\beta)$ все же получились, по нашему мнению, сильно завышенными, поэтому для K5' мы приняли $C(H\beta)$ K5, а для K3, т. е. и для K3', и для K3'', $C(H\beta) = 1$, приблизительно равный средней величине для всех конденсаций Марк 7; в этих случаях рядом со значением коэффициента покраснения в табл. 3 стоит значок «*».

В табл. 3 приведены исправленные за покраснение относительные интенсивности линий исследуемых конденсаций и используемые $C(H\beta)$, $R[SII] = I([SII] \lambda 6717)/I([SII] \lambda 6731)$, средняя электронная температура, полученная из эмпирических зависимостей [15 17], электронная плотность N_e , полученная для данных $R[SII]$ и T_e [18]. В случае $R[SII] > 1.5$ мы прививали $N_e = 50 \text{ см}^{-3}$, и в таб. 3 эти принятые значения выделены значком «*».

Интенсивности линий красной области спектра относительно H β получены после исправления за покраснение наблюдаемых $I(\lambda)/I(H\alpha)$ с предположением равенства $I(H\alpha)/I(H\beta)$ теоретическому значению 2.86 («случай-В», $T_e = 10000 \text{ К}$, $N_e = 100 \div 1000 \text{ см}^{-3}$).

На рис. 9 в работе [19], представляющем зависимость параметра возбуждения $\langle E \rangle$ и $\lg(I(3727)/I(5007))$, все наши конденсации попадают в область HII-областей, возбуждаемых излучением звезд ранних спектральных классов, и вклад других механизмов возбуждения (ударных волн или нетеплового континуума) не может быть значительным.

Класс возбуждения по Аллеру и Лиллеру [20], определенный из отношений $(I(4959) + I(5007))/I(H\beta)$ и $I(3727)/I(5007)$, для конденсаций Марк 7 получился в пределах 3÷4, т. е. HII-области Марк 7 имеют умеренное возбуждение.

5. *Содержания элементов.* Оценки содержания ионов O $^{++}/H^{+}$, O $^{++}/H^{+}$, N $^{+}/H^{+}$, Ne $^{++}/H^{+}$ сделаны в предположении нулевых температурных флуктуаций в HII-области по схеме из работы Пеймберта и Костеро [21] и N $^{+}/S^{+}$ по Бенвенути и др. [22]. Коррекция за ненаблюдаемые стадии ионизации сделана по [21].

Таблица 2

ОТНОСИТЕЛЬНЫЕ ИНТЕНСИВНОСТИ ЛИНИЙ (НАБЛ.) В СПЕКТРАХ ОДИННАДЦАТИ КОНДЕНСАЦИЙ
(K₁, K₂, ..., K₇)

Дл. волны	Ион	K1	K2	K3	K3'	K3''	K4	K5	K5'	K6	K6'	K7
3727.5	[O II]	139	148	361	274	248	115	120	121	114	112	133
3868.7	[Ne III]	16	25	49	32	20	<26	14	20	25	<18	<23
3889.1	H _δ	9	7					9		4.5		
3970.1	H _ε	7	12			8:				8		
4101.7	H _δ	9	22	3	10	4	10	18	12	22	19	17
4340.5	H _γ	50	50	16	12	15	43:	28	25	36	28	32
4861.3	H _β	100	100	100	100	100	100	100	100	100	100	100
4958.9	[O III]	116±26	104±7	90±20	115±13	72±4	111±17	70±10	70±4	121±10	84±8	95±35
5006.8	[O III]	314±51	362±52	274±99	322±90	220±25	311±10	251±31	231±5	366±38	241±5	254±74
6548.1	[N II]	3	6:	5:	2:	5:	1:	3	2	3:	4:	3
6562.8	H _α	100	100	100	100	100	100	100	100	100	100	100
6583.6	[N II]	10	12	18	8	20	5	10	8	6	10	12:
6717.0	[S II]	12	12	20	20	18	12	10	15	8	21	21
6731.3	[S II]	8	13:	15	11	15	10	8	7	8	21	16
W (H _α)	эмиссия	93	71	30	27	32	83	68	79	101	65	78
W (H _β)	"	22±1	27±1	8±2	5±1	9±1	21±2	13±1	13±1	25±1	17±3	16±1
W (H _γ)	"	10.1	11.3	0.9	0.5	1.5	9:	4.0	4.7	8.0	5.3	5.7
W (H _δ)	"	2.5	5.8	0.2	0.8	0.5	1.8	2.6	2.1	4.8	3.7	2-6

ОТНОСИТЕЛЬНЫЕ ИНТЕНСИВНОСТИ ТЕХ ЖЕ ЛИНИЙ, ЧТО И В ТАБЛ. 2, ИСПРАВЛЕННЫЕ ЗА ПОКРАСНЕНИЕ

Дл. волны	Ион	K1	K2	K3	K3'	K3''	K4	K5	K5'	K6	K6'	K7
3727.5	[O II]	292	158	726	551	497	264	275	277	176	260	281
3868.7	[Ne III]	31	26	88	58	35	< 52	28	40	36	< 37	< 44
3889.1	H _η	16	7					18		7		
3970.1	H _ε	13	13			14:				11		
4101.7	H _δ	15	22	5	16	5:	18	31	20	29	32	28
4340.5	H _γ	71:	52:	22	16	21	62:	41	37	43	41	45
4861.3	H β	100	100	100	100	100	100	100	100	100	100	100
4958.9	[O III]	110 $\pm$ 24	104 $\pm$ 7	86 $\pm$ 19	109 $\pm$ 12	68 $\pm$ 3	105 $\pm$ 16	66 $\pm$ 9	66 $\pm$ 4	118 $\pm$ 10	79 $\pm$ 8	90 $\pm$ 33
5006.8	[O III]	289 $\pm$ 47	359 $\pm$ 5	254 $\pm$ 97	299 $\pm$ 84	204 $\pm$ 23	284 $\pm$ 9	230 $\pm$ 28	211 $\pm$ 4	349 $\pm$ 36	220 $\pm$ 5	234 $\pm$ 68
6548.1	[N II]	10	17:	15:	5:	16:	3:	9	7	8:	13:	8
6562.8	H α	286	286	286	286	286	286	286	286	286	286	286
6583.6	[N II]	29	33	50	23	56	15	28	23	17	29	35:
6717.0	[S II]	33	35	55	54	49	33	27	40	23	56	57
6731.3	[S II]	23	36:	40	31	40	28	21	18	22	57	44
C (H β)		1.068	0.101	1.00*	1.00*	1.00*	1.189	1.192	1.19*	0.627	1.206	1.076
R [SII]		1.43	0.97	1.38	1.74	1.22	1.18	1.29	2.22	1.05	0.98	1.30
T _e [K] средняя		9100	8800	9600	9880	9200	9200	8600	8600	9100	8500	8700
N _e [см ⁻³]		30	760	60	50*	260	320	160	50*	570	720	160

Примечание. * — принятое значение (см. текст).

В табл. 4 приведены для каждой конденсации содержания кислорода, азота, серы и неона в виде $[X/H] = 12 + \lg(X/H)$. Ошибки полных содержаний элементов оценивались из ошибок $I(\lambda)$, T_e и коэффициента покраснения $C(H\beta)$. Они в большинстве случаев оказались меньше $0.2 \div 0.3$ dex; обилие серы является оценкой нижнего предела, т. к. мы принимали $N^+/S^+ = N/S$.

Для сравнения в таблице приведены содержания элементов в K1 из работы Бузгарда и др. [10], для двух конденсаций галактики типа Im — Марк 35 [25], для Солнца [23] и усредненные данные для ММО и БМО [24].

Таблица 4

СОДЕРЖАНИЯ ЭЛЕМЕНТОВ $[X/H] = 12 + \lg(X/H)$ В 12 КОНДЕНСАЦИЯХ
МАРК 7

Объект	[O/H]	[N/H]	[S/H]	[Ne/H]	Литература
Марк 7 K1	8.46	7.04	6.77	8.04	
Марк 7 K2	8.47	7.30	7.07	7.89	
Марк 7 K3	8.61	7.07	6.80	8.67	
Марк 7 K3'	8.51	6.77	6.78	8.31	
Марк 7 K3''	8.55	7.18	6.82	8.33	
Марк 7 K4	8.43	6.75	6.80	<8.23	
Марк 7 K5	8.51	7.05	6.72	8.17	
Марк 7 K5'	8.49	6.95	6.80	8.34	
Марк 7 K6	8.42	6.95	6.81	7.98	
Марк 7 K6'	8.54	7.07	7.09	<8.34	
Марк 7 K7	8.50	7.14	7.04	<8.34	
Марк 7 K1	8.54	7.00	6.45		[10]
Марк 35 СА	8.19	6.80	6.43	7.70	[25]
Марк 35 Ядро	8.48	7.05	6.63	7.81	"
<ММО>	8.02	6.48	6.40	7.29	[24]
<БМО>	8.49	6.95	7.20	7.80	"
Солнце	8.87	7.96	7.23	8.05	[23]

Полученные содержания элементов указывают на наличие градиента обилия азота в галактике ($[N/H]$ увеличивается на 0.55 dex от самой южной конденсации K6 до северной конденсации K2), при отсутствии такового по кислороду.

6. **Заключение.** В данной работе приведены результаты спектрофотометрического исследования 11 HII-областей в галактике Марк 7, которые относятся к 5 ярким конденсациям в галактике, либо к участкам галакти-

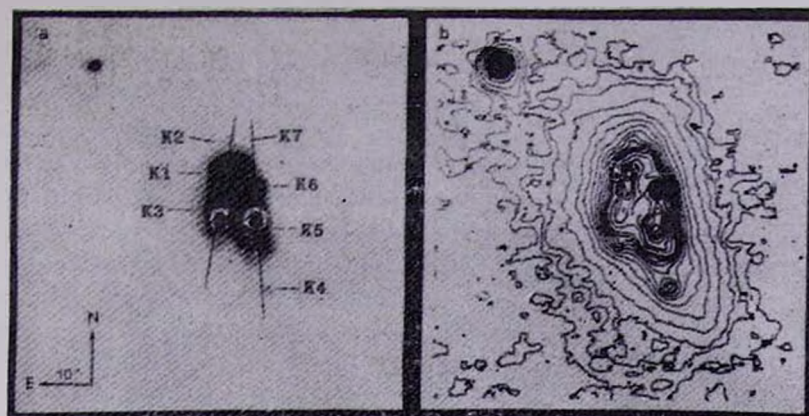


Рис. 1. а) Прямой снимок галактики Марк 7. Показаны положения щели спектрографа и изученные конденсации. б) Изоденсы изображения галактики.

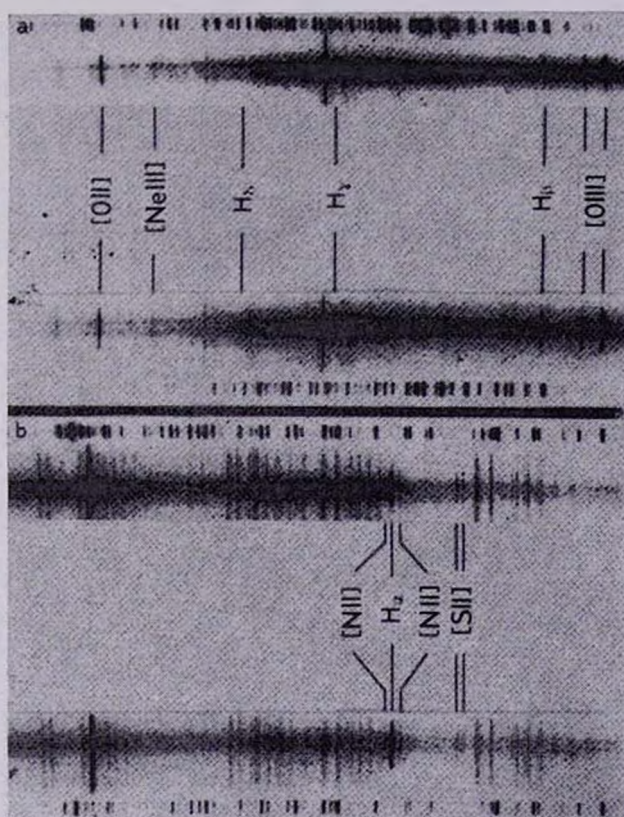


Рис. 2. Спектры галактики Марк 7, отмечены наиболее сильные эмиссионные линии, принадлежащие галактике. Север сверху. а) Синие области спектров обоих сечений, где верхний спектр соответствует сечению через восточную полосу галактики, а нижний— через западную. б) Красные области спектров: расположение спектров, как на а).

ки, расположенным около этих конденсаций. Эти конденсации по размерам (самые компактные конденсации К4 и К6 протяженнее 600 пк), по светимости и цветам (см. данные фотометрии [5], приведенные выше) и по физическим условиям в связанных с ними HII-областях (доминирует фотоионизационный механизм возбуждения излучением звезд ранних спектральных классов) могут быть отнесены к сверхассоциациям (СА).

Сделаны оценки содержаний кислорода, азота, серы и неона в этих HII-областях. Они близки к обилиям этих элементов в HII-областях нерегулярных галактик магелланова типа (см. табл. 4 данной работы, данные по Марк 35 [25]), т. е. являются типичными для CIG-галактик (см. данные по Марк 297 [26]).

По галактике наблюдается заметное уменьшение обилия азота от центра к югу на 0.55 dex и отсутствует градиент по кислороду.

В заключение авторы выражают благодарность за полезные обсуждения в ходе написания данной работы О. К. Сильченко.

Специальная астрофизическая
обсерватория АН СССР
Бюраканская астрофизическая
обсерватория

A SPECTROPHOTOMETRICAL INVESTIGATION OF THE GALAXY MARKARIAN 7

A. N. BURENKOV, E. Ye. KHACHIKIAN

Detailed spectrophotometrical investigation of eleven HII regions in the clumpy irregular galaxy (CIG) Mark. 7 is carried out. The abundances of oxygen, nitrogen, sulphur and neon in HII regions are determined. The nitrogen abundance gradient up to 0.55 dex and absence of the gradient for oxygen is observed. The abundance of elements is typical for CIG and is close to that of the Im galaxies.

ЛИТЕРАТУРА

1. К. А. Саакян, Э. Е. Хачикян, *Астрофизика*, 11, 207, 1975.
2. C. Casini, J. Heidmann, *Astron. and Astrophys.*, 47, 371, 1976.
3. А. Т. Каллозян, *Астрофизика*, 7, 521, 1971.
4. L. Bottinelli, R. Duflot, L. Gouguenheim, J. Heidmann, *Astron. and Astrophys.*, 41, 61, 1975.
5. Ф. Берген, А. Т. Каллозян, *Астрофизика*, 10, 159, 1974.
6. J. R. Huchra, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, 35, 171, 1977.
7. J. Heidmann, U. Klein, R. Wielebinski, *Astron. and Astrophys.*, 105, 188, 1982.
8. H. Mashara, M. Inoue, B. Takase, T. Noguchi, *Publ. Astron. Soc. Jap.*, 37, 451, 1985.

9. W. L. W. Sargent, *Astrophys. J.*, 159, 765, 1970.
10. A. M. Boesgaard, S. Edwards, J. Heidmann, *Astrophys. J.*, 252, 487, 1982.
11. D. Kunth, M. Joubert, *Astron. and Astrophys.*, 142, 411, 1985.
12. H. Mashara, T. Noguchi, B. Takase, T. Handa, *Publ. Astron. Soc. Jap.*, 39, 393, 1987.
13. R. P. S. Stoun, *Astrophys. J.*, 218, 767, 1977.
14. M. Brocklehurst, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, 153, 471, 1971.
15. D. Alloin, S. Collin-Souffrin, M. Joly, L. Vigroux, *Astron. and Astrophys.*, 78, 200, 1979.
16. B. E. J. Pagel, M. G. Edmunds, D. E. Blackwell, M. S. Chun, G. Smith, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, 189, 95, 1979.
17. P. A. Shaver, R. X. McGee, L. M. Newton, A. C. Danks, S. R. Pottash, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, 204, 53, 1983.
18. Н. В. Носов, *Астрон. циркуляр*, 1050, 1, 1979.
19. J. A. Baldwin, M. M. Phillips, R. Terlevich, *Publ. Astron. Soc. Pasif.*, 93, 5, 1981.
20. L. H. Aller, W. Liller, *Nebulae and Interstellar Matter*, Chicago, 1968, p. 483.
21. M. Peimbert, R. Costero, *Bol. Inst. Tonantzintla*, 5, 3, 1969.
22. P. Benvenuti, S. D'Odorico, M. Peimbert, *Astron. and Astrophys.*, 28, 447, 1973.
23. L. H. Aller, S. Czyzak, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, 51, 211, 1983.
24. D. L. Talent, *Astrophys. J.*, 252, 594, 1982.
25. А. Н. Буренков, Э. Е. Хачикян, *Астрофизика*, 19, 826, 1986.
26. А. Н. Буренков, *Астрофизика*, 28, 47, 1988.

УДК: 524.45NGC3718:520.826.2

ДЕТАЛЬНАЯ ПОВЕРХНОСТНАЯ ФОТОМЕТРИЯ ПЕКУЛЯРНОЙ ГАЛАКТИКИ NGC 3718

В. А. ГАГЕН-ТОРН, В. П. РЕШЕТНИКОВ, В. А. ЯКОВЛЕВА

Поступила 6 марта 1990

Принята к печати 20 марта 1990

Приведены результаты детального фотометрического изучения пекулярной галактики NGC 3718. Показано, что NGC 3718 представляет собой нормальную Sb-галактику, структура которой искажена приливным взаимодействием.

1. *Введение.* В настоящей статье сообщаются результаты детальной фотографической фотометрии пекулярной галактики NGC 3718 (Агр 214). Некоторые предварительные результаты ее фотометрического изучения, ведущегося в Астрономической обсерватории Ленинградского университета, уже опубликованы в работах [1, 2]. Первая из них посвящена в основном поляриметрии NGC 3718, во второй даются фотометрические и цветовые характеристики вдоль нескольких избранных разрезов галактики.

Репродукции крупномасштабных снимков галактики NGC 3718 имеются в Хаббловском атласе галактик [3] и в Атласе пекулярных галактик Арпа [4]. Морфология галактики очень необычна. Ее главное тело пересекает мощная изогнутая пылевая полоса. В центральной части галактики она очень узка и кажется выходящей из почти звездообразного ядра. С удалением от ядра полоса изгибается и, расширяясь, охватывает значительную часть видимого главного тела галактики; области окончания полосы являются началом двух слабосветящихся протяженных образований, напоминающих спиральные ветви.

Расстояние до галактики при $H_0 = 75$ км/с Мпк составляет 13 Мпк, так что 1" соответствует линейный размер 63 пк. Общие сведения о галактике приводятся в табл. 1.

Масштабность и необычность пылевой полосы затрудняют морфологическую классификацию NGC 3718. Холмберг [5] относит ее к галактикам типа S0_p, Сендидж в [3] указывает, что Хаббл, мысленно устранив полосу, также классифицировал галактику как S0_p. Вокулёр [6, 7] припи-

сывает ей тип SAB(s)a, Арп [8] — SBb. Радионаблюдения галактики [9] не прояснили ситуацию, так как по одним характеристикам галактику можно отнести к ранним морфологическим подклассам, по другим — к поздним. Не ясна также природа слабых внешних образований, напоминающих спиральные ветви. В [9], например, приводится мнение Линдблада, считающего, что они образованы веществом, выхваченным из галактики в результате приливного взаимодействия с NGC 3729. (Галактика NGC 3729 расположена от NGC 3718 на расстоянии $12'$ (45 кпк) и именно ее влиянием обычно объясняют многие особенности NGC 3718).

Таблица 1

ОСНОВНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ NGC 3718

α, δ (1950)		$11^h 29^m 83, +53^\circ 20' 7$
l, b		$147^\circ 02, 60^\circ 22$
Морфологический тип		SAB (s) b
Расстояние		13 Мпк ($1'' = 63$ пк)
Поглощение в Галактике		0.0
Интегр. вид. зв. вел., B_T		11.39
Интегр. показат. цвета, $(B-V)_T$		$+0.89$
$(U-B)_T$		$+0.3z$
Абсолютная зв. вел., M_{BT}		-19.18
Большая ось ($\mu_B = 26$)		$9'.8 = 37.1$ кпк
Видимое сжатие ($\mu_B = 26$)		0.28
Наклон плоскости галактики, i		60°
Эффективный эквивал. радиус,		$(U) \quad (B) \quad (V)$
	r_e	$87'' \quad 69.4'' \quad 63.5''$
Индексы концентрации,	C_{21}	1.85 1.9 2.1
	C_{32}	1.6: 1.8 2.05
Балдж	μ_e^B	19.23
	r_e	$4''.1 = 0.26$ кпк
	b/a	1.0
Диск	μ_0^B	21.26
	h	$46'' = 2.9$ кпк
	b/a	0.5
Отношение светимостей		
балджа и диска в полосе B , B/D		0.38

Целью данной работы является исследование глобальной фотометрической структуры NGC 3718, определение стандартных фотометрических характеристик галактики и более точная, чем предыдущие, морфологическая классификация.

2. *Наблюдения и обработка.* Нами использован тот же наблюдательный материал, что и в работе [2] — 7 *UBV*-снимков (3 в *B*, по 2 в *U* и *V*), полученных весной 1978 г. и 1979 г. в прямом фокусе 2.6-м телескопа Бюраканской астрофизической обсерватории. Пластины были записаны на магнитную ленту на микрофотометре АМД САО АН СССР. Размер измерительной диафрагмы составлял 35×35 мкм (0.75×0.75), шаг записи по сканам и отсчетам — 35 мкм, размер записанного участка — 810×810 (10.2×10.2).

Обработка была выполнена на ЕС-1033 ВЦ АГУ с помощью комплекса программ, описанного в [10]. Большой размер записанных изображений не позволил воспользоваться для сглаживания программой линейной фильтрации и для этой цели была использована медианная фильтрация с окном 3×3 .

Константы стандартизации определялись привязкой к фотоэлектрическим измерениям яркости фона неба, полученным одновременно со снимками галактики, а также к наблюдениям нескольких участков галактики (марок), опубликованным в [1]. Результирующие значения констант были найдены путем усреднения значений, определенных разными способами. Погрешность констант стандартизации составляет в полосе *B* $0.^m07$, в *V* — $0.^m14$, а в *U*, по-видимому, около $0.^m2$ (в этой полосе для стандартизации использована лишь одна марка центральной части галактики).

3. *Результаты и обсуждение.* 1) *Изоботы.* На рис. 1 приведены изоботы NGC 3718 в полосах *B* и *V*. Изоботы наглядно демонстрируют структуру галактики, состоящей из линзообразного главного тела и двух слабых широко раскрытых спиральных ветвей. Структура главного тела сильно искажена полосой поглощения, проходящей примерно в $5''$ к SW от ярчайшей точки галактики. В районе ядра полоса довольно узка ($\sim 10''$), затем она плавно расширяется и отклоняется в стороны спиральных ветвей.

Основные результаты фотометрического исследования NGC 3718 приведены в табл. 1. Длина большой оси галактики по изоботе $\mu_B = 26$ составляет примерно 9.8, её позиционный угол $P.A. \approx 0$. Это согласуется с диаметром по изоботе $\mu_B = 25$, приведённым в RC2 [7], 8.7, и близко к значению 10.5 по изоботе $\mu_V = 26$ согласно [11]. Видимое сжатие галактики с учётом слабых спиральных ветвей $b/a = 0.28$. Сжатие линзообразного главного тела $b/a \approx 0.5$ (соответствующее значение в RC2 — 0.51), длина его большой оси $\sim 5'$, $P.A. \approx 155^\circ$. Оценка наклона галактики по сжатию главного тела: $i \approx \arccos \frac{b}{a} = 60^\circ$.

2) *Интегральные характеристики.* Интегрирование в пределах все более слабых изофот дает следующие полные асимптотические видимые звездные величины NGC 3718: $B_T = 11.39 \pm 0.10$, $V_T = 10.50 \pm 0.15$ и $U_T = 11.7 \pm 0.2$. Величины B_T и V_T в пределах ошибок согласуются с приведёнными в RC 2: $B_T = 11.26 \pm 0.11$ и $V_T = 10.53 \pm 0.18$.

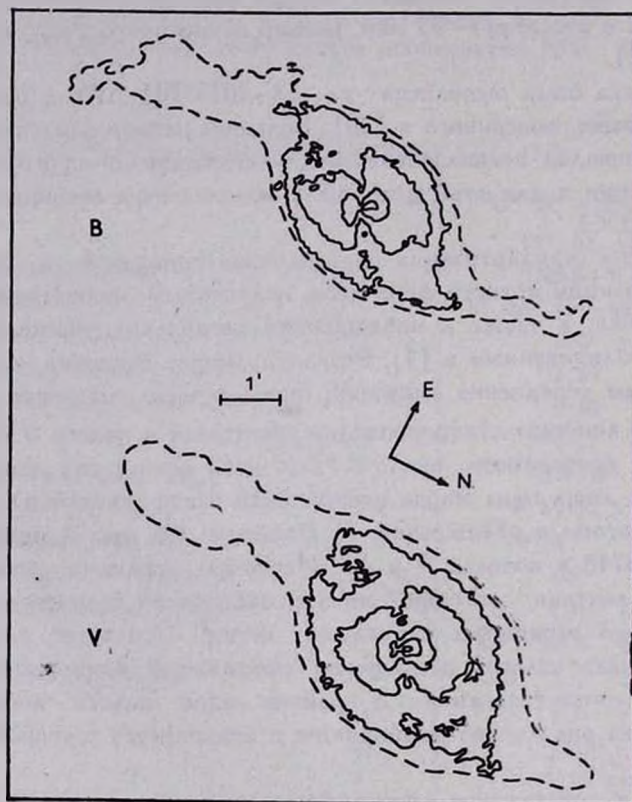


Рис. 1. Изофоты NGC 3718 в цветовых полосах B и V . Ярчайшая непрерывная изофота в полосе B соответствует поверхностной яркости 20.5, слабейшая — 23.5, пунктир — 24.5. В фильтре V соответствующие значения — 20, 24 и 25. Шаг изофот — 1.0.

В работе [9] на основе радионаблюдений построена кривая вращения NGC 3718. Оптический радиус галактики по нашим данным составляет $\sim 5'$ (18.9 кпк). Радиальная скорость на этом расстоянии от ядра по [9] составляет 220 ± 30 км/с и, следовательно, масса галактики в пределах оптического радиуса равна $m = \frac{V^2 \cdot r}{G} \operatorname{cosec}^2 i = (2.8 \pm 0.8) \cdot 10^{11} m_{\odot}$. Видимой звездной величине галактики $B_T = 11.39$ при $R. = 13$ Мпк соответст-

вует светимость $L_B = 7.3 \cdot 10^9 L_\odot$ и, следовательно, наблюдаемое отношение масса—светимость составляет для NGC 3718 $f = m/L_B = 38 \pm 14$. Полученное значение очень велико и свидетельствует о значительной недооценке светимости галактики из-за поглощения пылевой полосой.

3) *Распределение светимости и цветов.* Для анализа фотометрической структуры NGC 3718 нами был рассмотрен разрез с позиционным углом 35° , проходящий через точку максимальной яркости галактики. Этот разрез примерно перпендикулярен полосе поглощения и, по-видимому, за исключением самой середины в наименьшей степени искажен ее влиянием. Распределение поверхностной яркости вдоль разреза в полосе B показано на рис. 2а, распределения показателей цвета $B-V$ и $U-B$ — на рис. 2b и c. Положение точки $r = 0''$ (ядра галактики) определено путем совмещения SW и NE крыльев разреза в области $r \geq 40''$. В пределах $1''-2''$ она совпадает с точкой максимальной яркости.

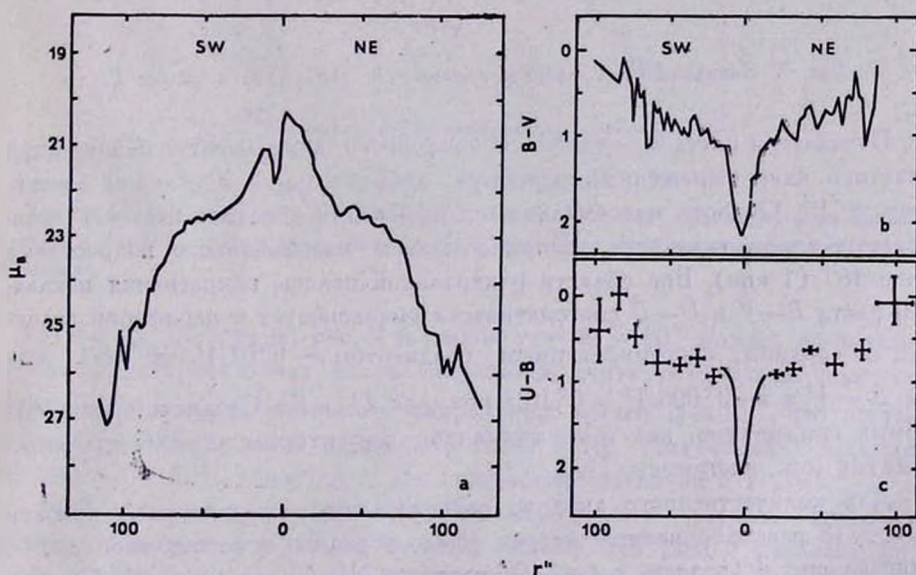


Рис. 2а. Фотометрический разрез галактики в фильтре B (Р.А. = 35°); b, c — Распределение показателей цвета вдоль разреза.

Представленный на рис. 2 фотометрический разрез имеет типичную для спиральных галактик структуру (см., например, [12]). Рис. 3, на котором изображен эквивалентный профиль светимости, также демонстрирует характерное для спиральных галактик распределение поверхностной яркости — на нем четко выделяется околосредная область, где основной

вклад в светимость дает балдж, и последующий участок с экспоненциальным падением яркости, типичным для дисковых составляющих.

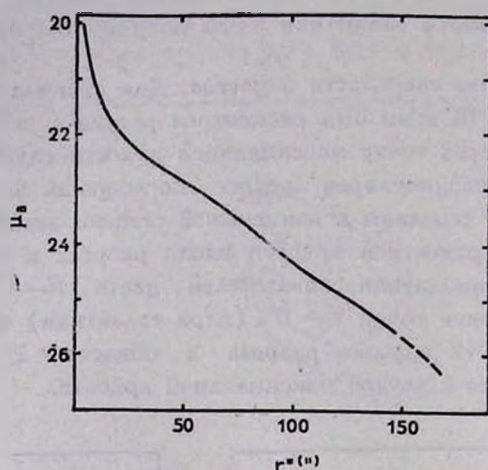


Рис. 3. Эквивалентный профиль светимости NGC 3718 в полосе B .

Показатели цвета $B-V$ и $U-B$ (рис. 2b, c) показывают в районе ядра галактики явно выраженный максимум, избытки цвета в котором составляют $\sim 1^m$. Область максимального покраснения с точностью $\approx 1''$ совпадает с ядром галактики. Ширина полосы максимального покраснения около $16''$ (1 кпк). Вне области центральной полосы покраснения показатели цвета $B-V$ и $U-B$ систематически уменьшаются к периферии галактики со средним спроецированным градиентом $\sim 0^m 01/1'' = 0^m 16/1$ кпк для $B-V$ и $\sim 0^m 006/1'' = 0^m 10/1$ кпк для $U-B$. Существование подобных градиентов, как и их величины, характерны для спиральных галактик (см., например, [12]).

Для количественного анализа распределения поверхностной яркости NGC 3718 рассматриваемый разрез был усреднен относительно ядра — точки на рис. 4 (область с $r \leq 10''$ взята по NE крылу разреза). По точкам, расположенным вне областей $r \leq 10''$ и $35'' \leq r \leq 85''$, было найдено приближение разреза стандартной двухкомпонентной моделью (балдж + экспоненциальный диск). Получены следующие значения параметров балджа и диска (параметр h пересчитан к большой оси галактики с учетом ее видимого сжатия):

$$\text{балдж} — \mu_* = 19.23, r_* = 4.1, b/a = 1.0;$$

$$\text{диск} — \mu_0 = 21.26, h = 46'', b/a = 0.5.$$

Найденное по этим данным отношение светимостей балджа и диска в полосе B с учетом наклона составляет 0.38. Это значение B/D характерно для спиральных галактик Sab—Sb типов [13].

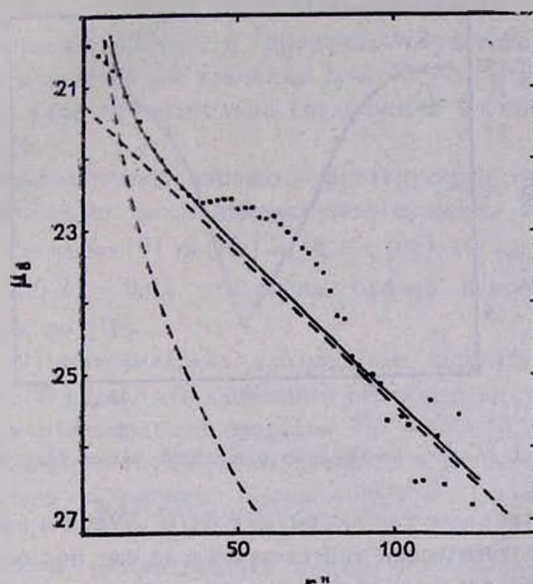


Рис. 4. Усредненный разрез NGC 3718 (точки). Пунктир — распределения яркости в диске и балдже, непрерывная линия — результирующее приближение фотометрического разреза.

Избыток яркости на рис. 4 в районе $r = 40''$ — $80''$ можно, по-видимому, интерпретировать как вклад спиральной структуры. Тогда получаем оценку интегральной светимости спиральных ветвей $B \approx 13^m$, что составляет около 20% видимой светимости NGC 3718. Полученная величина так же, как и B/D , характерна для спиральных галактик с $T > 1$.

Найденное выше приближение фотометрического разреза позволяет оценить поглощение в районе пылевой полосы. На рис. 5 показана разность наблюдаемой поверхностной яркости и вычисленной по изображенной на рис. 4 аппроксимации. Экстраполяция SW и NE крыльев профиля поглощения на точку $r = 0''$ дает оценку максимального поглощения $A_B \simeq 4^m.2$. Следовательно, мы получаем, что максимальное покраснение в ядре галактики должно составлять около 1^m . Это значение хорошо согласуется с непосредственной оценкой покраснения по рис. 2.

В заключение этого пункта отметим еще одну особенность распределения цветов по NGC 3718. В работах [1, 2] было показано, что северо-восточная часть галактики является более синей по сравнению с юго-за-

падной. Наши данные подтверждают этот вывод — в пределах расстояния $r = 10'' - 75''$ средний показатель цвета NE крыла нашего фотометрического разреза $\overline{B-V} = +0.80 \pm 0.04$, а SW крыла — $\overline{B-V} = 0.89 \pm 0.04$.

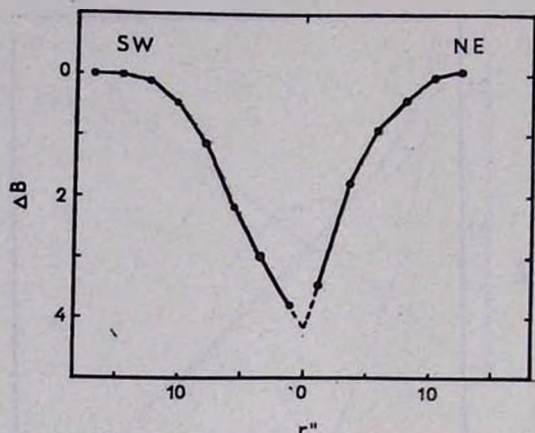


Рис 5. Модель поглощения в пылевой полосе галактики.

4) *Морфологическая классификация NGC 3718.* Во введении было отмечено, что морфологический тип галактики до сих пор определялся очень неуверенно. Самой распространенной является в настоящее время классификация NGC 3718 Вокулёром [6, 7] — SAB(s)a ($T=1$). Полученные нами новые данные позволяют уточнить эту классификацию.

В качестве основного параметра возьмем отношение интегральных светимостей балджа и диска. Как мы уже отмечали, в фильтре B это отношение для NGC 3718 составляет 0.38, что соответствует галактикам Sab—Sb типов. Для контроля мы рассмотрели также приближение двухкомпонентной моделью эквивалентного профиля галактики, изображенного на рис. 3. Результаты приближения таковы: $\mu_s = 23.90$, $r_s = 26''$, $\mu_0 = 21.73$ и $h = 41''$. Это даёт отношение $B/D = 0.19$, характерное для Sbc—галактик [13] (примерно этому же типу соответствуют приведённые в табл. 1 значения индексов концентрации [14]).

Таким образом, NGC 3718 с наибольшей вероятностью можно отнести к галактикам типа Sb ($T=3$), поскольку приведенные выше оценки отношения B/D находятся в пределах разброса значений для галактик этого типа.

Обсудим, как согласуются с нашей классификацией NGC 3718 другие ее характеристики. Согласно [15], средний, исправленный за наклон, цвет галактик типа Sb: $B-V = +0.64$. Предположив, что NGC 3718 является типичной Sb-галактикой, находим избыток цвета, обусловленный наклоном галактики и поглощением пылевой полосой. — $E_{B-V} = +0.25$.

Следовательно, для величины интегрального поглощения получаем оценку $A_B \geq 4.4 \cdot E_{B-V} = 1^m$. Исправленная за поглощение видимая звездная величина галактики составляет, следовательно, $B_0 \leq 10.3$, абсолютная звездная величина — $M_B \leq -20.3$ и светимость $L_B \geq 2.0 \cdot 10^{10} L_\odot$. Отношение массы галактики в пределах оптического радиуса к её светимости уменьшается до значения $f_0 < 14 \pm 5$. С учётом погрешности эта оценка удовлетворительно согласуется со средним значением для Sb-галактик.

Другая характеристика, хорошо коррелирующая с морфологическим типом, — это отношение массы нейтрального водорода к полной светимости галактики. Согласно [9] $m(\text{HI}) = (4.7 \pm 0.8) \cdot 10^9 m_\odot$ и, следовательно, $m(\text{HI})/L_B \approx 0.24 \pm 0.04$, что очень близко к среднему значению для Sb-галактик по [16].

Согласно [9] максимальная наблюдаемая скорость вращения NGC 3718 равна 220 ± 30 км/с. Учтя найденный ранее наклон галактики ($i = 60^\circ$), получаем оценку максимальной скорости $V_m = 254 \pm 35$ км/с. В пределах указанной погрешности это значение близко к медианному значению максимальной скорости вращения галактик типа Sb согласно [17] — $V_m = 222$ км/с.

Таким образом, можно сделать вывод, что совокупность фотометрических и кинематических данных о NGC 3718 оказывается внутренне согласованной, если ее классифицировать как галактику типа Sb или, более подробно, SAB(s)b.

5) *Пространственная структура NGC 3718.* Пекулярность морфологии NGC 3718 часто связывают с ее гравитационным взаимодействием с NGC 3729. Наиболее простым и реалистичным является предположение, согласно которому NGC 3718 — это расположенная к нам почти с ребра галактика, чей диск первоначально лежал в плоскости, совпадающей с плоскостью пылевой полосы в центре галактики, а затем в результате взаимодействия с NGC 3729 его внешние части сильно изогнулись [9]. Возможно, что расширение полосы поглощения с удалением от ядра является следствием одновременного разворота плоскости пылевого диска от начальной плоскости.

Согласно такой модели в центральной части галактики плоскость пылевого диска почти совпадает с лучом зрения. Судя по видимой на рис. 5 асимметрии поглощения в ядре, диск ориентирован так, что его SW часть к нам ближе, NE — дальше. Об этом же, по-видимому, свидетельствует и крупномасштабная асимметрия распределения показателя цвета $B-V$ вдоль малой оси. Для проверки предположения о происхождении асимметрии распределения цвета вследствие поглощения в слое пыли нами была

рассмотрена зависимость $(B-V)_{SW} - (B-V)_{NE}$ от $\mu_B(SW) - \mu_B(NE)$, где $(B-V)_{SW}$ и $(B-V)_{NE}$ — показатели цвета вдоль малой оси на равных расстояниях к SW и NE от ядра, а $\mu_B(SW)$ и $\mu_B(NE)$ — поверхностные яркости в тех же точках. Результат приведён на рис. 6, где точками показаны результаты настоящей поверхностной фотометрии, кружками — данные работы [2] (все — в зоне $10'' \leq r \leq 55''$), а крестом — результаты фотополэлектрической фотометрии из [1]. Прямая линия — ожидаемая корреляция для нормального закона покраснения $A_B = 4 \cdot E_{B-V}$. Очевидно, что данные наблюдений удовлетворительно согласуются с ожидаемой зависимостью и не противоречат сделанному предположению.

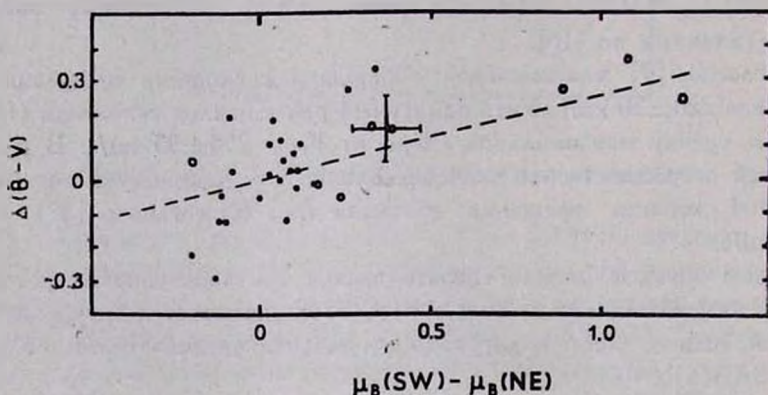


Рис. 6. Асимметрия распределения поверхностной яркости и показателя цвета $B-V$ вдоль малой оси галактики.

Считая далее, что плоскости пылевого и звездного дисков совпадают, мы получаем, что галактика обращена к нам юго-западным краем. Согласно [9], NGC 3718 вращается так, что ее северная часть приближается, южная — удаляется. Следовательно, слабые внешние спирали галактики являются отстающими, как и полагается нормальным спиральным ветвям. Обычную спиральную природу внешних протяженных образований подтверждают также их цветовые характеристики: так, вплоть до $4'$ (15 кпк) от ядра показатель цвета южной более яркой спирали остается примерно постоянным ($B-V = +0.3 \div +0.4$) и соответствует цвету нормальных ветвей.

4) **Заключение.** Результаты нашего фотометрического изучения показали, что NGC 3718 является достаточно обычной галактикой типа Sb. Пекулярность морфологии NGC 3718 обусловлена, по-видимому, некомпланарностью ее структуры и условиями видимости (луч зрения почти сов-

падает с плоскостью центральной части галактики). Для дальнейшего продвижения в изучении NGC 3718, по нашему мнению, необходимы новые высококачественные фотометрические наблюдения центральной части галактики (с разрешением не хуже $1''$), а также детальное исследование ее поля скоростей.

Авторы выражают благодарность руководству Бюраканской астрофизической обсерватории за предоставление времени на 2.6-метровом телескопе и руководству САО АН СССР за возможность использования микроденситометра АМД.

Ленинградский государственный
университет

DETAIL SURFACE PHOTOMETRY OF PECULIAR GALAXY NGC 3718

V. A. HAGEN—THORN, V. P. RESHETNIKOV, V. A. YAKOVLEVA

The results of photometric investigation of peculiar galaxy NGC 3718 are given. NGC 3718 is shown to be a normal Sb galaxy disturbed by the tidal forces.

ЛИТЕРАТУРА

1. В. А. Гаген-Торн, И. И. Попов, В. А. Яковлева, *Астрофизика*, 17, 35, 1981.
2. И. И. Попов, *Тр. АО ЛГУ*, 39, 73, 1984.
3. A. Sandage, *The Hubble Atlas of Galaxies*, Carnegie Inst. of Washington, 1961.
4. H. Arp, *Atlas of Peculiar Galaxies*, Pasadena, 1966.
5. E. Holmberg, *Medd. Lund. Astron. Observ.*, № 136, 1, 1958.
6. Ж. Вокулёр, в кн. «Строение звездных систем», М., 1962, стр. 351.
7. G. de Vaucouleurs, A. de Vaucouleurs, H. G. Corwin, *Second Reference Catalogue of Bright Galaxies*, Austin, 1976.
8. H. Arp, *Astrophys. J.*, 185, 797, 1973.
9. N. J. Allsopp, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, 186, 343, 1979.
10. В. В. Макаров, В. П. Решетников, В. А. Яковлева, *Тр. АО ЛГУ*, 41, 112, 1987.
11. K. Kodaira, M. Watanabe, S. Okamura, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, 62, 703, 1986.
12. R. Buta, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, 64, 383, 1987.
13. F. Simien, G. de Vaucouleurs, *Astrophys. J.*, 302, 564, 1986.
14. В. П. Решетников, *Кинемат. и физ. небесн. тел*, 1990 (в печати).
15. А. В. Засов, В. В. Дёмин, *Астрон. ж.*, 56, 941, 1979.
16. G. Efsthliou, G. Lake, J. Negroponte, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, 199, 1069, 1982.
17. V. C. Rubin, D. Burstein, W. K. Ford, N. Thonnard, *Astrophys. J.*, 289, 81, 1985.
18. D. Burstein, C. Helles, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, 54, 33, 1984.

УДК: 524.47

О ВОЗМОЖНОМ МЕХАНИЗМЕ ОБРАЗОВАНИЯ ШАРОВЫХ СКОПЛЕНИЙ В КОРОНЕ ГИГАНТСКОЙ ЭЛЛИПТИЧЕСКОЙ ГАЛАКТИКИ

В. Г. ГОРБАЦКИЙ

Поступила 6 марта 1990

Рассматривается эволюция газовых конденсаций в короне гигантской Е-галактики. Если масса конденсации достаточно велика, она должна двигаться к центру галактики. Как показали расчеты, в охлаждающемся газе возможно возникновение гравитационной неустойчивости на некотором расстоянии от центра галактики. Результатом такой неустойчивости может быть фрагментация конденсаций. Обсуждаются некоторые наблюдательные данные о распределении шаровых скоплений в коронах.

1. *Введение.* Вопрос о путях формирования системы шаровых скоплений (ШС) у гигантских эллиптических галактик до сих пор не решен. Эти системы отличаются от систем ШС у спиральных галактик в ряде отношений. В первую очередь обращает на себя внимание значительный избыток содержания ШС у многих гигантских галактик типов E, D [1—3]. Характерны также большая протяженность системы, неоднородность ШС по «металличности» [4]. Было высказано предположение об образовании ШС в протогалактическом облаке [5] в результате гравитационной неустойчивости составляющего его газа. С другой стороны, высказывалось мнение о гравитационной неустойчивости в текущем к массивной галактике межгалактическом газе (т. н. «охлаждающееся течение») как одной из причин, определяющих специфические черты системы ШС галактик типа cD [6]. Однако многие из особенностей систем не объясняются на основе этих предположений—в частности, значительная доля скоплений находится на большом расстоянии от центра галактики, где температура газа велика ($T \gtrsim 10^7$ K), а плотность его мала, и поэтому условия для развития в необходимых масштабах гравитационной неустойчивости неблагоприятны.

В недавнее время у многих гигантских эллиптических галактик были обнаружены обширные газовые короны [7]. Если в короне каким-либо путем возникает уплотнение, включающее в себя достаточно большую массу, то при определенных условиях оно должно стать гравитационно неустойчивым и может дать начало ШС [8]. В качестве одной из причин присут-

ствия конденсаций в короне можно предположить наличие «первичных» уплотнений (облаков) в той межгалактической среде, из которой образуется корона.

В данной статье указанный механизм образования ШС обсуждается более детально, чем в [8]. Сделаны некоторые выводы относительно массы образующихся шаровых скоплений и распределения их по расстоянию от центра галактики.

2. *Условия сохранения и эволюции конденсаций в короне галактики.* Горячие газовые короны галактик были обнаружены по испускаемому ими рентгеновскому излучению. По своей массе корона сравнима со всем звездным населением галактики, а у массивных галактик масса короны близка к полной массе звезд ($M_* \geq 10^{12} M_\odot$). Вопрос о том, за счет каких факторов газ короны удерживается от диссипации, пока не выяснен. Это может быть и действие скрытой массы, на порядок превышающей звездную, и давление межгалактической среды. Так или иначе, но корону считают находящейся в состоянии, близком к гидростатическому равновесию [9].

Модельные расчеты структуры квазистационарной короны показали [10], что распределение давления ($p(r)$) и концентрации атомов ($n(r)$) в ней могут быть аппроксимированы степенными функциями:

$$p(r) = p(r_0) \left(\frac{r_0}{r} \right)^{k_1}; \quad n(r) = n(r_0) \left(\frac{r_0}{r} \right)^{k_2}. \quad (1)$$

Это подтверждается и данными рентгеновских наблюдений [10]. Интервалы значений k_1 и k_2 следующие: $0.5 \leq k_1 \leq 1.0$; $1.0 \leq k_2 \leq 1.5$.

Концентрация атомов в газе на внешней границе короны ($r = R_{\text{кор}}$) находится из соотношения:

$$n(R_{\text{кор}}) = \frac{\frac{\mu}{m_H} (3 - k_2) M_{\text{кор}}}{4\pi R_{\text{кор}}^3}. \quad (2)$$

Для оценки концентрации и температуры газа в короне воспользуемся данными рентгеновских наблюдений галактики М 87 [11]. Для нее $R_{\text{кор}} \approx 200$ кпк, а масса приблизительно равна массе звезд, содержащихся в галактике $M_* \approx M_{\text{кор}}$. По абсолютной звездной величине $M_V = -22^m 38$ (при расстоянии до галактики 16 Мпк) имеем $M_* \approx 10^{12} M_\odot$. Если $M_{\text{кор}} = 10^{12} M_\odot$ и $k_2 = 1.5$, то по соотношению (2) получаем, что $n(R_{\text{кор}}) \approx 10^{-3} \text{ см}^{-3}$. Величина температуры на внешней границе короны М 87 $T(R_{\text{кор}}) \approx 2 \cdot 10^7 \text{ К}$ [11]. Можно полагать, что приведенные значения $n(R_{\text{кор}})$ и $T(R_{\text{кор}})$ характерны и для других галактик в настоящую эпоху.

При указанных значениях T и n время высвечивания превосходит хаббловское, и поэтому в предположении однородности газа короны (при отсутствии начальных конденсаций) вблизи периферии не может возникнуть и развиваться тепловая неустойчивость. Ближе к центру (на расстояниях $r \lesssim \frac{R_{\text{кор}}}{2}$) тепловая неустойчивость возможна.

Если размер области повышенной плотности (и, соответственно, пониженной температуры) недостаточно велик, то в результате прогрева окружающим газом плотность выравнивается и конденсация исчезнет. Оценим расстояние R_c , на которое распространяется тепло в конденсации за характерное время ее охлаждения (высвечивания) t_c . При достаточно высокой температуре газа в конденсации ($T_k \gtrsim 10^4 \text{ K}$) функция высвечивания $\propto T_k^{-0.5}$ и поэтому, согласно [12],

$$t_c \approx \frac{10^{-21} T_k^{3/2}}{f_k}. \quad (3)$$

Величина R_c оценивается из соотношения

$$R_c \approx \sqrt{2\chi_k t_c}, \quad (4)$$

где $\chi_k = \frac{x_k}{\rho_k c_p}$ — коэффициент температуропроводности.

Приняв для коэффициента теплопроводности x_k выражение

$$x_k = 6 \cdot 10^{-7} T_k^{5/2}, \quad (5)$$

пригодное в условиях, существующих в коронах галактик, из (3)—(5) имеем:

$$R_c \approx 6 \cdot 10^4 \frac{T_k^2}{n_k}. \quad (6)$$

Для того, чтобы конденсацию было допустимо рассматривать как единый эволюционирующий объект, приблизительно сферической формы и однородный по плотности и температуре, изменение параметров газа во всем его объеме должно происходить более или менее синхронно. Соответственно размер конденсации должен быть гораздо меньшим, чем величина R_s , равная

$$R_s = c_0 t_c. \quad (7)$$

Здесь через c_0 обозначена скорость звука в конденсации. Используя (3) и известное выражение для c_0 , получаем

$$R_* \approx 3 \cdot 10^6 \frac{T_k^2}{n_k} \quad (8)$$

Пределы, между которыми должна находиться величина массы конденсации $\mathcal{M}_k = \frac{4}{3} \pi R_k^3 \rho_k$ для того, чтобы возмущение могло в дальнейшем эволюционировать (уплотняться), устанавливаются при посредстве (6) и (3),

$$2 \cdot 10^{-9} \frac{T_k^6}{n_k^2} \ll \mathcal{M}_k \ll 2 \cdot 10^{-4} \frac{T_k^6}{n_k^2} \quad (9)$$

Заметим, что правое неравенство должно быть очень сильным — преобладание не менее, чем на полтора-два порядка.

Применим (9) для оценки возможной массы конденсации, находящейся на некотором среднем уровне в короне, скажем, при $r = 75$ кпк. Приняв указанные выше величины $T(R_{\text{кор}})$ и $n(R_{\text{кор}})$ и положив $k_1 = 1$ и $k_2 = 1.5$, для конденсации, в которой $T_k = \frac{1}{2} T(75)$ и $n_k = 2 n(75)$, находим

$$10^5 \ll \frac{\mathcal{M}_k}{\mathcal{M}_\odot} \ll 10^{10} \quad (10)$$

Величины $\mathcal{M}_k$, соответствующие массам шаровых скоплений $\mathcal{M}_{\text{шс}} \gtrsim 10^5 \mathcal{M}_\odot$, этим неравенствам удовлетворяют. На существенно более глубоком уровне, например, при $r = 25$ кпк,

$$10^2 \ll \frac{\mathcal{M}_k}{\mathcal{M}_\odot} \ll 10^7 \quad (11)$$

и, следовательно, значение $\mathcal{M}_k$ меньше, чем величина массы типичных ШС. Таким образом, «выжить» и эволюционировать как целое могут только те из конденсаций, которые находятся не слишком близко к центру галактики, но при этом и не на периферии короны — на уровнях $30 \lesssim r \lesssim 100$ кпк.

В следующем разделе рассматриваются изменения температуры и плотности в конденсации при ее перемещении в глубь короны.

3. Движение конденсации в короне галактики. Плотность в эволюционирующей конденсации больше, чем в окружающей ее среде, и поэтому она должна смещаться по направлению к центру галактики. Если считать конденсацию однородным по плотности (ρ_k) и температуре (T_k) шаром, то скорость ее движения определяется уравнением

$$\left[1 + \frac{2}{T_k} T(r) \right] \frac{dv_k}{dt} = 2 \left[\frac{T(r)}{T_k} - 1 \right] \frac{1}{\rho(r)} \frac{dp(r)}{dr} - \frac{3}{4} c_x v_k^2, \quad (11)$$

где c_x — коэффициент сопротивления среды (порядка единицы) и также принято, что величина давления внутри конденсации и снаружи нее одинакова, то есть $p_k(r) = p(r)$. Отсюда следует соотношение:

$$\frac{T(r)}{T_k(r)} = \frac{\rho_k(r)}{\rho(r)} > 1. \quad (12)$$

Значение скорости установившегося движения $\bar{v}_k$ (соответствующего условию $\frac{dv_k}{dt} = 0$) достигается за время, равное по порядку величины времени прохождения конденсацией пути длиной R_k . Из (11) получается следующее значение $|\bar{v}_k|$:

$$|\bar{v}_k| \approx 1.6 \sqrt{\frac{R_k}{r^2} G \mathfrak{M}_{\text{гала}} \left(\frac{\rho_k}{\rho(r)} - 1 \right)}. \quad (13)$$

Это выражение может быть записано в виде:

$$|\bar{v}_k| \approx 1.6 \sqrt{\frac{R_k}{r} \left| \frac{\rho_k}{\rho(r)} - 1 \right|} v_{\text{кспл}}(r). \quad (13')$$

Соотношение (13') можно использовать, пока выполняется условие $\frac{R_k}{r} \frac{\rho_k}{\rho(r)} \lesssim 1$. Так как $\rho_k \propto R_k^{-3}$, то $|\bar{v}_k| \propto R_k^{-1} v_{\text{кспл}}(r)$. При сжатии конденсации и достижении достаточно малого значения R_k движение должно происходить в режиме свободного падения на галактику. Если момент количества движения конденсации относительно центра галактики отличен от нуля, она должна обращаться вокруг центра галактики.

Во время движения конденсация теряет свою внутреннюю энергию путем ее высвечивания, а плотность газа возрастает. Одновременно газ нагревается под действием давления извне. Кроме того, конденсация может нагреваться излучением окружающего ее более горячего газа. Можно показать, что при $T \gtrsim 10^8$ К по эффективности нагрев за счет указанных факторов значительно уступает потерям энергии вследствие излучения. Уравнение, определяющее скорость падения температуры в конденсации, записывается в виде [12]:

$$\frac{dT_k}{dt} = -\sigma_0 \rho_k F(T_k), \quad (14)$$

где $\sigma_0 \approx 2 \cdot 10^{39} \text{ г}^{-2} \text{ см}^{-2} \text{ с}^3 \text{ К}$.

При известной функции $F(T_k)$, приняв во внимание (1) и (12), а также уравнение состояния газа, из соотношения (14), записанного в виде

$$v_k \frac{dT_k}{dr} = -\sigma_0 \rho_k F(T_k), \quad (15)$$

можно найти зависимость температуры T_k от расстояния конденсации до центра r_k :

$$T_k = \varphi(r_k, r_0, T^{(0)}, p^{(0)}, T_k^{(0)}, \mathfrak{M}_k, \mathfrak{M}_{\text{гала}}, k_1, k_2). \quad (16)$$

Здесь r_0 — начальное расстояние конденсации от центра галактики, $T^{(0)}$ и $p^{(0)}$ — значения температуры и давления газа в короне на уровне r_0 соответственно и $T_k^{(0)}$ — величина температуры в конденсации в начальный момент.

Вместе с уменьшением температуры в конденсации сокращается и ее радиус R_k , зависящий от тех же параметров, что и T_k . При некотором значении $r_k = r_J$, когда джинсовская длина волны сравнивается с R_k , в конденсации может возникнуть гравитационная неустойчивость. Для определения величины r_J , учитывая известное выражение критической длины волны, получаем следующее уравнение:

$$R_k[r_J, r_0, \rho_k(r_J), T^{(0)}, p^{(0)}, T_k^{(0)}, \mathfrak{M}_k, \mathfrak{M}_{\text{гала}}, k_1, k_2] = \left[\frac{\gamma R^*}{\pi^{1/2} G} \frac{T_k(r_J)}{\rho_k(r_J)} \right]^{1/2}. \quad (17)$$

Конденсация может превратиться в шаровое скопление, если при $\mathfrak{M}_k = \mathfrak{M}_{\text{шс}}$ значение r_J оказывается в интервале $(R_{\text{гала}}, r_0)$, где через $R_{\text{гала}}$ обозначена величина радиуса галактики.

В процессе развития гравитационной неустойчивости условие равенства внутреннего и внешнего давлений может нарушиться и это должно сказаться на характере процесса, который вначале представляет собой коллапс конденсации. Что же касается значения r_J , то оно не должно существенно зависеть от наличия внешнего давления, поскольку предполагается его компенсация внутренним и, во всяком случае, при учете внешнего давления значение r_J может только увеличиться.

Расчеты величины r_J выполнялись при различных значениях параметров, от которых зависит ρ_k , с использованием функции высвечивания, приведенной в [13]. Для значений температуры $T_k < 10^4$ К использовались различные предположения о характере высвечивания, и оказалось, что они практически не оказываются на значении r_J .

В результате расчетов выяснилось, что при $\mathfrak{M}_k \gtrsim 10^6 \mathfrak{M}_{\odot}$ значение $\frac{r_J}{r_0}$ сильно зависит от принятой величины отношения $T_k^{(0)}/T_0$, а за-

висимость от других параметров сравнительно слабая. Если $T_k^{(0)}/T^0 \gtrsim 0.5$, то значение r_j не попадает в интервал $(R_{\text{гала}}, r_0)$ даже при $r_0 = 0.5 R_{\text{кор}}$, не говоря о меньших r_0 . Если же $T_k^{(0)}/T^0 \leq 0.3$, то $\frac{r_j}{r_0} \gtrsim 0.7$ и $T_k(r_j) \approx 3 \cdot 10^8$ К. Таким образом, для величины $T_k(r_j)$ получаются значения, при которых естественно ожидать наступления гравитационной неустойчивости, и возникновение в коронах эллиптических галактик гравитационно неустойчивых образований, по массе соответствующих ШС, представляется вполне возможным.

4. *Заключительные замечания.* Вопрос о том, реализуется ли обсуждавшийся механизм образования шаровых скоплений в коронах галактик, может быть решен только путем анализа наблюдательных данных. Пространственное распределение ШС, возникающих в охлаждающем течении, должно быть иным, чем для скоплений, образующихся путем уплотнения существующих в короне конденсаций. Как отмечалось выше, условия для наступления гравитационной неустойчивости благоприятны лишь в самых внутренних областях аккреционного потока — там, где температура достаточно низкая. Если в охлаждающем течении и формируются ШС, то они должны концентрироваться на малых расстояниях от центра галактики. Образование же ШС в результате эволюции конденсаций возможно только в более внешних областях короны и поэтому преобладающая доля скоплений должна располагаться достаточно далеко от центра галактики — на расстояниях $r \gtrsim 0.3 R_{\text{кор}}$.

В галактике М 87, как и подобных ей, поверхностная концентрация ШС $\sigma(r)$ при $r \gtrsim 25$ кпк убывает с расстоянием гораздо медленнее, чем поверхностная яркость звездного гало [14]. Это особенно заметно при $r \gtrsim 0.2 R_{\text{кор}} \approx 40$ кпк. Начиная с $r \approx 100$ кпк происходит значительный спад величины $\sigma(r)$ и для $r \gtrsim 0.6 R_{\text{кор}} \approx 120$ кпк $\sigma(r) \approx 0$. Хотя радиус системы ШС больше, чем размер звездного гало, но он меньше радиуса газовой горячей короны. Если полагать, что в области $0.2 \lesssim \frac{r}{R_{\text{кор}}} \lesssim 0.6$ большую долю ШС в системы составляют скопления, образующиеся в результате эволюции возмущений плотности газа, то имеем согласие проведенных выше оценок для области их образования с данными наблюдений.

Для того, чтобы найти теоретически распределение по массам ШС, возникающих из газовых конденсаций, нужно знать начальную функцию распределения по массам таких конденсаций. Эта функция неизвестна, но естественно предполагать, что вероятность существования газовой конденса-

ции данной массы тем меньше, чем больше масса. Если аппроксимировать функцию масс степенной зависимостью

$$f(M) dM = A M^{-\gamma} dM, \quad (17)$$

где $f(M) dM$ — число конденсаций с массой в интервале от M до $M + dM$, то можно найти среднее значение массы. Приняв, без достаточного пока обоснования, но по аналогии со спектром масс межзвездных облаков в Галактике, $\gamma = \frac{3}{2}$ и интервал значений массы $[M_{\min}, M_{\max}]$, для средней величины массы получаем выражение ($M_{\min} \ll M_{\max}$):

$$\langle M \rangle \approx \sqrt{M_{\min} M_{\max}}. \quad (18)$$

Используя неравенства (10), из (18) находим, что для ШС в галактике М 87 среднее значение массы должно составлять $(10^6 + 5 \cdot 10^6) M_{\odot}$ в зависимости от величины r .

Согласно [3], абсолютные величины ШС в М 87 группируются около значения $M_B \simeq -7^m$ (заметим, что в Галактике ШС в среднем существенно ярче). Отсюда получается, что массы их группируются около величины $10^8 M_{\odot}$, а среднее значение массы близко к $2 \cdot 10^8 M_{\odot}$. Это соответствует оценке, полученной из (18), и такое соответствие является дополнительным аргументом в пользу предлагаемой в данной работе точки зрения о возможности происхождения ШС в коронах гигантских эллиптических галактик из газовых конденсаций. По-видимому, такую возможность следует учитывать при исследованиях структуры систем ШС.

Надо иметь в виду, что в эпоху образования ШС свойства газовой короны галактики могли быть иными, чем в настоящее время. Это может сказаться на численных оценках, но вряд ли сделает рассмотренный механизм образования ШС неэффективным.

Ленинградский государственный
университет

ON THE POSSIBLE WAY OF GLOBULAR CLUSTER FORMATION IN CORONAE OF GIANT ELLIPTICAL GALAXIES

V. G. GORBATSKY

The evolution of gaseous condensations in the corona of giant E galaxy is considered. The condensation must move to the galaxy centre if its mass is great enough. As the calculations have shown Jeans instability in the cooling gas becomes possible of some distance from the galaxy centre. The fragmentation of the condensation to stars may be the result of such instability. Some observational data on the distribution of globular clusters in coronae are discussed in this context.

ЛИТЕРАТУРА

1. *R. E. White III*, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., 227, 185, 1985.
2. *W. E. Harris*, Astrophys. J., 315, L 29, 1987.
3. *W. E. Harris*, Astron. J., 91, 822, 1985.
4. *S. van den Bergh*, Astrophys. and Space Sci., 118, 435, 1986.
5. *M. Fahl, M. Rees*, Astrophys. J., 298, 18, 1985.
6. *A. C. Fabian, P. E. J. Nulsen, C. R. Cantzares*, Nature, 310, 733, 1984.
7. *M. Forman, C. Jones, W. Tucker*, Astrophys. J., 283, 102, 1985.
8. *В. Г. Горбачук*, Астрон. циркуляр, № 1534, 5, 1988.
9. *В. Г. Берман, А. А. Сучков*, Письма в Астрон. ж., 13, 843, 1987.
10. *Е. В. Волков*, Астрофизика, 24, 477, 1986.
11. *G. C. Stewart, C. R. Cantzares, A. C. Fabian, P. E. J. Nulsen*, Astrophys. J., 273, 536, 1984.
12. *В. Г. Горбачук*, Вестн. ЛГУ, № 19, 112, 1962.
13. *J. C. Raymond, D. P. Cox, B. W. Smith*, Astrophys. J., 204, 290, 1976.
14. *C. Crillmair, Ch. Pitchet, S. van den Bergh*, Astron. J., 91, 1328, 1986..

УДК: 524.37—852—652

ДИФфуЗНОЕ ОТРАЖЕНИЕ СВЕТА СФЕРИЧЕСКОЙ
ТУМАННОСТЬЮ

А. К. КОЛЕСОВ, В. В. СОВОЛЕВ

Поступила 6 марта 1990

Рассматривается задача о диффузном отражении света однородным шаром. Предполагается, что в шаре происходит изотропное рассеяние и истинное поглощение излучения. Для решения задачи применяются известные интегро-дифференциальные уравнения для коэффициента отражения, преобразованные нами к более удобной форме. Получены асимптотические формулы для коэффициента отражения шара большого оптического радиуса. Найдены также асимптотические формулы для светимости сферической туманности при разных положениях освещающей звезды.

1. *Введение.* Большой интерес для астрофизики представляет задача о многократном рассеянии света в средах, обладающих сферической симметрией. К ним относятся протяженные оболочки звезд, сферические туманности, ядра галактик и другие объекты. Вследствие сложности задачи она решается преимущественно численными или приближенными методами.

С целью получения точных аналитических решений обычно рассматривается простейший случай сферически-симметричной среды — однородный шар. В этом случае при изотропном рассеянии определение функции источников сводится к решению интегрального уравнения такого же типа, как в случае плоского слоя (см., например, [1—3]).

В работах [4] и [5] были получены точные формулы для светимости шара при различных источниках энергии. При этом светимость шара оптического радиуса x была выражена через функции Амбардзьяна $\psi(2x, \eta)$ и $\phi(2x, \eta)$ для плоского слоя оптической толщины $2x$. В работе [4] принималось, что источники энергии равномерно расположены в шаре, а в работе [5] рассматриваются два случая расположения источников: 1) шар освещен параллельными лучами, 2) на границе шара находится точечный источник излучения. Если под шаром понимать туманность, а под точечным источником звезду, то можно сказать, что первый из этих случаев соответствует расположению звезды на бесконечно-большом расстоянии от туманности, а второй — на ее границе.

Для решения задачи о диффузном отражении света шаром в ряде работ был введен коэффициент отражения, зависящий от углов падения и отражения (как в случае плоского слоя). Знание этой функции позволяет находить интенсивность выходящего из шара излучения при произвольных внешних источниках излучения, обладающих сферической симметрией.

В работах [6—12] найдено и исследовано интегро-дифференциальное уравнение, определяющее непосредственно коэффициент отражения. Для получения уравнения использовался метод добавления к данному телу слоя бесконечно малой оптической толщины и рассмотрения происходящих в нем процессов.

В работах [13—15] получена асимптотическая формула для коэффициента отражения света шаром большого оптического радиуса. При этом применялось соотношение между интенсивностью излучения, выходящего из шара, и интенсивностью излучения в бесконечной среде, в которую шар считается погруженным.

В работах [16, 17] подробно исследована связь между излучением, рассеянным шаром, и излучением, рассеянным плоским слоем. Это дало возможность получить асимптотическую формулу для коэффициента отражения и выражения для его моментов и димоментов.

В настоящей статье также рассматривается проблема диффузного отражения света однородным шаром. При этом используются интегро-дифференциальные уравнения, полученные ранее и преобразованные нами к более удобной форме для решения. В результате получаются асимптотические формулы для коэффициента отражения — более точные, чем в работах [13—15]. Показывается, что коэффициент отражения шара при $x \gg 1$ выражается только через функцию $\Phi(\eta)$, характеризующую отражение света полубесконечным плоским слоем. Найдены также асимптотические формулы для светимости сферической туманности, освещенной звездой в двух упомянутых выше случаях.

2. Основные уравнения. Будем считать, что в однородном шаре радиуса x может происходить изотропное рассеяние и истинное поглощение света.

Пусть в каком-то месте поверхности шара падают фотоны под углом $\arccos \zeta$ к нормали. Диффундируя в шаре, одна часть фотонов может погибнуть (испытыв истинное поглощение), а другая может выйти наружу — в любом месте поверхности и под любым углом $\arccos \eta$. Для характеристики части фотонов, выходящих наружу (как говорят, отраженных шаром), мы будем употреблять коэффициент отражения $\rho_*(x, \eta, \zeta)$.

Физический смысл коэффициента отражения состоит в том, что для каждого фотона, падающего под углом $\arccos \zeta$, величина $2\pi\rho_*(x,$

$\eta, \zeta) d\eta$ представляет собой вероятность выхода его наружу в любом месте поверхности в интервале косинусов угла от η до $\eta + d\eta$. Очевидно, что при угле падения фотонов $\arccos \zeta$ светимость шара равна

$$2 \int_0^1 \rho_s(x, \eta, \zeta) \eta d\eta.$$

Если шар освещен так, что в каждом месте его поверхности падает под углом $\arccos \zeta$ излучение интенсивности I_0 , не зависящей от азимута (т. е. в виде „светового конуса“), то интенсивность излучения, отраженного шаром в каждом месте под углом $\arccos \eta$, будет равна $\frac{I_0}{\pi} \rho_s(x, \eta, \zeta) \zeta$.

Таким образом, с помощью коэффициента отражения $\rho_s(x, \eta, \zeta)$ могут быть определены как светимость шара — при любых внешних источниках энергии, так и интенсивность излучения, отраженного шаром под любым углом отражения — при одинаковом внешнем освещении каждого места поверхности.

Уравнение для определения функции $\rho_s(x, \eta, \zeta)$ может быть записано в виде

$$\begin{aligned} \eta \zeta \frac{\partial \rho_s(x, \eta, \zeta)}{\partial x} + (\eta + \zeta) \rho_s(x, \eta, \zeta) &= \frac{1}{x} R(\rho_s) + \\ &+ \frac{\lambda}{4} [\varphi_s(x, \eta) + e^{-2x\eta}] [\varphi_s(x, \zeta) + e^{-2x\zeta}], \end{aligned} \quad (1)$$

где $R(\rho_s)$ — результат применения оператора R к функции $\rho_s(x, \eta, \zeta)$, т. е.

$$\begin{aligned} R(\rho_s) &= 2 \eta \zeta \rho_s(x, \eta, \zeta) - (1 - \eta^2) \zeta \frac{\partial \rho_s}{\partial \eta} - (1 - \zeta^2) \eta \frac{\partial \rho_s}{\partial \zeta}, \\ \varphi_s(x, \eta) &= 1 + 2\eta \int_0^1 \rho_s(x, \eta, \zeta) d\zeta \end{aligned} \quad (3)$$

и λ — отношение коэффициента рассеяния к сумме коэффициентов рассеяния и истинного поглощения (иначе „альбедо частицы“). Экспоненциальные члены $e^{-2x\eta}$ и $e^{-2x\zeta}$ учитывают излучение, проходящее через шар без рассеяния.

Как уже говорилось, уравнение (1) было получено в нескольких работах [6—12] путем мысленного добавления к шару слоя бесконечно малой оптической толщины (сначала без экспоненциальных членов, а потом с ними). В работах [9, 10] было предпринято численное решение уравнения

(1) без экспоненциальных членов. Насколько нам известно, определение функции $\rho_s(x, \eta, \zeta)$ с экспоненциальными членами не производилось.

Для решения уравнения (1) целесообразно представить функцию $\rho_s(x, \eta, \zeta)$ в виде

$$\rho_s(x, \eta, \zeta) = a_s(x, \eta, \zeta) + b_s(x, \eta, \zeta) e^{-2x\eta} + c_s(x, \eta, \zeta) e^{-2x(\eta+\zeta)}, \quad (4)$$

где $a_s(x, \eta, \zeta)$, $b_s(x, \eta, \zeta)$ и $c_s(x, \eta, \zeta)$ — функции, подлежащие определению.

Подстановка выражения (4) в уравнение (1) приводит к следующим уравнениям для определения искомых функций:

$$\eta x \frac{\partial a_s}{\partial x} + (\eta + \zeta) a_s(x, \eta, \zeta) = \frac{1}{x} R(a_s) + \frac{\lambda}{4} \mu(x, \eta) \mu(x, \zeta), \quad (5)$$

$$\eta \zeta \frac{\partial b_s}{\partial x} + (\eta - \zeta) b_s(x, \eta, \zeta) = \frac{1}{x} R(b_s) + \frac{\lambda}{4} \nu(x, \eta) \mu(x, \zeta), \quad (6)$$

$$\eta \zeta \frac{\partial c_s}{\partial x} - (\eta + \zeta) c_s(x, \eta, \zeta) = \frac{1}{x} R(c_s) + \frac{\lambda}{4} \nu(x, \eta) \nu(x, \zeta), \quad (7)$$

где обозначено

$$\mu(x, \eta) = 1 + 2\eta \int_0^1 a_s(x, \eta, \zeta) d\zeta + 2\eta \int_0^1 b_s(x, \eta, \zeta) e^{-2x\eta} d\zeta, \quad (8)$$

$$\nu(x, \eta) = 1 + 2\eta \int_0^1 b_s(x, \eta, \zeta) d\zeta + 2\eta \int_0^1 c_s(x, \eta, \zeta) e^{-2x\zeta} d\zeta. \quad (9)$$

Уравнения (5)–(9) вместе с формулой (4) дают возможность определить коэффициент отражения шара $\rho_s(x, \eta, \zeta)$ при любом оптическом радиусе x . По-видимому, эта задача может быть решена полностью лишь численными методами. Однако в случае большого оптического радиуса шара ($x \gg 1$) можно получить асимптотические формулы для функции $\rho_s(x, \eta, \zeta)$. Этот случай и рассматривается подробно ниже.

3. Асимптотические формулы. В случае шара большого оптического радиуса ($x \gg 1$) мы разложим коэффициент отражения по степеням $1/x$, сохраняя в этом разложении только два первых члена. Иными словами, представим величину $\rho_s(x, \eta, \zeta)$ в виде

$$\rho_s(x, \eta, \zeta) = \rho_0(x, \eta, \zeta) + \frac{\rho_1(x, \eta, \zeta)}{x}, \quad (10)$$

где функции $\rho_0(x, \eta, \zeta)$ и $\rho_1(x, \eta, \zeta)$ зависят от x через экспоненты $e^{-2x\eta}$ и $e^{-2x\zeta}$. В свою очередь, по аналогии со случаем плоского слоя большой оптической толщины, для функции $\rho_0(x, \eta, \zeta)$ возьмём представление

$$\rho_0(x, \eta, \zeta) = \rho(x, \eta, \zeta) - f(x) u_0(x, \eta) u_0(x, \zeta). \quad (11)$$

Сначала мы займемся определением функций, входящих в формулу (11). Представляя функции $\rho(x, \eta, \zeta)$ и $u_0(x, \eta)$ в виде

$$\rho(x, \eta, \zeta) = a(\eta, \zeta) + b(\eta, \zeta) e^{-2x\eta} + b(\zeta, \eta) e^{-2x\zeta} + c(\eta, \zeta) e^{-2x(\eta+\zeta)}, \quad (12)$$

$$u_0(x, \eta) = u(\eta) + v(\eta) e^{-2x\eta} \quad (13)$$

и сравнивая между собой выражения (11) и (4), получаем

$$a_s(x, \eta, \zeta) = a(\eta, \zeta) - f(x) u(\eta) u(\zeta). \quad (14)$$

$$b_s(x, \eta, \zeta) = b(\eta, \zeta) + f(x) v(\eta) u(\zeta), \quad (15)$$

$$c_s(x, \eta, \zeta) = c(\eta, \zeta) - f(x) v(\eta) v(\zeta). \quad (16)$$

Теперь мы должны подставить выражения (14)–(16) в уравнения (5)–(7) (при отбрасывании членов порядка $1/x$ и выше). Предварительно заметим, что входящие в эти уравнения функции $\mu(x, \eta)$ и $\nu(x, \eta)$, определяемые формулами (8) и (9), принимают в данном случае вид

$$\mu(x, \eta) = \varphi(\eta) - 2u_0 f(x) \eta u(\eta), \quad (17)$$

$$\nu(x, \eta) = \omega(\eta) + 2u_0 f(x) \eta v(\eta), \quad (18)$$

где обозначено

$$\varphi(\eta) = 1 + 2\eta \int_0^1 a(\eta, \zeta) d\zeta, \quad (19)$$

$$\omega(\eta) = 1 + 2\eta \int_0^1 b(\eta, \zeta) d\zeta \quad (20)$$

и

$$\int_0^1 u(\zeta) d\zeta = u_0.$$

Подставляя выражение (14) в уравнение (5) (без члена $\frac{1}{x} R(a)$) и учитывая формулы (17) и (18), находим

$$\begin{aligned}
 & -f'(x) \eta \zeta u(\eta) u(\zeta) + (\eta + \zeta) [a(\eta, \zeta) - f(x) u(\eta) u(\zeta)] = \\
 & = \frac{\lambda}{4} [\varphi(\eta) - 2u_0 f(x) \eta u(\eta)] [\varphi(\zeta) - 2u_0 f(x) \zeta u(\zeta)].
 \end{aligned} \quad (21)$$

Отсюда следует

$$a(\eta, \zeta) = \frac{\lambda}{4} \frac{\varphi(\eta) \varphi(\zeta)}{\eta + \zeta} \quad (22)$$

и

$$\begin{aligned}
 & f'(x) + \lambda u_0^2 f^2(x) + f(x) \left[\frac{1}{\eta} - \frac{\lambda}{2} u_0 \frac{\varphi(\eta)}{\eta u(\eta)} \right] + \\
 & + f(x) \left[\frac{1}{\zeta} - \frac{\lambda}{2} u_0 \frac{\varphi(\zeta)}{\zeta u(\zeta)} \right] = 0.
 \end{aligned} \quad (23)$$

Из соотношения (23) получаем формулу

$$u(\eta) = \frac{\lambda}{2} u_0 \frac{\varphi(\eta)}{1 - k\eta} \quad (24)$$

и уравнение для определения функции $f(x)$:

$$f'(x) + \lambda u_0^2 f^2(x) + 2k f(x) = 0. \quad (25)$$

При подстановке (15) в (6) и (16) в (7) мы аналогичным образом опять приходим к уравнению (25) для функции $f(x)$ и формулам (22) и (24). При этом получаются также новые формулы

$$b(\eta, \zeta) = \frac{\lambda}{4} \frac{\omega(\eta) \varphi(\zeta)}{\eta - \zeta}, \quad (26)$$

$$c(\eta, \zeta) = -\frac{\lambda}{4} \frac{\omega(\eta) \omega(\zeta)}{\eta + \zeta}, \quad (27)$$

$$v(\eta) = \frac{\lambda}{2} u_0 \frac{\omega(\eta)}{1 + k\eta}. \quad (28)$$

Таким образом, задача об определении функции $\rho_0(x, \eta, \zeta)$ может считаться полностью решенной. С помощью полученных формул для вспомогательных функций находим следующую формулу для искомой функции $\rho_0(x, \eta, \zeta)$:

$$\begin{aligned}
 \rho_0(x, \eta, \zeta) = & \frac{\lambda}{4} \frac{\varphi(\eta) \varphi(\zeta)}{\eta + \zeta} + \frac{\lambda}{4} \frac{\omega(\eta) \varphi(\zeta)}{\eta - \zeta} e^{-2x\eta} + \\
 & + \frac{\lambda}{4} \frac{\varphi(\zeta) \omega(\eta)}{\zeta - \eta} e^{-2x\zeta} - \frac{\lambda}{4} \frac{\omega(\eta) \omega(\zeta)}{\eta + \zeta} e^{-2x(\eta + \zeta)} -
 \end{aligned}$$

$$-f(x) \left(\frac{\lambda}{2} u_0 \right)^2 \left[\frac{\varphi(\eta)}{1-k\eta} - \frac{\omega(\eta)}{1+k\eta} e^{-2x\eta} \right] \times \\ \times \left[\frac{\varphi(\zeta)}{1-k\zeta} - \frac{\omega(\zeta)}{1+k\zeta} e^{-2x\zeta} \right]. \quad (29)$$

Входящие в формулу (29) функции $\varphi(\eta)$ и $\omega(\eta)$ определяются из уравнений

$$\varphi(\eta) = 1 + \frac{\lambda}{2} \eta \varphi(\eta) \int_0^1 \frac{\varphi(\zeta)}{\eta + \zeta} d\zeta, \quad (30)$$

$$\omega(\eta) = 1 + \frac{\lambda}{2} \eta \omega(\eta) \int_0^1 \frac{\varphi(\zeta)}{\eta - \zeta} d\zeta, \quad (31)$$

получающихся при подстановке (22) в (19) и (26) в (20). Мы видим, что функция $\varphi(\eta)$ является известной функцией Амбарцумяна, а величина $a(\eta, \zeta)$, определенная формулой (22), представляет собой коэффициент отражения полубесконечного плоского слоя. Что касается функции $\omega(\eta)$, то с помощью формулы (31) она выражается через $\varphi(\eta)$. Пользуясь линейным интегральным уравнением для $\varphi(\eta)$ (см. [18]), можно получить также формулу

$$\omega(\eta) \varphi(\eta) \left(1 - \frac{\lambda}{2} \eta \ln \frac{1+\eta}{1-\eta} \right) = 1. \quad (32)$$

Заметим, что функция $\omega(\eta)$ терпит разрыв при значениях η , близких к 1. Однако эта функция является множителем при экспоненте $e^{-2x\eta}$, которая при $\eta \approx 1$ и $x \gg 1$ гораздо меньше члена асимптотического выражения для $\rho_+(x, \eta, \zeta)$ порядка $1/x$. Поэтому нас может интересовать функция $\omega(\eta)$ только при малых η . В случае очень больших x можно считать $\omega(\eta) = 1$.

Введенная выше постоянная k является корнем уравнения $\frac{\lambda}{2k} \ln \frac{1+k}{1-k} = 1$. Оно эквивалентно уравнению

$$\frac{\lambda}{2} \int_0^1 \frac{\varphi(\eta)}{1-k\eta} d\eta = 1, \quad (33)$$

получающемуся путем интегрирования (24) по η от 0 до 1.

Нам остается еще определить функцию $f(x)$. Решая уравнение (25), находим

$$f(x) = \frac{1}{C e^{2kx} - \frac{\lambda u_0^2}{2k}}, \quad (34)$$

где C — произвольная постоянная. Для ее определения можно сравнить между собой асимптотические формулы для коэффициента отражения шара, полученные выше и в работах [13] или [14]. Из этого сравнения следует, что $C = \frac{1}{M}$ и $\frac{\lambda u_0^2}{2kC} = N$. Поэтому формула (34) может быть переписана в виде

$$f(x) = \frac{M}{e^{2kx} - N}. \quad (35)$$

Постоянные M , N и u_0 хорошо известны в теории рассеяния света (см., например, [18]). В случае изотропного рассеяния они определяются формулами

$$M = \frac{4}{k} \left(\frac{1}{1 - k^2} - \frac{1}{\lambda} \right), \quad (36)$$

$$\lambda u_0 \int_0^1 \frac{\varphi(\eta)}{(1 - k\eta)^2} \eta d\eta = 1, \quad (37)$$

$$\lambda u_0^2 M = 2kN. \quad (38)$$

Подстановка выражений (35) и (38) в формулу (29) приводит к следующей окончательной формуле для величины $\rho_0(x, \eta, \zeta)$:

$$\begin{aligned} \rho_0(x, \eta, \zeta) = & \frac{\lambda}{4} \frac{\varphi(\eta) \varphi(\zeta) - \omega^*(x, \eta) \omega^*(x, \zeta)}{\eta + \zeta} + \\ & + \frac{\lambda}{4} \frac{\omega^*(x, \eta) \varphi(\zeta) - \omega^*(x, \zeta) \varphi(\eta)}{\eta - \zeta} - \\ & - \frac{\lambda}{2} \frac{kN}{e^{2kx} - N} \left[\frac{\varphi(\eta)}{1 - k\eta} - \frac{\omega^*(x, \eta)}{1 + k\eta} \right] \left[\frac{\varphi(\zeta)}{1 - k\zeta} - \frac{\omega^*(x, \zeta)}{1 + k\zeta} \right], \end{aligned} \quad (39)$$

где для упрощения записи обозначено

$$\omega^*(x, \eta) = \omega(\eta) e^{-2kx}. \quad (40)$$

В важном частном случае чистого рассеяния ($\lambda = 1$, $k = 0$) формула (39) принимает вид

$$\begin{aligned} \rho_0(x, \eta, \zeta) = & \frac{1}{4} \frac{\varphi(\eta) \varphi(\zeta) - \omega^*(x, \eta) \omega^*(x, \zeta)}{\eta + \zeta} + \\ & + \frac{1}{4} \frac{\omega^*(x, \eta) \varphi(\zeta) - \omega^*(x, \zeta) \varphi(\eta)}{\eta - \zeta} - \\ & - \frac{[\varphi(\eta) - \omega^*(x, \eta)] [\varphi(\zeta) - \omega^*(x, \zeta)]}{2(2x + \delta)}, \end{aligned} \quad (41)$$

где $\delta = 2 \frac{\varphi_1}{\varphi_1}$, а φ_1 и φ_2 — первый и второй моменты функции $\varphi(\eta)$.

Как следует из физических соображений, коэффициент отражения шара обращается в нуль при $\eta = 0$ или $\zeta = 0$, т. е.

$$\rho_s(x, \eta, 0) = 0. \quad (42)$$

Мы видим, что коэффициент отражения, определенный формулой (39), удовлетворяет этому условию.

4. *Определение функции $\rho_1(x, \eta, \zeta)$.* Для определения функции $\rho_1(x, \eta, \zeta)$ мы представим её, по аналогии с функцией $\rho_s(x, \eta, \zeta)$, в виде

$$\begin{aligned} \rho_1(x, \eta, \zeta) = & a_1(\eta, \zeta) + b_1(\eta, \zeta) e^{-2x\eta} + \\ & + b_1(\zeta, \eta) e^{-2x\zeta} + c_1(\eta, \zeta) e^{-2x(\eta+\zeta)} \end{aligned} \quad (43)$$

и будем искать величины $a_1(\eta, \zeta)$, $b_1(\eta, \zeta)$ и $c_1(\eta, \zeta)$ из уравнений (5) — (7), сохраняя лишь члены порядка $1/x$. При этом будем пренебрегать членами, содержащими произведения $\frac{1}{x} f(x)$, так как при малых k функция $f(x)$ порядка $1/x$, а при больших k она порядка e^{-2kx} .

Очевидно, что в уравнениях (5) — (7) будут также присутствовать функции $a(\eta, \zeta)$, $b(\eta, \zeta)$ и $c(\eta, \zeta)$, найденные нами выше. Они входят как через посредство величин $R(a)$, $R(b)$, $R(c)$, так и через посредство интегралов в выражениях (8) и (9). Для этих интегралов приближенно имеем

$$\int_0^1 b(\zeta, \eta) e^{-2x\zeta} d\zeta = \frac{1}{2x} b(0, \eta), \quad \int_0^1 c(\eta, \zeta) e^{-2x\zeta} d\zeta = \frac{1}{2x} c(\eta, 0) \quad (44)$$

или, при использовании (26) и (27),

$$\int_0^1 b(\zeta, \eta) e^{-2x\zeta} d\zeta = -\frac{\lambda}{8x\eta} \varphi(\eta), \quad \int_0^1 c(\eta, \zeta) e^{-2x\zeta} d\zeta = -\frac{\lambda}{8x\eta} \omega(\eta). \quad (45)$$

На основании сказанного, уравнения для определения величин $a_1(\eta, \zeta)$, $b_1(\eta, \zeta)$ и $c_1(\eta, \zeta)$ имеют вид

$$(\eta + \zeta) a_1(\eta, \zeta) = R(a_1) + \frac{\lambda}{2} \left[\varphi(\eta) \zeta \beta(\zeta) + \varphi(\zeta) \eta \beta(\eta) - \frac{\lambda}{4} \varphi(\eta) \varphi(\zeta) \right], \quad (46)$$

$$(\eta - \zeta) b_1(\eta, \zeta) = R(b_1) + \frac{\lambda}{2} \left[\omega(\eta) \zeta \beta(\zeta) + \omega(\zeta) \eta \gamma(\eta) - \frac{\lambda}{4} \omega(\eta) \varphi(\zeta) \right], \quad (47)$$

$$-(\eta + \zeta) c_1(\eta, \zeta) = R(c_1) + \frac{\lambda}{2} \left[\omega(\eta) \zeta \gamma(\zeta) + \omega(\zeta) \eta \gamma(\eta) - \frac{\lambda}{4} \omega(\eta) \omega(\zeta) \right], \quad (48)$$

где обозначено

$$\beta(\eta) = \int_0^1 a_1(\eta, \zeta) d\zeta, \quad \gamma(\eta) = \int_0^1 b_1(\eta, \zeta) d\zeta. \quad (49)$$

Мы видим, что решение уравнений (46)–(48) сводится к определению функций $\beta(\eta)$ и $\gamma(\eta)$. Для нахождения первой из этих функций воспользуемся уравнением (46). Из него с помощью (2), (22) и (30) получаем уравнение

$$\begin{aligned} \frac{\beta(\eta)}{\varphi(\eta)} &= \frac{\lambda}{2} \varphi(\eta) \int_0^1 \frac{\zeta \beta(\zeta)}{\eta + \zeta} d\zeta - \frac{\lambda}{4} \frac{\varphi(\eta) - 1}{\eta} + \\ &+ \frac{\lambda}{4} \int_0^1 [\varphi(\eta) \varphi(\zeta) (1 + \eta \zeta) - (1 - \eta^2) \varphi'(\eta) \zeta \varphi(\zeta) - \\ &- (1 - \zeta^2) \varphi'(\zeta) \eta \varphi(\eta)] \frac{d\zeta}{(\eta + \zeta)^2}. \end{aligned} \quad (50)$$

Используя выражения для двух первых производных функции $\varphi(\eta)$, найденные из уравнения (30), убеждаемся в том, что решение уравнения (50) имеет вид

$$\beta(\eta) = \frac{\lambda}{8\eta} \varphi(\eta) + \frac{1}{2} \eta \varphi'(\eta) - \frac{1}{4} (1 - \eta^2) \varphi''(\eta). \quad (51)$$

Уравнение для определения функции $\gamma(\eta)$ получается из (47). Пользуясь также формулами (32) и (51), имеем

$$\gamma(\eta) = \frac{\lambda}{8\eta} \omega(\eta) - \frac{1}{2} \eta \omega'(\eta) + \frac{1}{4} (1 - \eta^2) \omega''(\eta). \quad (52)$$

Как видно из полученных нами формул (43) — (52), величина $\rho_1(x, \eta, \zeta)$ выражается только через две функции — $\varphi(\eta)$ и $\omega(\eta)$. Это относится и к величине $\rho_0(x, \eta, \zeta)$, а значит, и к величине $\rho_s(x, \eta, \zeta)$. Поскольку же функция $\omega(\eta)$ с помощью формулы (32) выражается через функцию $\varphi(\eta)$, то знание одной этой функции достаточно для определения коэффициента отражения шара большого оптического радиуса.

Заметим, что в работе [19] даны выражения и таблицы для производных $\varphi'(\eta)$ и $\varphi''(\eta)$. Там же содержатся таблицы функции, определенной формулой (51), и некоторых других функций, встречающихся в теории, развитой Г. ван де Хюлстом [16, 17].

5. *Светимость сферической туманности.* Полученные выше результаты могут быть использованы при изучении туманностей, освещаемых звездами. Мы рассмотрим два случая расположения звезды: 1) звезда находится на бесконечно большом расстоянии от туманности, 2) звезда расположена на ее краю. Для каждого случая найдем полную энергию, рассеянную туманностью, т. е. ее светимость.

В первом случае будем считать, что туманность освещена параллельными лучами с потоком H . Тогда на туманность с радиусом r_0 падает энергия $\pi r_0^2 H$. Представим светимость туманности в виде

$$L = A_s \pi r_0^2 H, \quad (53)$$

где A_s — так называемое «сферическое альbedo». Учитывая физический смысл коэффициента отражения $\rho_s(x, \eta, \zeta)$, имеем

$$A_s(x) = 4 \int_0^1 \zeta d\zeta \int_0^1 \rho_s(x, \eta, \zeta) \eta d\eta. \quad (54)$$

Во втором случае обозначим через L_* светимость звезды, находящейся на границе туманности. Представляя светимость туманности в виде

$$L = \frac{L_*}{2} B_s, \quad (55)$$

для величины B_s получаем

$$B_s(x) = 2 \int_0^1 \zeta d\zeta \int_0^1 \rho_s(x, \eta, \zeta) \eta d\eta. \quad (56)$$

Величины $A_s(x)$ и $B_s(x)$ связаны между собой простым соотношением, вытекающим из уравнения (1). Интегрируя (1) по η и ζ от 0 до 1, находим

$$A'_s(x) + 4B_s(x) + \frac{2}{x} A_s(x) = \lambda \left[1 + B_s(x) + \frac{1}{2x} (1 - e^{-2x}) \right]^2. \quad (57)$$

В случае чистого рассеяния (т. е. при $\lambda = 1$) величины $A_s(x)$ и $B_s(x)$ определяются очевидными формулами

$$A_s(x) = 1 - \frac{1}{2x^2} + \left(\frac{1}{x} + \frac{1}{2x^2} \right) e^{-2x}, \quad (58)$$

$$B_s(x) = 1 - \frac{1}{2x} (1 - e^{-2x}), \quad (59)$$

выражающими собой тот факт, что в данном случае все фотоны, поглощенные в туманности, выходят после рассеяний наружу. Легко проверить, что функции $A_s(x)$ и $B_s(x)$, определенные формулами (58) и (59), удовлетворяют соотношению (57).

Соотношения (57) — (59) справедливы при любом оптическом радиусе туманности x . В случае же больших x можно получить асимптотические формулы для величин $A_s(x)$ и $B_s(x)$ при произвольных λ . Для этого надо в формулы (54) и (56) подставить выражение (10) и использовать последующие выражения для величин $\rho_0(x, \eta, \zeta)$ и $\rho_1(x, \eta, \zeta)$. Сохраняя при интегрировании лишь члены нулевого и первого порядка относительно $1/x$, легко убедиться, что в принятом приближении обращаются в нуль все члены, содержащие экспоненциальные функции, кроме одного, даваемого первой из формул (45).

В результате получаем следующие асимптотические формулы для величин $A_s(x)$ и $B_s(x)$:

$$A_s(x) = 1 - 2\tau_1 \sqrt{1-\lambda} - \frac{8}{i k} \cdot \frac{(1-i) N}{e^{2kx} - N} + \frac{i\varphi_1^2}{x}, \quad (60)$$

$$B_s(x) = \varphi_0 - 1 - \frac{4}{\lambda} \cdot \frac{N \sqrt{1-\lambda}}{e^{2kx} - N} + \frac{2\varphi_1 - 1}{2x}. \quad (61)$$

В случае чистого рассеяния (при $\lambda = 1$) формулы (60) и (61) дают (с точностью до членов порядка $1/x^2$):

$$A_s(x) = 1, \quad B_s(x) = 1 - \frac{1}{2x}, \quad (62)$$

что согласуется с формулами (58) и (59).

Недавно в работе [16] были также найдены формулы (60) и (61) другим способом. Еще раньше в работе [5] были получены формулы для

светимости туманности произвольного оптического радиуса. Из них при $x \gg 1$ также вытекают формулы (60) и (61).

В заключение заметим, что в настоящей статье при решении задачи о свечении сферической туманности мы ограничились случаем внешних источников энергии. В другой нашей статье будет рассмотрен случай, когда туманность светится под действием звезды, находящейся в ее центре.

Ленинградский государственный
университет

DIFFUSE RADIATION REFLECTION FROM A SPHERICAL NEBULA

A. K. KOLESOV, V. V. SOBOLEV

The problem of diffuse radiation reflection from a homogeneous sphere is considered. It is assumed that in the medium the processes of radiation absorbing and isotropic scattering take place. To solve the problem we used the known integro-differential equations for the light reflection coefficient. These equations were transformed by us to a more convenient form. Asymptotic formulae for the light reflection coefficient are derived for the case of a sphere of a large optical radius. In addition, asymptotic expressions for the luminosity of a spherical nebula are found for different cases of the illuminating star position.

ЛИТЕРАТУРА

1. Б. Дэвисон, Теория переноса нейтронов, Атомиздат, М., 1960.
2. A. Leonard, T. W. Mullikin, Proc. Nat. Acad. Sci. USA, 52, 683, 1954.
3. В. В. Соболев, Астрон. ж., 39, 632, 1962.
4. M. A. Heaslet, R. F. Warming, J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer, 5, 669, 1969.
5. В. В. Соболев, Астрофизика, 8, 197, 1972.
6. R. E. Bellman, R. E. Kalaba, G. M. Wing, J. Math. Mech., 8, 575, 1959.
7. P. B. Bailey, J. Math. Anal. Appl., 8, 144, 1964.
8. P. B. Bailey, G. M. Wing, J. Math. Anal. Appl., 8, 170, 1964.
9. R. E. Bellman, R. E. Kalaba, Proc. Nat. Acad. Sci. USA, 54, 1293, 1965.
10. R. E. Bellman, H. H. Kagiwada, R. E. Kalaba, J. Comp. Phys., 1, 245, 1966.
11. G. B. Rybicki, J. Comp. Phys., 6, 131, 1970.
12. S. Ueno, H. Kagiwada, R. Kalaba, J. Math. Phys., 12, 1279, 1971.
13. В. В. Соболев, Докл. АН СССР, 273, 573, 1983.
14. А. К. Колесов, Астрофизика, 21, 309, 1984.
15. А. К. Колесов, Астрофизика, 22, 177, 1985.
16. H. C. van de Hulst, Astron. and Astrophys., 173, 115, 1987.
17. H. C. van de Hulst, Astron. and Astrophys., 267, 182, 1988.
18. В. В. Соболев, Рассеяние света в атмосферах планет, Наука, М., 1972.
19. J. W. Hovenier, C. V. M. van der Mee, D. de Heer, Astron. and Astrophys., 207, 194, 1988.

УДК: 524.354.6—335.7

ПРОФИЛЬ ТЕМПЕРАТУРЫ ВНУТРИ НАМАГНИЧЕННОЙ
НЕЙТРОННОЙ ЗВЕЗДЫ

А. К. АВЕТИСЯН, Д. М. СЕДРАКЯН

Поступила 25 июля 1989

Принята к печати 25 января 1990

Развитая авторами магнитогидродинамическая теория сверхплотной вырожденной плазмы (СВП) применена для определения профиля температуры внутри намагниченной нейтронной звезды (ННЗ). Показано, что непрозрачность СВП (χ) при плотностях $10^6 \text{ г/см}^3 \lesssim \rho \lesssim 2 \cdot 10^{14} \text{ г/см}^3$ и температурах $10^4 \lesssim T \lesssim 10^8 \text{ К}$ обусловлена лишь электронной теплопроводностью. При $B \lesssim 10^8 \text{ Гс}$ χ изотропно убывает вдоль радиус-вектора (профиль T не зависит от $\vec{B}$). При $B \gg 10^8 \text{ Гс}$ χ — тензор и профиль T не изотропен; в направлениях $0 < \vartheta \lesssim 72^\circ$, $108^\circ \lesssim \vartheta \lesssim 180^\circ$, $0 \leq \varphi < 2\pi$ $\vec{B}$ не влияет на профиль T , а в направлениях $72^\circ \lesssim \vartheta \lesssim 108^\circ$, $0 < \varphi < 2\pi$ влияние $\vec{B}$ на профиль T существенно: T сравнительно медленно убывает вплоть до поверхности и лишь вблизи ее круто спадает до значения, которое при $B \sim 10^{12} \text{ Гс}$ более чем на порядок меньше по сравнению с поверхностной температурой ННЗ в остальных областях.

1. Введение. В работе [1] разработана магнитодинамическая теория сверхплотной вырожденной плазмы (СВП) в диапазоне плотности материи $10^6 \text{ г/см}^3 \lesssim \rho \lesssim 2 \cdot 10^{14} \text{ г/см}^3$ («Ае» и «Апе» фазы—кора ННЗ), с целью последующего применения ее результатов при исследовании кинетических, термоэлектрических и термогальваномагнитных явлений, а также вопросов генерации, прохождения и поглощения различных волн внутри ННЗ, с учетом их возможной трансформации в низкочастотную область. В ней, однако, не учитывалось различие между T внутренних слоев коры; между тем, корректное аналитическое решение класса задач внутреннего строения ННЗ, не исключено, что и ожидаемое теоретическое объяснение наблюдаемого радиоизлучения пульсаров (в предположении, что оно формируется в коре), возможно, если известна явная функциональная зависимость T от координат в коре и имеются конкретные численные значения физических параметров, в частности кинетических коэффициентов СВП в реально допустимом диапазоне T .

Распределение T внутри НЗ и ее зависимость от времени были рассмотрены в ряде работ в связи с определением времени остывания этих звезд (см., например, [2]). Неизотропность распределения T внутри замагниченной НЗ из-за неизотропности коэффициента теплопроводности вещества в магнитном поле была предсказана в работе [3], а неизотропность T по поверхности сильно замагниченной НЗ, обусловленная аккрецией вещества на поверхность НЗ в системе двойных звезд, обсуждалась в работе [4]. Однако, при наличии источников нагрева в ядрах НЗ с определенной конфигурацией внутреннего магнитного поля, распределение T внутри звезды становится стационарным. Вопрос о нахождении этого стационарного распределения $T = T(r, \theta)$ внутри одиночной замагниченной НЗ не рассматривался.

Настоящая работа посвящена решению именно этой задачи — нахождению профиля T внутри ННЗ на основе теории переноса энергии в коре. Известно, что важнейшим физическим параметром теории переноса энергии является непрозрачность материи, функциональный вид которой во многом предопределяет окончательное решение уравнения для ∇T в той или иной симметрии — профиль T в радиальном и меридиональном направлениях: $T = T(r, \theta)$ (из-за однородности магнитного поля в коре ННЗ физические параметры задачи не зависят от азимутального угла).

При $B \lesssim 10^8$ Гс кинетические коэффициенты СВП, согласно [1], не зависят от $\bar{B}$ во всей коре; в частности, при таких полях непрозрачность СВП изотропна, и изменение T происходит лишь вдоль r ; $\nabla T = \frac{r}{r} \frac{dT}{dr}$, поэтому основные уравнения задачи интегрируются в сфери-

чески-симметричном представлении. Ниже будет показано, что в данной работе внешней границей ННЗ принят слой с плотностью $\rho = 10^4$ г/см³, и результаты [1] на основе их выражений фактически продолжены в область плотностей 10^4 г/см³ $\leq \rho \leq 10^6$ г/см³ на основании того, что результаты [1] и [21] относительно коэффициента теплопроводности СВП качественно совпадают в широком диапазоне плотностей 10^6 г/см³ $\lesssim \rho \lesssim 10^{11}$ г/см³ (область исследований в [21]: 10^4 г/см³ $\leq \rho \leq 10^{11}$ г/см³).

При $B \gtrsim 10^8$ Гс кинетические коэффициенты, в частности и непрозрачность СВП, являются тензорами [1, 21, 22], компоненты которых вдоль и поперек $\bar{B}$ существенно различны, особенно в весьма тонкой приповерхностной области с плотностью $\rho \lesssim 10^8$ г/см³. Казалось бы, в этом случае принципиально неправомерно сферически-симметричное представление уравнения для ∇T . Оказывается, однако, что математические трудности

этой анизотропной задачи переноса в принципе удастся преодолеть, благодаря тому, что предположение о малости меридионального компонента $\partial T / \partial \vartheta$ относительно радиального $\partial T / \partial r$ подтверждается окончательными результатами самосогласованным образом. На основании сказанного, при $B \geq 10^8$ Гс, уравнение для $\bar{\nabla} T$ опять решается в сферически-симметричном представлении в рамках следующего формального подхода: решение $T \equiv T(r, 0)$, полученное на основе выражения для компонента тензора непрозрачности вдоль $\bar{B}$ (направление $\vartheta = 0$), приписывается к ожидаемому профилю T вдоль $\bar{B}$; второе решение, полученное на основе выражения для компонента тензора непрозрачности поперек $\bar{B}$ — профилю T в экваториальной плоскости ($\tilde{T} \equiv T(r, \frac{\pi}{2})$).

2. *Непрозрачность СВП.* В явлении переноса энергии в «Ае» и «Апе» фазах СВП основными являются процессы лучеиспускания и электронной теплопроводности, в соответствии с чем полную непрозрачность коры ННЗ будем определять выражением

$$\chi = \chi_p \cdot \chi_T / (\chi_p + \chi_T), \quad (1)$$

где χ_p — радиационная непрозрачность, а χ_T — непрозрачность, обусловленная электронной теплопроводностью. Остановимся сперва на определении выражения χ_p .

В полностью ионизованной «Ае», тем более в «Апе», плазме радиационная непрозрачность обусловлена поглощением фотонов вырожденными электронами в тормозных процессах (свободно-свободные переходы) в поле голых атомных ядер и определяется следующим выражением [6] (аналогичная формула впоследствии получена также в работе [7]):

$$\chi_p = \frac{7.4\pi \cdot 10^{15}}{T^2} \ln \left[1 + 30.8 \left(\rho_0 \frac{A}{Z} \right)^{2/3} \right]. \quad (2)$$

Здесь $\rho_0 = 10^9 \rho Z/A$, Z — заряд иона, а A — его атомный вес. Во избежание ошибок, встречающихся в литературе при определении выражения непрозрачности СВП, считаем необходимым отметить, что применяемая к обычным (неврожденным) звездам и к звездным атмосферам известная полуклассическая формула Крамерса для непрозрачности (см. например, [2—4]) неправомерна для СВП в коре ННЗ.

Приступим теперь к исследованию механизма непрозрачности СВП, обусловленного электронной теплопроводностью. Основы теории теплопроводности и соответствующей непрозрачности СВП белых карликов были заложены в работах [6—9], а дальнейшее развитие эта теория получила

в работах [1, 10—22] по изучению свойств СВП в коре сверхплотных звезд. Результаты этих исследований сравнены и проанализированы в работах [1—21] в различных аспектах, где отмечено также о некоторых неточностях в отдельных работах. Сравнительно общие выражения для коэффициента электронной теплопроводности и соответствующей непрозрачности СВП почти во всем диапазоне плотностей коры ННЗ получены в работе [1], результаты которой показывают, что при $B \lesssim 10^8$ Гс непрозрачность СВП не зависит от B во всем диапазоне плотностей $10^4 \text{ г/см}^3 \lesssim \rho \lesssim 2 \cdot 10^{14} \text{ г/см}^3$ и определяется изотропным выражением $\chi = \chi_T^{(0)}$, где

$$\chi_T^{(0)} = 2.1 \cdot 10^{-19} \left(\frac{Z^2}{A} \right) \frac{T^2}{\rho_6 (1 + \rho_6^{2/3})^{1/2}}; \quad B \lesssim 10^8 \text{ Гс.} \quad (3)$$

Формула (3) — результат сравнения выражений для потоков энергий тепловода $Q = -\chi \cdot \nabla T$ (χ — коэффициент теплопроводности) и диффузии излучения $I = - (16 \sigma T^3 / 3\rho \chi) \cdot \nabla T$ (σ — постоянная Стефана — Больцмана).

При $B \gg 10^8$ Гс коэффициент теплопроводности для всего диапазона плотностей СВП в коре ННЗ представляется в едином тензорном виде, следовательно для компонентов тензора непрозрачности СВП на основе

[1] получаем следующие выражения вдоль ($\chi_T^{(\parallel)}$) и поперек ($\chi_T^{(\perp)}$) $\vec{B}$:

$$\begin{cases} \chi_T^{(\parallel)} = \chi_T^{(0)} \\ \chi_T^{(\perp)} = \chi_T^{(0)} [1 + (\omega_e^c \cdot \tau_{\text{тр}})^2]; \end{cases} \quad \text{при } B \gg 10^8 \text{ Гс.} \quad (4)$$

Здесь ω_e^c — электронная циклотронная частота —

$$\omega_e^c = 1.76 \cdot 10^{18} B_{12} / (1 + \rho_6^{2/3})^{1/2}, \quad B_{12} \equiv 10^{-12} B,$$

а $\tau_{\text{тр}}$ — транспортное время электрон-ионного упругого рассеяния —

$$\tau_{\text{тр}} = 3.52 \cdot 10^{-17} (1 + \rho_6^{2/3}) / Z\rho_6.$$

Выясним теперь парциальные вклады радиационного и электронного теплового механизмов переноса энергии в полную непрозрачность (1) коры ННЗ. Численный анализ выражений (2)—(4) во всем диапазоне плотностей $10^4 \text{ г/см}^3 \lesssim \rho \lesssim 2 \cdot 10^{14} \text{ г/см}^3$ и при предполагаемых температурах коры $10^4 \lesssim T \lesssim 10^9 \text{ К}$ (это допущение в итоге утверждается) показывает, что $\chi_p \gg \chi_T$, т. е. полная непрозрачность СВП (1) совпадает с непрозрачностью, обусловленной электронной теплопроводностью: $\chi = \chi_T$. Этот результат физически очевиден; согласно принципу Паули, тормозные процессы в СВП подавлены.

3. Основные уравнения. Замкнутая система уравнений, определяющая сферически-симметрическое распределение T в коре ННЗ с изотропным выражением для непрозрачности СВП (при $B \lesssim 10^8$ Гс), состоит из:

а) уравнения для градиента T —

$$\frac{dT}{dr} = - \frac{3\chi \rho}{16 \sigma T^3} \cdot \frac{L_r}{4\pi r^2}, \quad (5)$$

б) уравнения гидростатического равновесия —

$$\frac{dP}{dr} = - \frac{G M_r}{r^2} \rho, \quad (6)$$

в) уравнения состояния СВП в коре ННЗ —

$$P = P(\rho). \quad (7)$$

Здесь L_r — количество вырабатываемой энергии внутри сферы радиуса r за 1с (считается, что источники эффективного энерговыделения распределены, в основном, в сердцевине ННЗ — в „пре“-фазе СВП), M_r — масса вещества внутри сферы радиуса r , G — гравитационная постоянная, P — давление в СВП. Систему уравнений (5) — (7) необходимо дополнить граничными условиями на поверхности ННЗ (см. ниже).

Уравнения, определяющие L_r и M_r , здесь не выписаны, поскольку в сравнительно тонком слое коры ННЗ с толщиной $\Delta \equiv R - R_0 \approx 0.1 R$ (R — радиус звезды, R_0 — радиус „пре“-фазы) массой можно пренебречь, полагая $M_r \approx M$ (M — масса ННЗ), а величину L_r считать постоянной, равной наблюдаемой светимости ННЗ: $L_r \approx L_R = 4\pi R^2 \sigma T_R^4$ (T_R — поверхностная температура ННЗ). Численное интегрирование системы (5) — (7), как и качественные оценки, показывают, что последовательный учет общерелятивистских эффектов в этих уравнениях еще более неэффективен, чем корректный учет точных уравнений для величин L_r и M_r . Действительно, во всей коре ННЗ, вплоть до границы „пре“-фазы, член P/c^2 более чем в два порядка меньше ρ , благодаря чему $\rho + P/c^2 \approx \rho$. Что же касается влияния собственного гравитационного поля ННЗ на профиль температуры СВП, то

оно также несущественно, поскольку формула $T_r^G = T_r(1 - 2GM_r/rc^2)^{-\frac{1}{2}}$ для истинной T на границе между „Апс“ и „пре“ фазами дает соотношение $T_0^G \approx 1.08 T_0$ (T_0 — температура без учета гравитации), при характерных значениях сердцевины ННЗ $M_0 \approx M = 10^{33}$ г и $R_0 \approx 10$ км.

Выявим теперь функциональную зависимость (7). В общепринятой модели внутреннего строения коры ННЗ [23, 24] давление внутри СВП, вплоть до плотности $\rho \leq 8 \cdot 10^{13}$ г/см³, обусловлено, в основном, электронами; при указанной плотности вещества давление идеального вырожденного релятивистского электронного газа (P_e) почти в три раза превышает давление идеального вырожденного нерелятивистского нейтронного газа и

того же порядка, что и давление СВП, вычисленное в [25] на основе различных моделей, учитывающих взаимодействие между частицами внутри СВП. Исходя из сказанного, уравнение состояния СВП в коре ННЗ, вплоть до слоя с плотностью $\rho \leq 8 \cdot 10^{13}$ г/см³, представим уравнением состояния идеального вырожденного релятивистского электронного газа:

$$P \equiv P_e = 6 \cdot 10^{22} [x (2x^2 - 3) (1 + x^2)^{1/2} + 3 \operatorname{arc sh} x]. \quad (7a)$$

Зависимость параметра релятивизма электронного газа $x \equiv P_{eF}/m_e c$ (P_{eF} — ферми-импульс, m_e — масса покоя электрона, c — скорость света) от плотности материи ρ в коре получается с учетом выражения для плотности электронов $n_e = \rho Z / A m_p$ (m_p — масса протона):

$$x = (\hbar / m_e c) (3\pi^2 n_e)^{1/3} = 1.0064 \rho_6^{1/3} \approx \rho_6^{1/3}. \quad (8)$$

Уравнение состояния СВП в форме (7a) и связь между x и ρ_6 (8) указывают, что для вычислительных целей удобно в выражениях (3), (4) заменить ρ_6 на x^3 , а в уравнениях (5), (6) от дифференцирования по r перейти к дифференцированию по параметру x .

Граничные условия к системе уравнений (5) — (7a) обычно задаются в виде $x_R = 0$ при $r = R$, в соответствии с требованием равенства нулю давления на поверхности звезды. Однако для настоящей работы граничное значение давления необходимо задавать так, чтобы не было противоречия с условием идеальности электронного газа (7a). Известно, что условие идеальности для последнего выполняется при $\rho \gg Z^2$, поэтому, считая, что у поверхности ННЗ основной элемент железо ($A = 56$, $Z = 26$), для граничного значения плотности получаем $\rho_R = 10^4$ г/см³, а для параметра x в соответствии с (8) имеем $x_R = 0.167$.

4. Профиль температуры. Приступив к интегрированию системы основных уравнений (5) — (7a) с граничным условием $\rho_R = 10^4$ г/см³ или $x_R = 0.167$, рассмотрим сперва изотропную задачу — сферически-симметричное распределение T в коре, что правомерно при $B \lesssim 10^8$ Гс.

Задача А. При $B \lesssim 10^8$ Гс непроразчность СВП во всем диапазоне плотностей 10^4 г/см³ $\leq \rho \leq 8 \cdot 10^{13}$ г/см³ представляется изотропным выражением (3) и для радиального распределения температуры в коре ННЗ из системы (5) — (7a) получается следующее аналитическое выражение, справедливое вплоть до слоя $\rho_0 \equiv 8 \cdot 10^{13}$ г/см³, т. е. до $x_0 \equiv 230$:

$$T(x) = 10^8 T_{R_0} \left[1 + 0.39 \cdot 10^4 \frac{R_0^2}{M_{33}} T_{R_0}^2 \ln \frac{1 + x^2}{1 + x_R^2} \right]^{1.2}. \quad (9)$$

Здесь $T_{R_0} = 10^{-6} T_R$, $R_0 = 10^{-6} R$, $M_{33} = 10^{-33} M$. При получении выражения (9) входящий в (3) параметр Z^2/A заменен его наимвероятным, в данном случае также средним значением $\langle Z^2/A \rangle = (Z^2/A)_{\max} = 13.8$, потому, что во всем исследуемом диапазоне плотностей параметр Z^2/A изменяется незначительно относительно этого значения (ср., например, с [1, 23, 24]). Согласно (9), значения температуры внутренних слоев СВП почти не зависят от граничного значения x_R , т. е. при значении внутреннего магнитного поля ННЗ $B \lesssim 10^8$ Гс для внутренних слоев с $x \gg 0.167$ (т. е. $\rho \gg 10^4$ г/см³) без особой погрешности в результатах можно в (9) выбрать, как обычно и делается, $x_R = 0$. С учетом сказанного, при $T_R \gtrsim 10^5$ К (что согласуется с наблюдаемыми данными) для профиля температуры в области $\rho \gg 10^4$ г/см³ вместо (9) можно использовать более простое выражение:

$$T(x) = 0.63 \cdot 10^8 T_R^2 \frac{R_0}{M_{33}^{1/2}} [\ln(1 + x^2)]^{1/2}. \quad (9a)$$

Количественное представление о радиальном распределении температуры СВП в коре ННЗ при $B \lesssim 10^8$ Гс и для характерных значений параметров T_R и $\alpha \equiv R_0^2/(M/M_\odot)$ дает рис. 1 (сверху).

Задача В. При $B \gg 10^8$ Гс, т. е. при характерных полях пульсаров $B \sim 10^{11-12}$ Гс, непрозрачность СВП представляется в едином для всей коры ННЗ тензорном виде, поэтому использование уравнения для градиента T в сферически-симметричном виде неправомерно для всей коры. Оказывается, тем не менее, что математические трудности анизотропной задачи переноса энергии становится возможным обойти благодаря тому обстоятельству, что компонент $(\vec{\nabla} T)_\theta$ в меридиональном направлении сравнительно меньше по сравнению с радиальным компонентом (в частности, в направлениях $\vartheta = 0$ и $\vartheta = \pi/2$). Заранее считая выполненным это условие, будем интегрировать систему уравнений (5)—(7а) в сферически-симметричном представлении, один раз используя выражение для непрозрачности вдоль $\vec{B}$ ($\chi(\vartheta = 0) = \chi_T^{(r)}$), а другой—поперек $\vec{B}$ ($\chi(\vartheta = \frac{\pi}{2}) = \chi_T^{(\perp)}$). Полученные решения для T будем приписывать соответственно направлениям $\vartheta = 0$ и $\vartheta = \pi/2$ (разумеется, профиль температуры в направлении $\vartheta = 0$ не зависит от значения $\vec{B}$ и определяется тем же выражением (9)).

При $B \gg 10^8$ Гс, для компонента тензора непрозрачности СВП поперек $\vec{B}$, согласно (4), имеем следующее выражение:

$$\chi_{\perp} = \frac{2.9 \cdot 10^{-18} T^2}{x^3 (1 + x^2)^{1/2}} \left| 1 + \frac{5.08 \cdot 10^2 \cdot B_{12}^2 (1 + x^2)}{x^6} \right|. \quad (10)$$

При получении выражения (10) вместо параметра Z в (4) подставлено его среднее значение $\langle Z \rangle = 27.5$ для диапазона $10^4 \text{ г/см}^3 \leq \rho \leq 3 \cdot 10^8 \text{ г/см}^3$,

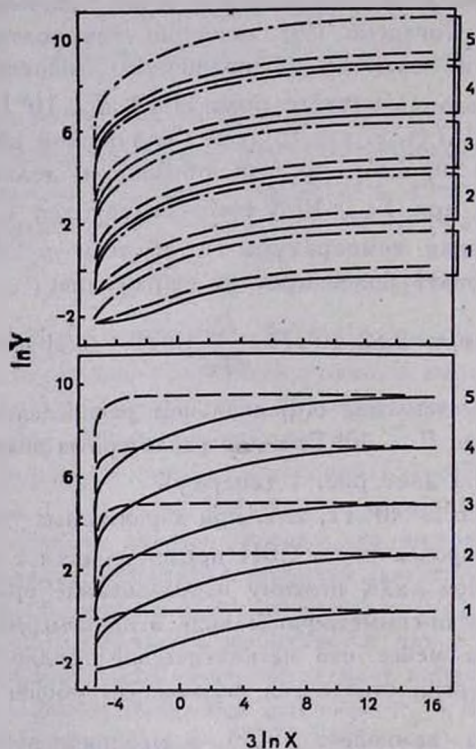


Рис. 1. *Сверху*: профиль T внутри ННЗ при $B \approx 10^5$ Гс; зависимости $\ln Y \equiv \ln T_{\text{в}}$ от $3 \ln x \equiv \ln \rho$, приведены для трех характерных значений усредненного на основе [26] параметра $z \equiv \langle R_3^2 / (M/M_{\odot}) \rangle$ при значениях поверхностной температуры $T_{R6} = (0.1; 0.33; 1; 3.3; 10)$, соответствующих нумерации $i = 1, 2, 3, 4, 5$. Для кривых — $\alpha_1 = 34.74$; $\rho_{c1} = 10^{10} \text{ г/см}^3$ (плотность в центре ННЗ), для — $\alpha_2 = 70.41$; $\rho_{c2} = 1.7 \cdot 10^{15} \text{ г/см}^3$, а для — $\alpha_3 = 1800$; $\rho_{c3} = 2.6 \cdot 10^{11} \text{ г/см}^3$. *Снизу*: То же при $B = 10^{12}$ Гс; $\alpha_2 = 70.41$; $\rho_{c2} = 1.7 \cdot 10^{15} \text{ г/см}^3$. Кривые — соответствуют профилю T в направлениях $0 < \vartheta \lesssim 18^\circ$, $162^\circ \lesssim \vartheta < 180^\circ$ и $0 < \varphi < 2\pi$, а кривые — в направлениях $72^\circ \lesssim \vartheta \lesssim 108^\circ$ и $0 < \varphi < 2\pi$.

вне которого значение Z не играет существенной роли, поскольку выражение в прямых скобках (10) резко стремится к единице (благодаря возрастанию параметра x) и выражение (10) переходит в (3). Профиль $\tilde{T}$ попе-

рек магнитного поля при $B \gg 10^8$ Гс восстанавливается на основе интегрирования системы уравнений (5)—(7а) с использованием для непрозрачности СВП выражения (10) (в отличие от задачи А или задачи В, вдоль $\bar{B}$, когда для χ_T использована формула (3)); при этом для светимости ННЗ опять используется изотропное выражение $\bar{L}_R = 4\pi R^3 \sigma \bar{T}_R^4$, где уже $\bar{T}_R$ — поверхностная температура ННЗ, отождествленная с $\bar{T}$ на магнитном экваторе (т. е. поперек $\bar{B}$). Окончательно профиль $\bar{T}$ СВП поперек $\bar{B}$ при $B \gg 10^8$ Гс определяется следующим выражением:

$$\begin{aligned} \bar{T}(x) = 10^5 \bar{T}_R \left\{ 1 + 0.39 \cdot 10^4 \bar{T}_R^2 \frac{R_0^2}{M_{33}} \left[\ln \frac{1+x^2}{1+x_R^2} + \right. \right. \\ \left. \left. + 2.54 \cdot 10^2 B_{12}^2 \left(\frac{1}{x_R^4} - \frac{1}{x^4} \right) \right] \right\}^{\frac{1}{2}}. \end{aligned} \quad (11)$$

Для внутренних слоев коры ННЗ (т. е. при $\rho > 10^4$ г/см³), при $\bar{T}_R \geq 10^4$ К и $B \geq 10^{10}$ Гс, вместо (11) можно использовать более простую формулу

$$\bar{T}(x) = 0.63 \cdot 10^5 \bar{T}_R \frac{R_0}{M_{33}^{1/2}} \left[\ln(1+x^2) + 2.54 \cdot 10^2 \frac{B_{12}^2}{x_R^4} \right]^{\frac{1}{2}}. \quad (11a)$$

Из формулы (11) или (11а) следует, что при $B \geq 10^{10}$ Гс корректное определение граничного значения x_R весьма существенно для профиля $\bar{T}$ поперек $\bar{B}$, в отличие от задачи А и задачи В вдоль $\bar{B}$. Как и следовало ожидать, при $B \lesssim 10^8$ Гс выражение (11) переходит в (9). Приступив к анализу выражения (11), заметим, что при $B \gg 10^8$ Гс распределение $\bar{T}_{R0}$ на поверхности ННЗ неизотропно (естественное следствие неизотропности χ_T , чем и продиктованы приближения задачи В). Действительно, поскольку проводимость СВП в «пре»-фазе физически бесконечна, то ее температура должна быть изотропной и постоянной по всему объему. Но тогда, согласно выражениям (9) и (11), разными должны быть поверхностные значения $\bar{T}_{R0}$, в частности, на магнитном экваторе и полюсе при $B \gg 10^8$ Гс. Каким же образом, на основании наблюдательных данных, определить неизотропную поверхностную $\bar{T}_{R0}$ ННЗ при $B \gg 10^8$ Гс, являющуюся, фактически, граничным условием для задачи В? Этот вопрос

качественно разрешается благодаря тому обстоятельству, что при $B \gg 10^8$ Гс основная часть поверхности ННЗ все же должна иметь почти одинаковую $\tilde{T}_{R\theta}$, равную $\tilde{T}_R$ на магнитном полюсе и определяемую, как и в случае $B \lesssim 10^8$ Гс (задача А), соотношением $L_R = 4\pi R^2 \sigma T_R^4$. Это предположение обосновано тем, что однородное почти во всем объеме «пре»-фазы внутреннее магнитное поле ННЗ выходит в кору почти нормально к ее поверхности — почти радиально, за исключением сравнительно небольшой области вокруг магнитного экватора, где магнитные силовые линии замыкаются внутри коры. Именно в этой области внутреннее магнитное поле можно считать перпендикулярным радиусу—вектору и применить результаты задачи В. По приближенным оценкам площадь этой области не превышает четверти общей поверхности ННЗ, с другой стороны, согласно выражениям (9а) и (11а) и с учетом условия изотермичности «пре»-фазы (при $x > 230$ $T(r, \theta) = T_0(x_0 = 230) = \text{const}$), поверхностная температура на магнитном полюсе (T_R) и на экваторе ($\bar{T}_R$) связаны между собой соотношением

$$T_R = 13.16 \cdot B_{12}^{1/2} \bar{T}_R, \quad (12)$$

т. е. при характерных для пульсаров магнитных полях $B \sim 10^{12}$ Гс $\bar{T}_R$ более чем на порядок меньше по сравнению с T_R . На основании вышесказанного легко показать, что при $B \gg 10^8$ Гс та же (что и в случае $B \lesssim 10^8$ Гс) полная, в данном случае усредненная, светимость $\tilde{L}_R$ обеспечивается при $\tilde{T}_R (B \gg 10^8 \text{ Гс}) \approx (L_R / 3\pi R^2 \sigma)^{1/4} \approx 1.075 T_R (B \lesssim 10^8 \text{ Гс})$, т. е. профили T вдоль $\bar{B}$ практически одинаковы в задачах А и В.

На основании этих рассуждений, при $B \gg 10^8$ Гс профиль T восстанавливается следующим образом: по заданному граничному значению T_R на магнитном полюсе определяется T_0 изотермической сердцевины ННЗ («пре» — фазы) на основе выражения (9), т. е. $T_0 \equiv T(X_0 = 230)$. Далее, подставляя найденное численное значение T_0 в (11), определяется профиль T в экваториальной плоскости, в частности, граничное значение $\bar{T}_R$ на магнитном экваторе. При $B \gg 10^8$ Гс количественное представление о профиле T ННЗ вдоль и поперек $\bar{B}$ в зависимости от характерных значений T_R и $\bar{T}_R$ можно получить из рис. 1. (снизу). С целью дальнейшего применения полученных результатов к пульсарам, на рис. 1 (снизу) приведены графики выражения

(11) для характерных значений $B = 10^{12}$ Гс (графики, соответствующие параметрам $B_{12} = 0.1; 1; 10$ почти не отличаются). Как видно из рис. 2, магнитные поля $B \gg 10^8$ Гс резко изменяют профиль T поперек $\vec{B}$ (в данном случае в направлениях $72^\circ \lesssim \vartheta \lesssim 108^\circ$, $0 \leq \varphi < 2\pi$), в отличие от направлений вдоль $\vec{B}$ (направления $0^\circ \lesssim \vartheta \lesssim 72^\circ$ и $108^\circ \lesssim \vartheta \lesssim 180^\circ$ при $0 \leq \varphi < 2\pi$); поперек $\vec{B}$ вплоть до внешней гравиты ННЗ T изменяется сравнительно незначительно и лишь у самой поверхности ($\rho_R = 10^4$ г/см³ или $x_R = 0.167$) T круто спадает до $\tilde{T}_R$. Поскольку аналогичный ход T характерен и для других значений параметра α , то аналогичные рис. 1 графики для профилей T в случаях $\alpha = 34.74$ и $\alpha = 1800$ не приводятся.

5. Выводы. При $B \gg 10^8$ Гс на поверхности ННЗ имеются две области с $0^\circ \lesssim \vartheta \lesssim 72^\circ$; $108^\circ \lesssim \vartheta \lesssim 180^\circ$; $0 \leq \varphi < 2\pi$ и $72^\circ \lesssim \vartheta \lesssim 108^\circ$; $0 \leq \varphi < 2\pi$, каждая из которых имеет почти однородную температуру T_R и $\tilde{T}_R$. Эти, почти изометрические, поверхности ННЗ разделены друг от друга весьма тонкой сферической полосой вокруг широт $\vartheta_1 \sim 72^\circ$ и $\vartheta_2 \sim 108^\circ$, в пределах которой T спадает от T_R до $\tilde{T}_R$. При характерных для пульсаров магнитных полях $B \sim 10^{12}$ Гс, в пределах каждой такой полосы, согласно (12), T изменяется более чем на порядок, тем самым обуславливая достаточно большой по абсолютной величине меридиональный градиент T на весьма малых расстояниях. На основании физических соображений можно, по-видимому, сделать следующие рассуждения о двойной роли такого градиента: во-первых, он приведет к образованию весьма сильных электрических полей, роль которых может оказаться существенной в явлении эффективного ускорения заряженных частиц, а также разогрева наружной плазмы, в частности и магнитосферы. Во-вторых, во вращающихся ННЗ этот градиент может оказаться альтернативой в объяснении наблюдаемых пульсаций излучения пульсаров. Изучению этих вопросов будет посвящена отдельная статья.

Ереванский государственный
университет

THE TEMPERATURE PROFILE IN MAGNETIC NEUTRON STAR

A. K. AVETISSIAN, D. M. SEDRAKIAN

The theory of the magnetohydrodynamics, developed by the authors for the superdense plasma „Ae“ and „Anc“ phases, is applied to determine

the temperature profile in magnetic neutron star. It has been shown that the opacity of such a plasma for the densities $10^4 \text{ g/cm}^3 \lesssim \rho \lesssim 2 \cdot 10^{11} \text{ g/cm}^3$ and temperatures $10^4 \lesssim T \lesssim 10^9 \text{ K}$ is due to electron thermal conductivity. When the internal magnetic field $B \lesssim 10^8$ Gauss, plasma opacity does not depend on B . The temperature in the star is isotropically lowered along the radius—vector. For $B \gg 10^8$ Gauss plasma opacity is a tensor with different components along and across $\vec{B}$, and that is why the temperature profile is anisotropic; in the directions $0^\circ \leq \vartheta \leq 72^\circ$, and $108^\circ \leq \vartheta \leq 180^\circ$ ($0 \leq \varphi \leq 360^\circ$) $\vec{B}$ doesn't effect the profile T , and in the rest directions T relatively slowly lowers up to the surface and just near the surface of magnetic neutron star T and rather steeply lowers to the value which is more than in the order less (at $B \sim 10^{12}$ Gauss) than in other directions.

ЛИТЕРАТУРА

1. Д. М. Седракян, А. К. Аветисян, *Астрофизика*, 28, 489, 1987.
2. К. Nomoto, S. Tsuruta, *Astrophys. J.*, 250, L19, 1981.
3. Г. С. Бисноватый-Козан, Ю. Н. Куликов, В. М. Четкин, *Астрон. ж.*, 53, 975, 1976.
4. Э. Н. Колесникова, Г. Г. Павлов, Ю. А. Шибанов, *Астрофизика*, 25, 207, 1986.
5. В сб. «Внутреннее строение звезд», ред. Л. Аллер и Д. Б. Мак-Лафлин, Мвд, М., 1970.
6. F. C. Michel, *Rev. Mod. Phys.*, 54, 1, 1982.
7. Д. А. Киржниц, *Успехи физ. наук*, 104, 489, 1971.
8. L. Mestel, *Proc. Cambridge Phil. Soc.*, 46, 331, 1950.
9. T. D. Lee, *Astrophys. J.*, 111, 625, 1950.
10. А. А. Абрикосов, *Ж. эксперим. и теор. физ.*, 45, 2038, 1963.
11. W. B. Hubbard, *Astrophys. J.*, 146, 858, 1966.
12. M. Lampe, *Phys. Rev.*, 170, 306, 1968.
13. W. B. Hubbard, M. Lampe, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, 18, 297, 1969.
14. V. Canuto, *Astrophys. J.*, 159, 641, 1970.
15. A. Kovelz, G. Shaviv, *Astron. and Astrophys.*, 28, 315, 1973.
16. E. Flowers, N. Itoh, *Astrophys. J.*, 206, 218, 1976.
17. A. B. Solinger, *Astrophys. J.*, 161, 553, 1970.
18. G. M. Ewart, R. A. Guer, G. Greenstein, *Astrophys. J.*, 202, 238, 1975.
19. В. А. Урпин, Д. Г. Яковлев, *Астрофизика*, 15, 647, 1979.
20. В. А. Урпин, Д. Г. Яковлев, *Астрон. ж.*, 57, 213, 1980.
21. Д. Г. Яковлев, В. А. Урпин, *Астрон. ж.*, 57, 526, 1980.
22. I. Easson, C. J. Pethick, *Astrophys. J.*, 227, 995, 1979.
23. Г. С. Саакян, *Равновесные конфигурации вырожденных газовых масс*, Наука, М., 1972.
24. G. Baym, H. Bethe, C. Pethick, *Nucl. Phys.*, A175, 225, 1971.
25. V. R. Pandharipande, D. Pines, R. A. Smith, *Astrophys. J.*, 208, 550, 1976.
26. W. D. Arnett, R. L. Bowers, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, 33, 415, 1977.

УДК: 524.354.6—823

ДВИЖЕНИЕ ВИХРЕЙ И ДИССИПАЦИЯ ЭНЕРГИИ
В ЯДРЕ НЕЙТРОННЫХ ЗВЕЗД

Д. М. СЕДРАКЯН, А. Д. СЕДРАКЯН, К. М. ШАХАБАСЯН

Поступила 18 декабря 1989

Принята к печати 20 февраля 1990

Предложены два новых механизма замедления угловой скорости вращения пульсаров. Диссипация вращательной энергии возникает из-за движения протонных вихрей в сверхтекучем ядре нейтронной звезды. Эта диссипация является новым источником нагрева ядра нейтронных звезд. Первый механизм является следствием омической диссипации в сердцевинах протонных вихрей, а второй — конечности времени релаксации параметра порядка вихрей. Согласно этим механизмам уменьшение угловой скорости вращения происходит по закону $p \sim p^{-1}$. Определена подпопуляция пульсаров, для которых эти механизмы эффективны.

1. Наблюдения пульсаров в диапазоне мягких рентгеновских лучей, проведенные в Эйнштейновской обсерватории, показывают, что у некоторых изолированных пульсаров существует неимпульсное тепловое рентгеновское излучение [1]. Это излучение свидетельствует о существовании эффективных механизмов трансформации вращательной кинетической энергии пульсара в тепловую. Ранние механизмы предполагали диссипацию энергии вращения из-за трения на границе сверхтекучего ядра и коры, состоящей из тяжелых ядер [2]. Но оказалось, что ядро и кора звезды жестко связаны с временем релаксации $\tau \sim 1$ с [3] и совершают твердотельное вращение из-за возникновения токов увлечения сверхтекучих протонов [4]. Учет возникновения сети протонных вихрей приводит к еще более коротким временам релаксации $\tau \sim 10^{-14}$ с [5]. Диссипация вращательной энергии через трение возможна только во внутренней коре («Аеп»-фазе) нейтронной звезды, где единственный несвязанный компонент звезды — нейтронная сверхтекучая жидкость сосуществует с решеткой тяжелых ядер [6].

Принципиально иной механизм — механизм магнитодипольного излучения сверхтекучих нейтронных вихрей (MDRSN) был развит в работе [7]. Нами был предложен модифицированный механизм магнитодиполь-

ного излучения, где предполагалось, что излучают только нормальные нейтроны в сердцевинах нейтронных вихрей, при наличии сильных локальных магнитных полей токов увлечения [8]. Статистический анализ показывает, что уменьшение угловой скорости пульсаров невозможно объяснить в рамках одного механизма на всем протяжении их эволюции [9]. Естественно предположить, что наблюдаемое уменьшение угловой скорости вращения — результат «включения» и «выключения» различных механизмов диссипации на различных этапах эволюции нейтронных звезд. В настоящей работе предложены два новых эффективных механизма диссипации вращательной энергии в тепловую.

2. В ядре вращающейся нейтронной звезды («пре»-фазе) сверхтекучая нейтронная жидкость существует в виде квантованных вихрей. Взаимодействие нейтронной и протонной компонентов жидкости в «пре»-фазе приводит к эффекту увлечения части протонов нейтронами [11]. Возникающие протонные токи генерируют сильные локальные магнитные поля $\sim 10^{14}$ Гс вокруг каждого нейтронного вихря, которые при усреднении приводят к ожидаемой величине средней индукции магнитного поля $B \sim 10^{12}$ Гс. Напряженность локальных магнитных полей такова, что неувлеченные сверхтекучие протоны переходят в смешанное состояние, образуя вокруг каждого нейтронного вихря плотную сеть протонных вихревых нитей — вихревой кластер. Эти нити располагаются в радиусе $r_1 < b$ вокруг нейтронных вихрей, с плотностью B/Φ_0 , где b — расстояние между нейтронными вихрями и Φ_0 — квант магнитного потока [10, 11].

Наблюдаемое уменьшение угловой скорости Ω пульсаров происходит с характерным временным масштабом $t \sim \Omega/\dot{\Omega} \sim 10^{13} - 10^{15}$ с, где $\dot{\Omega} \equiv d\Omega/dt$. В результате уменьшения угловой скорости вращения ($\dot{\Omega} < 0$) нейтронные вихри, параллельные оси вращения, движутся к границе между ядром и «Аеп»-фазой звезды [6]. Вместе с каждым нейтронным вихрем движется и окружающий его протонный вихревой кластер. Так как каждый протонный вихрь несет квант магнитного потока Φ_0 , то при его движении в нормальной сердцевине вихря возникает однородное электрическое поле. В этом поле происходит столкновительная диссипация энергии нормальных электронов на нормальных протонах, что приводит к джоулевому нагреву. Аналогичный механизм диссипации был рассмотрен в сверхпроводниках II рода, находящихся в резистивном состоянии [12, 13]. Согласно второму механизму диссипация энергии возникает из-за неоднородности параметра порядка в вихре [13, 14].

В настоящей работе рассчитана мощность диссипации энергии в объеме ядра звезды, обусловленная указанными двумя механизмами. Зависимость производной периода $\dot{P}$ от периода P оказывается такой же, как и в

модели наклонного ротатора: $\dot{p} \sim p^{-1}$. Определена также индикатриса энерговыделения. Показано, что эти механизмы эффективны на определенном этапе эволюции пульсаров.

3. Приступая к вычислению мощности диссипации энергии посредством первого механизма, примем локальную модель структуры вихря. Это несколько упрощенная модель вихря, в которой предполагается, что вихрь состоит из полностью нормальной сердцевинки, несущей квант — магнитного потока Φ_0 и имеющей радиус ξ , равный длине когерентности сверхпроводящей жидкости. Параметр порядка на границе сердцевинки переходит от своего равновесного значения в ноль. В нелокальной модели параметр порядка становится равным нулю только в центре сердцевинки вихря. При движении протонной вихревой структуры линии тока заходят в сердцевину вихря, и на границе происходит превращение сверхтекучего тока в ток нормальных протонов и в нормальной области возникает электрическое поле. Поле скоростей сверхтекучих протонов вокруг сердцевинки вихря задается выражением [15]:

$$\vec{v}_s = \frac{\hbar}{2m\rho} \vec{e}_\phi, \quad (1)$$

где ρ — расстояние от центра вихря и $\hbar/2m$ — квант циркуляции сверхтекучей жидкости. В случае движения вихря гидродинамическое уравнение движения сверхтекучих протонов имеет вид [13]

$$m \frac{\partial \vec{v}_s}{\partial t} = \vec{\nabla} [\mu - m(\vec{v}_L \vec{v}_s)], \quad (2)$$

где $\vec{v}_s$ — скорость сверхтекучих протонов, $\vec{v}_L$ — скорость движения вихревой решетки, μ — химический потенциал. Следовательно, химический потенциал сверхтекучих протонов при движении вихрей равен $\mu_s = \mu - m(\vec{v}_L \vec{v}_s)$. Из-за движения вихря в нормальной области возникает электрическое поле $\vec{E} = -\nabla\Phi$, и химический потенциал нормальных протонов становится равным $\mu_n = \mu - e\Phi$. В условии равновесия должна обеспечиваться непрерывность химического потенциала на границе сердцевинки вихря.

Учитывая (1), имеем

$$\mu_s = \mu - \frac{\hbar v_L y}{2\rho^2} \quad (\rho > \xi). \quad (3)$$

$$\rho_{\perp} = \rho - \frac{\hbar v_L y}{2\xi^2} \quad (\rho < \xi), \quad (4)$$

где y — проекция вектора ρ на ось, перпендикулярную направлению движения вихря. Отсюда получаем величину электрического поля в сердцевине вихря:

$$E = E_y = \frac{\hbar v_L}{2e\xi^2}. \quad (5)$$

Здесь скорость движения вихревой решетки v_L из-за уменьшения угловой скорости вращения пульсара дается формулой [6]

$$v_L = \frac{\dot{\Omega}}{2\Omega} r, \quad (6)$$

где r — расстояние вихря от оси вращения звезды.

В сердцевине вихря будет происходить столкновительная диссипация энергии ультрарелятивистских электронов на нормальных протонах. В единице объема мощность диссипации равна

$$q = \vec{j} \vec{E} = \sum \sigma_{ik} E_i E_k = \sigma_{yy} E_y^2. \quad (7)$$

Здесь $\sigma_{yy} = \sigma_0 (1 + \omega_c^2 \tau^2)^{-1}$ — диагональный компонент тензора проводимости при наличии сильного магнитного поля, $\omega_c = eB/\hbar k_F$ — циклотронная частота ультрарелятивистских электронов, k_F — электронное волновое число Ферми, B — средняя магнитная индукция в ядре нейтронной звезды. Проводимость вещества нормальной сердцевины вихря в отсутствие магнитного поля [16]

$$\sigma_0 = \frac{n_e e^2 c \tau}{\hbar k_F}, \quad (8)$$

где n_e — плотность электронов, τ — время релаксации для столкновений электронов на нормальных протонах в ядре звезды [16],

$$\frac{1}{\tau} = \frac{\pi^2}{12} \left(\frac{e^2}{\hbar c} \right)^2 \left(\frac{T}{T_p} \right)^2 \frac{c k_F^2}{k_{TF}}. \quad (9)$$

Здесь $T_p = \hbar^2 k_F^2 / 2m_p k_B$, k_{TF} — волновое число экранирования Томаса—Ферми, k_B — постоянная Больцмана. В условиях нейтронных звезд экранирование происходит в основном за счет протонов, а электроны можно считать однородным отрицательно заряженным фоном. Тогда для k_{TF} можно принять его значение для протонов

$$k_{TF}^2 = \frac{4}{\pi} \frac{k_F m_p e^2}{\hbar^2}. \quad (10)$$

Для времени релаксации получаем численное значение:

$\tau^{-1} = 2 \cdot 10^{14} T_8^2 / n_{36}^{5/6}$, где T_8 — температура ядра звезды в единицах 10^8 К и n_{36} — плотность в единицах 10^{36} барион·см $^{-3}$.

Поскольку в случае сильного магнитного поля $\omega_c \tau \gg 1$, то σ_{99} принимает вид

$$\sigma = \frac{\sigma_0}{\omega_c^2 \tau^2}. \quad (11)$$

4. Диссипация энергии в нормальной сердцевине протонного вихря в единицу времени

$$\omega = \sigma E^2 \pi \xi^2 l_1, \quad (12)$$

где $l_1 = 2 \sqrt{R^2 - r_i^2}$ — длина вихря, находящегося на расстоянии r_i от оси вращения, R — радиус ядра звезды. Как было отмечено в [12], в непосредственной близости к сердцевине вихря происходит быстрое уменьшение спаривания, т. е. параметра порядка, который переходит в ноль на расстоянии ξ . В этой области также происходит диссипация электронов на нормальных протонах, которая при значениях индукции магнитного поля $B \sim 10^{12}$ Гс и $\xi \sim 10^{-12}$ см в точности равна диссипации в сердцевине вихря [12]. Тогда

$$\omega = 2\pi \xi^2 l_1 \sigma E^2. \quad (13)$$

Диссипация энергии в одном вихревом кластере:

$$\omega_1 = \pi r_1^2 \frac{\bar{B}}{\Phi_0} \omega, \quad (14)$$

где $\bar{B} = k \Phi_0 / 4\pi \lambda^2$ — средняя индукция кластера протонных вихрей, k — коэффициент увлечения протонов нейтронами, λ — глубина проникновения магнитного поля в сверхпроводящей протонной жидкости,

$r_1 = b (\xi / \lambda)^{\frac{1}{3|k|}}$ — радиус вихревого кластера.

Полную мощность диссипации энергии можно найти просуммировав по всем вихревым кластерам (или просто нейтронным вихрям, с каждым из которых связан кластер), в „пре“-фазе звезды. Радиус „пре“-фазы $R \sim 10^5$ см, расстояние между нейтронными вихрями $b \sim 10^{-3}$ см, следовательно, можно от суммирования перейти к интегрированию по r , $0 \leq r \leq R$, где r — расстояние вихря от оси вращения звезды. Используя формулы (5), (6), (14), учитывая, что число вихрей в кольце dr равно $2\pi r dr / \pi b^2$ и $\Phi_0 = \pi \hbar c / e$, получаем:

$$dW = 2\Phi_0 \frac{\bar{B}}{c^2 \xi^2} \sigma \left(\frac{r_1}{\xi} \right)^2 \left(\frac{\dot{\Omega}}{2\Omega} \right)^2 \frac{l}{b^2} r^3 dr. \quad (15)$$

Вводя базразмерный параметр $x = r/R$, $0 \leq x \leq 1$, и далее производя замену $x = \cos \alpha$, $0 \leq \alpha \leq \pi/2$, для углового распределения диссипации энергии получаем:

$$dW = 2\Phi_0 \frac{\bar{B}}{c^2 \xi^2} \sigma \left(\frac{r_1}{b} \right)^2 \left(\frac{\dot{\Omega}}{2\Omega} \right)^2 R^5 \cos^3 \alpha \sin^2 \alpha d\alpha. \quad (16)$$

Максимальное энергосвечение происходит под углом 39° . Интегрируя уравнение (16), получаем полную интенсивность диссипации энергии в «пре»-фазе звезды:

$$W = \frac{4}{15} \Phi_0 \frac{\bar{B}}{c^2 \xi^2} \sigma \left(\frac{r_1}{b} \right)^2 \left(\frac{\dot{\Omega}}{2\Omega} \right)^2 R^5. \quad (17)$$

Так как длина свободного пробега ультрарелятивистских электронов в нормальном протонном веществе с плотностью $n_p \sim 10^{37}$ барион·см⁻³, $\sigma \sim 6 \cdot 10^{-4}$ см порядка размеров протонного кластера и возрастает из-за учета сверхтекучести протонов вне сердцевинки вихрей, то циклотронная частота зависит от средней индукции в вихревом кластере следующим образом:

$$\omega_c = \frac{e \bar{B}}{\hbar k_F} \left(\frac{r_1}{l} \right)^2. \quad (18)$$

Подставляя значения τ , σ , ω_c из (9), (11), (18) и учитывая, что $k = 0.5$, получим

$$W = 8.52 \cdot 10^{-9} \left(\frac{l}{\xi} \right)^{10/3} \left(\frac{\dot{\Omega}}{2\Omega} \right)^2 T^2 n_e^{1/2} R^5. \quad (19)$$

В условиях нейтронных звезд $l \simeq 10^{-11}$ см, $\xi \simeq 10^{-12}$ см. Вводя обозначения $R = 10^6 R_6$, $T = 10^8 T_8$, $n_e = 10^{37} n_{37}$, окончательно получим:

$$W = 5.7 \cdot 10^{29} \left(\frac{\dot{\Omega}}{2\Omega} \right)^2 7^{2/3} n_{37}^{1/2} R_6^5. \quad (20)$$

Для типичных нейтронных звезд $R_6 = 1$, $T_8 = 1$, $n_{37} = 1$ и $\dot{\Omega}/2\Omega$ меняется от 10^{-15} с⁻¹ до 10^{-13} с⁻¹, следовательно, полная мощность энергии, выделяемая в объеме ядра, порядка $5.7 \cdot 10^{29} - 5.7 \cdot 10^{33}$ эрг/с.

5. Второй механизм диссипации энергии возникает вследствие неоднородности параметра порядка в вихре [13, 14]. В реальной картине движения вихря существует конечное время релаксации τ параметра порядка вихря к своему равновесному значению. В неподвижной системе отсчета в

данной точке ядра звезды при прохождении через нее вихря функция ψ меняется от $|\psi_0|$ до нуля с частотой $\omega \approx v_L/\tilde{r}$. Время прохождения нити $t \sim \tilde{r}/v_L$. Если $F = -\alpha |\psi|^2$ — величина плотности свободной энергии, то при медленном движении $\omega t \ll 1$ диссипация энергии в единице объема в единицу времени [14]

$$q = \omega^2 \cdot F. \quad (21)$$

Физическая интерпретация фактора $\omega^2 t$ заключается в том, что протоны испаряются и конденсируются в сверхпроводящую фазу $\omega/2\pi$ раза в секунду, получая и теряя энергию конденсации каждый раз, и каждый раз доля энергии от F уходит необратимым образом на рождение и нагрев нормальных протонов. Основным член выражения свободной энергии теории Гинзбурга—Ландау

$$F = \frac{H_{cm}^2}{4\pi}, \quad (22)$$

где H_{cm} — термодинамическое критическое поле.

Мощность диссипации энергии одного протонного вихря

$$q = \frac{H_c^2}{4} v_L^2 \tau l_i. \quad (23)$$

Время релаксации параметра порядка $\tau = \hbar/\Delta$, Δ — значение энергетической щели. Отметим, что время τ слабо зависит от температуры $\sim (\ln T)^{-1}$ [17], и пренебрегаем этой зависимостью. Мощность диссипации энергии вихревого кластера

$$q_1 = \pi r_1^2 \frac{\bar{B}}{\Phi_0} \cdot \frac{H_c^2}{4} v_L^2 \tau l_i. \quad (24)$$

Здесь $H_c = [4\pi N(0)]^{1/2} \Delta$, $N(0) = m_p p_F / 2\pi^2 \hbar^3$ — плотность протонных состояний на поверхности Ферми, p_F — ферми-импульс протонов. Проводя суммирование по всем вихревым кластерам аналогично рассмотрению первого механизма и подставляя значения величин v_L , τ , $\bar{B}$ и Φ_0 для углового распределения диссипации энергии по всему объему звезды, получаем

$$dW = \frac{H_c^2}{4} \frac{\hbar}{\Delta} \frac{k}{\lambda^2} \left(\frac{r_1}{b} \right)^2 \left(\frac{\dot{\Omega}}{2\Omega} \right)^2 R^5 \cos^2 \alpha \sin^2 \alpha d\alpha. \quad (25)$$

Интегрируя по α , имеем полную мощность энерговыделения:

$$W = \frac{2}{15} \frac{\pi \hbar N(0) \Delta}{\lambda^2} k \left(\frac{r_1}{b} \right)^2 \left(\frac{\dot{\Omega}}{2\Omega} \right)^2 R^5. \quad (26)$$

Подставляя выражения для $N(0)$, r_1 и $\lambda^2 = \pi_p c^2 / 4\pi n_p e^2$, учитывая, что $\Delta = 0.1$ МэВ и коэффициент увлечения $k = 0.5$, окончательно получаем:

$$W = \frac{4}{5} \frac{e^2}{\hbar c^2} k \Delta \left(\frac{\xi}{\lambda} \right)^{4/3} \left(\frac{\dot{\Omega}}{2\Omega} \right)^2 n_p^{4/3} R^5 = 1.68 \cdot 10^{58} \left(\frac{\dot{\Omega}}{2\Omega} \right)^2 n_{37}^{4/3} R_6^5, \quad (27)$$

где $R_6 = 10^{-6} R$ и $n_{37} = 10^{-37} n_p$. Для типичных нейтронных звезд $W \sim 1.7 \cdot 10^{28} - 1.7 \cdot 10^{32}$ эрг/с.

6. Существенно, что энергия диссипации, обеспечиваемая первым механизмом, зависит от температуры сверхтекучего ядра звезды ($W \sim T^2$). Следовательно, этот механизм будет наиболее эффективен для молодых пульсаров с относительно высокими температурами ядра и малыми величинами периодов p . При образовании нейтронной звезды при взрыве сверхновой ее температура достигает значения $3 \cdot 10^{11}$ К. Благодаря нейтринному механизму остывания звезда быстро ($t \sim 10^3$ лет) достигает температур $T \sim 4 \cdot 10^8$ К, ниже которых нейтринный механизм остывания сильно подавлен и доминирует фотонное излучение [18]. Следовательно, температуры ядер нейтронных звезд порядка и ниже $4 \cdot 10^8$ К. При температурах $T \sim 2 \cdot 10^7$ К, существенным становится и вклад второго механизма в диссипацию энергии вращения звезды.

Выясним, для каких пульсаров описанные механизмы могут объяснять наблюдаемое уменьшение угловой скорости вращения. Предположим, что это уменьшение обусловлено только этими механизмами. Тогда изменение кинетической энергии звезды равно мощности, выделяемой в ядре звезды

$$-I \Omega \dot{\Omega} = (5.7 T_8^2 + 0.17) \cdot 10^{59} \left(\frac{\dot{\Omega}}{2\Omega} \right)^2 R_6^5. \quad (28)$$

Учитывая, что $\Omega = 2\pi/p$, получаем

$$p \dot{p} = \frac{4\pi^2 I}{(5.7 T_8^2 + 0.17) 10^{59} R_6^5}. \quad (29)$$

Введем параметр $D = 10^7 (p \dot{p})^{1/2}$ и определим его граничное значение D_0 , соответствующее максимальной температуре ядра звезды $T_0 = 4 \cdot 10^8$ К. Подставляя типичные для пульсаров значения $R_6 = 1$, $I = 10^{45}$ г см², получаем

$$\lg D_0 = -0.18. \quad (30)$$

На рис. 1 приведена зависимость $\lg D$ от $\lg t$, где $t = p/2 \dot{p}$ — характерное время жизни пульсаров. Уравнение (30) обозначено на рис. 1 пунктирной линией. Чтобы описанные механизмы объяснили

уменьшение угловой скорости пульсаров, лежащих ниже прямой (30), необходимы температуры ядра $T > T_0$, что, как было отмечено выше, возможно только на очень ранних стадиях эволюции пульсаров. Следовательно, эти механизмы могут быть эффективны для пульсаров, лежащих выше этой прямой.

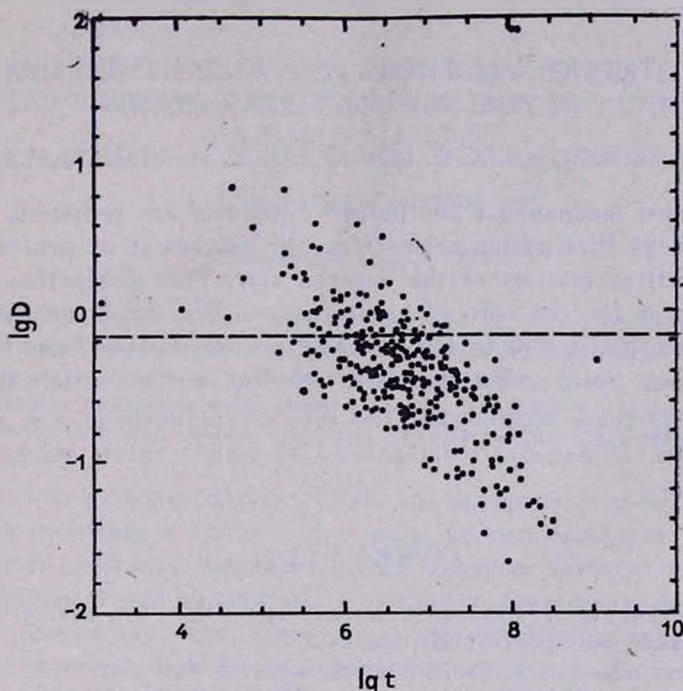


Рис. 1. Зависимость логарифма параметра $D = 10^7 (\dot{p} \dot{p})^{1/2}$ от логарифма характерного времени жизни пульсаров $t \approx p/2\dot{p}$ для 291 пульсара. Пунктирная линия соответствует уравнению (30).

Заметим, что условие (28), выражающее закон сохранения энергии, довольно жесткое условие, так как существуют и иные механизмы потерь вращательной энергии пульсара. Что касается потерь вращательного момента звезды, то ее заряженный компонент непрерывно замедляется тормозящим моментом реакции фотонного излучения, передаваемым магнитным полем и потерей частиц с поверхности звезды. Так как заряженный компонент звезды жестко связан с сверхтекучим ядром [5], то реакция излучения таким образом приводит к замедлению всей звезды.

В заключение отметим, что совместное рассмотрение данных механизмов и механизма магнитодипольного излучения стволон нейтронных вихревых нитей [8] может обосновать многообразие и особенности распре-

ления пульсаров по периодам p и их производным $\dot{p}$. Это исследование проводится в настоящее время.

Бюраканская астрофизическая
обсерватория
Ереванский государственный
университет

THE MOTION OF VORTICES AND ENERGY DISSIPATION IN THE NEUTRON STAR CORE

D. M. SEDRAKYAN, A. D. SEDRAKYAN, K. M. SHAHABASYAN

Two new mechanisms for pulsar spindown are proposed. The rotational energy dissipation arises from the movement of proton vortices in the superfluid interior of the neutron star. This dissipation is a new heating source for the core of neutron stars. The first mechanism is due to the Ohmic dissipation in the cores of proton vortices, and the second is due to the finite relaxation time of the vortex order parameter. According to these mechanisms the rate of spindown is $\dot{p} \sim p^{-1}$. The subpopulation of pulsars is estimated, for which these mechanisms are effective ones.

ЛИТЕРАТУРА

1. D. J. Helfand, G. A. Chanan, R. Novick, *Nature*, 283, 337, 1980.
2. G. Greenstein, *Astrophys. J.*, 231, 880, 1979.
3. A. Alpar, S. Langer, J. Sauls, *Astrophys. J.*, 282, 533, 1984.
4. Д. М. Седракян, К. М. Шахабасян, Докл. АН Арм.ССР, 70, 28, 1980.
5. Д. М. Седракян, К. М. Шахабасян, А. Г. Мовсисян, *Астрофизика*, 22, 137, 1985.
6. D. Pines, A. Alpar, *Nature*, 316, 27, 1985.
7. J. H. Huang, R. E. Lingefelter, Q. — H. Peng, K. — L. Huang, *Astron. and Astrophys.*, 113, 9, 1982.
8. Д. М. Седракян, А. Д. Седракян, К. М. Шахабасян, *Астрофизика*, 31, 337, 1989.
9. J. — H. Huang, K. — L. Huang, Q. — H. Peng, *Astron. and Astrophys.*, 148, 391, 1985.
10. Д. М. Седракян, *Астрофизика*, 18, 417, 1982.
11. Д. М. Седракян, К. М. Шахабасян, А. Г. Мовсисян, *Астрофизика*, 19, 303, 1983.
12. J. Bardeen, M. J. Stephen, *Phys. Rev.*, A140, 1197, 1965.
13. А. П. Горьков, Н. Б. Конин, *Успехи физ. наук*, 118, 413, 1975.
14. M. Tinkham, *Phys. Rev. Lett.*, 13, 804, 1964.
15. И. М. Халатников, *Теория сверхтекучести*, Наука, М., 1971, стр. 104.
16. G. Baym, C. Pethick, D. Pines, *Nature*, 224, 674, 1969.
17. A. Schmid, *Phys. Kondens. Materie*, 5, 302, 1966.
18. M. Sogeur, *J. Phys.*, 41, C2—139, 1980.

УДК: 524.387—423

ЮПИТЕРЫ ВОКРУГ МЕРТВЫХ ЗВЕЗД И ОБРАЗОВАНИЕ ОДИНОЧНЫХ ПОДКРУЧЕННЫХ РАДИОПУЛЬСАРОВ

Г. С. БИСНОВАТЫЙ-КОГАН

Поступила 6 апреля 1990

Рассчитана эволюция тесной двойной, состоящей из белого карлика, нейтронной звезды или черной дыры в паре с вырожденным карликом малой массы на стадии перетекания вещества вплоть до превращения карлика в гигантскую планету.

Рассмотрено «вынужденное испарение» карлика из двойной системы в шаровом скоплении, ведущее к образованию одиночных миллисекундных пульсаров.

1. *Введение.* Эволюционная судьба маломассивных тесных двойных привлекает внимание в связи с изучением катаклизмических переменных (КП) и рентгеновских барстеров (РБ). В обоих случаях наблюдается мертвая звезда: белый карлик (КП) или нейтронная звезда (РБ), в паре с маломассивным карликом. Свечение и нестационарные явления в этих объектах связаны с перетеканием вещества карлика на более массивную мертвую звезду. В работах [1, 2] отмечалось, что перетекание в РБ должно закончиться или резко ослабиться после того, как вещество карлика станет неидеальным и он превратится в гигантскую планету типа Юпитера. В [3] рассматривалась эволюция белого карлика в тесной паре с черной дырой при перетекании вещества на черную дыру в связи с моделью уникального гамма-источника Гелинга. Здесь также образование планеты типа Юпитера является естественным концом эволюции.

В настоящей работе рассчитаны последние стадии эволюции тесных маломассивных систем в результате излучения гравитационных волн и перетекания вещества. Используется уравнение состояния вещества карлика [4], дающее плавный переход от идеального газа к неидеальной жидкости. Пренебрегается влиянием температурных эффектов на строение карликовой звезды. Это приближение хорошо применимо для белых карликов вокруг нейтронных звезд или черных дыр с $\mu_e = \langle A/Z \rangle = 2$, прошедших ядерную эволюцию [3, 5, 6]. Для катаклизмических переменных с нор-

мальным химическим составом карликов данное приближение дает приемлемую точность только на поздних стадиях при $M_d \leq 0.025 M_\odot$. Согласно расчетам [7], для систем с полной массой $\geq 0.6 M_\odot$ масса карлика $M_d = 0.025 M_\odot$ достигается за время $\sim 9 \cdot 10^8$ лет. Для КП расчеты, аналогичные данным, проводились в работе [8].

В конце данной работы исследована судьба пары с планетой в шаровом скоплении. Показано, что в плотных ядрах шаровых скоплений возможно разрушение пары в результате «вынужденного испарения» карлика и образование одиночного миллисекундного пульсара.

2. *Эволюция.* Рассмотрим тесную двойную систему, в которой карлик заполняет свою полость Роша, так что его радиус R_d связан с расстоянием между центрами звезд R_{12} , соотношением [9]:

$$R_d = R_{12} \frac{2}{3^{1/3}} \left(\frac{M_d}{M} \right)^{1/3}, \quad M = M_d + M_1, \quad (1)$$

где M_1 — масса главного компаньона. Период обращения по закону Кеплера равен

$$P = \frac{2\pi R_{12}^{3/2}}{(GM)^{1/2}} = \frac{9\pi R_d^{3/2}}{\sqrt{2G} M_d}. \quad (2)$$

Модели холодных карликов произвольной массы, вплоть до планет-гигантов, состоящих из неидеального вещества, рассчитаны в [4]. В этих расчетах, использующих уравнение состояния [10], получены кривые $R_d(M_d)$ для различных составов, которые могут быть аппроксимированы следующими полиномиальными зависимостями:

$$R_{dH} = 2.0887 - 3.2586 x - 3.1690 x^2 - 2.7600 x^3 - \quad (3)$$

$$- 0.9272 x^4 - 0.09859 x^5, \quad \text{при } -4 \leq x \leq 0$$

$$R_{dHe} = 0.5964 - 1.0936 x + 0.6331 x^2 + 1.4622 x^3 + \quad (4)$$

$$+ 1.1117 x^4 + 0.3363 x^5 + 0.03446 x^6, \quad \text{при } -4 \leq x \leq -0.134$$

$$R_{dC} = 0.5428 - 1.5914 x - 1.4737 x^2 - 1.6406 x^3 - \quad (5)$$

$$- 0.8274 x^4 - 0.1810 x^5 - 0.01457 x^6, \quad \text{при } -4 \leq x \leq -0.1415$$

$$R_{dMg} = 0.5389 - 1.4231 x - 0.9579 x^2 - 0.8469 x^3 - \quad (6)$$

$$- 0.3950 x^4 - 0.08001 x^5 - 0.005909 x^6, \quad \text{при } -4 \leq x \leq -0.15$$

$$R_{dFe} = 0.4126 - 1.1810 x - 0.3378 x^2 + 0.2262 x^3 + \\ + 0.2756 x^4 + 0.09563 x^5 + 0.01057 x^6, \text{ при } -4 \leq x \leq -0.24. \quad (7)$$

Здесь радиус карлика R_d дан в 10^9 см, $x = \lg(M_d/M_\odot)$, индексы Fe, Mg, C, He, H относятся, соответственно, к железу ^{56}Fe , магнию ^{24}Mg , углероду ^{12}C , гелию ^4He и смеси 75% водорода H и 25% гелия ^4He , соответственно.

Если пренебречь собственным моментом вращения звезд, то для орбитального момента имеем:

$$I = M_d M_1 (GR_{12}/M)^{1/2}. \quad (8)$$

Скорость потери момента за счет гравитационного излучения есть [11]

$$\frac{|\dot{I}|}{I} = - \frac{32 G^3}{5 c^5 R_{12}^4} M M_d M_1. \quad (9)$$

Из (1), (8), (9) получаем уравнение для изменения M_d со временем:

$$\dot{m} = \frac{dm_d}{dt} = -D \frac{m^{2/3} m_d^{10/3} (1 - m_d/m)^2}{R_{d9}^4 \left[\frac{5}{6} + \frac{1}{2} M_d \frac{R_{d9}'}{R_{d9}} - \left(\frac{11}{6} + \frac{1}{2} M_d \frac{R_{d9}'}{R_{d9}} \right) \frac{m_d}{m} \right]}. \quad (10)$$

Здесь функция для $R_{d9}(M_d)$ задается в (3)–(7), ($R_{d9} = R_d/10^9$ см) $\prime$ означает дифференцирование по M_d ; $m_d = M_d/M_\odot$, $m = M/M_\odot$.

$$D = \frac{2^9 G^3 M_\odot^3}{5 \cdot 3^{16/3} c^5 10^{36}} = 2.815 \cdot 10^{-11} M_\odot/\text{с}.$$

Для белых карликов в интервале масс $(0.2 + 0.7) M_\odot$ с

$$R_{d9} = 0.76 m_d^{-1/3} \left(\frac{2}{\mu_*} \right)^{5/3}, \quad M_d \frac{R_{d9}'}{R_{d9}} = -1/3 \quad (11)$$

при $\mu_* = 2$ (10) переходит в уравнение, полученное в [3].

Уравнение (10) численно интегрировалось при начальных условиях

$$m_{d0} = 0.1 \text{ для } x_H = 0.75, x_{He} = 0.25; \\ m_{d0} = 0.3 \text{ для } ^4\text{He}, ^{12}\text{C}, ^{24}\text{Mg}, ^{56}\text{Fe} \\ \text{при } t = 0. \quad (12)$$

При интегрировании (10) использовалась формула Гаусса с 40 узлами [12].

3. *Результаты расчетов* представлены в таблицах 1—5. Как видно из (2), период двойной системы в условиях заполнения карликом своей полости Роша не зависит от массы компаньона. Начальные массы главных звезд принимались равными $M_{10} = 0.8 M_{\odot}$, $1.4 M_{\odot}$ и $5 M_{\odot}$ для карликов с $x_H = 0.75$ и $M_{10} = 1.4 M_{\odot}$ и $5 M_{\odot}$ для остальных составов. Данные значения M_{10} соответствуют белому карлику, нейтронной звезде и черной дыре, соответственно.

В первых трех столбцах таблиц приведены период двойной системы в секундах (PER), масса карлика в $M_{\odot}$ (MASS) и его радиус в 10^9 см (RADIUS). В последующих столбцах для каждой массы главной звезды приведены значения скорости перетекания в $M_{\odot}/\text{год}$ (DMDT), время эволюции в годах (TIME) и расстояние между центрами звезд в 10^9 см (R12).

Применяя полученные результаты для рентгеновского источника 4U 1820—30, имеющего период двойной системы $P = 685$ с, получаем значения масс вырожденных карликов

$m_d = 0.050; 0.049; 0.041; 0.026$ для ${}^4\text{He}$, ${}^{12}\text{C}$, ${}^{24}\text{Mg}$, ${}^{56}\text{Fe}$, соответственно.

Значения массы (13) для ${}^4\text{He}$ на $\sim 15\%$ ниже, чем в [6] для холодной звезды, где использовалась аппроксимация $R_d(M_d)$, отличная от (4).

Как следует из табл. 1, за время порядка космологического $\tau_c = 2 \cdot 10^{10}$ лет, масса карлика с нормальным составом в маломассивной рентгеновской двойной (ММРД) достигнет $\sim 10^{-2} M_{\odot}$. В ММРД второго поколения [13] с проэволюционировавшим компаньоном — белым карликом, состоящим из более тяжелых элементов, массы карликов за время τ_c достигнут примерных значений $0.003 M_{\odot}$; $0.0025 M_{\odot}$; $0.002 M_{\odot}$; $0.0012 M_{\odot}$ для ${}^4\text{He}$, ${}^{12}\text{C}$, ${}^{24}\text{Mg}$ и ${}^{56}\text{Fe}$, соответственно.

Периоды двойных систем при этом составляют ~ 2.5 часа для нормального состава и $1.7 \div 1.2$ часа для звезд остальных химических составов.

4. *Вынужденное испарение.* Механизм образования одиночных миллисекундных пульсаров до сих пор не до конца ясен. Часть их образуется за счет испарения компаньона пульсарным излучением [14], (процесс, наблюдаемый в затменных радиопульсарах [15]). Однако, факт вхождения почти всех миллисекундных (подкрученных) радиопульсаров в шаровые скопления указывают на то, что основным механизмом их образования является, видимо, разрыв пары при столкновениях со звездами поля [13].

При попытках количественного объяснения разрыва пары за счет сближений со звездами поля в шаровых скоплениях возникают существен-

ные трудности. На основе численных расчетов в [16] получено, что одиночные нейтронные звезды могли образоваться за счет звездных сближений только из пар с орбитальными периодами не менее 10—100 дней. В то же время наблюдения и теоретические оценки [13, 16] указывают на то, что подкрученные радиопульсары образовались из гораздо более тесных пар. Выход из положения может дать механизм вынужденного испарения, рассмотренный ниже.

Как следует из теории [17, 18] и численных экспериментов [19], столкновения звезд с достаточно тесными парами в среднем ведут к отбору энергии у пар и к нагреву звезд поля. Этот результат легко интерпретировать, если принять, что процесс столкновения звезд определяется только их скоростями и не зависит от вхождения одной из звезд в пару. Процессы релаксации ведут к выравниванию кинетической энергии звезд, то есть, звезда с большей кинетической энергией в среднем теряет ее. Для одиночных звезд это вело бы к выравниванию кинетических энергий, но для звезд в тесных парах результат получается противоположный. Звезда быстро вращается по орбите в тесной паре, передает свою кинетическую энергию более медленной звезде поля при столкновении, но сама при этом ускоряется на орбите еще больше в силу справедливости теоремы вириала в применении к двойной системе. Звездная пара в равновесии (как и звездная система в целом) обладает отрицательной теплоемкостью, так что потеря энергии парой приводит к увеличению скоростей входящих в нее звезд.

Из сказанного выше очевидно, что если скорость звезды пары меньше, чем средняя скорость звезд поля, то звезда в паре в среднем приобретает энергию. Это ведет к разрушению пары за время, порядка времени релаксации шарового скопления, которое во многих случаях меньше космологического.

Пусть карлик в паре с нейтронной звездой заполняет свою полость Роша. Тогда орбитальная скорость карлика с учетом (1), (2) равна

$$v_d = \frac{2\pi R_{12}}{P} \frac{M_d}{M} \approx \frac{\sqrt{2}}{3^{2/3}} \left(\frac{GM^{2/3} M_d^{1/3}}{R_d} \right)^{1/2} \text{ при } M_d \ll M. \quad (14)$$

В скоплении со средней скоростью звезд $\langle v_{cl}^2 \rangle^{1/2}$ и средней массой $\langle M_{cl} \rangle$ разрушение пары произойдет быстро, за время порядка времени релаксации, если $\langle M_{cl} \rangle \langle v_{cl}^2 \rangle > M_d v_d^2$, то есть

$$\frac{M_d^{4/3}}{R_d} < \frac{3^{4/3}}{2} \frac{\langle v_{cl}^2 \rangle \langle M_{cl} \rangle}{GM^{2/3}}. \quad (15)$$

Для скоплений 47 Тус и ω Сеп с $\langle v_{cl}^2 \rangle^{1/2} = 10.3$ км/с и 16.8 км/с; $\langle M_{cl} \rangle = 0.67 M_\odot$ и $0.51 M_\odot$, соответственно.

Из (15) получаем

$$\frac{m_d^{4/3}}{R_{d9}} < 1.62 \cdot 10^{-5} \frac{m_{cl} v_{c6}^2}{m^{2/3}}, \quad (16)$$

где

$$m_{cl} = \frac{\langle \dot{M}_{cl} \rangle}{M_\odot}, \quad v_{c6} = \frac{\langle v_{cl}^2 \rangle^{1/2}}{10^6 \text{ см/с}}. \quad (17)$$

Используя приближительную связь (11), получаем условие быстрого разрушения пары в виде

$$m_d < 1.13 \cdot 10^{-3} \frac{m_{cl}^{0.6} v_{c6}^{1.2}}{m^{0.4}} \left(\frac{2}{\mu_*} \right). \quad (18)$$

Для скоплений 47 Tuc и ω Cen получаем $m_d < 6.3 \cdot 10^{-4} \left(\frac{2}{\mu_*} \right)$ и $m_d < 9.3 \cdot 10^{-4} \left(\frac{2}{\mu_*} \right)$, соответственно. Эти значения масс примерно в 3 раза меньше масс карликов, достигаемых в парах при перетекании, вызванном гравитационным излучением для $\mu_* = 2$ (табл. 2—5) и в ~6 раз меньше для карликов нормального состава (табл. 1).

Если в двойной системе карлик, заполняющий свою полость Роша сталкивается с медленными звездами поля, то такие столкновения приводят не к сближению звезд в паре, а к усилению перетекания вещества, и в итоге к увеличению R_{12} . Действие столкновений здесь аналогично действию гравитационного излучения, но может приводить к более быстрой эволюции и в итоге — к более быстрому разрыву пары в достаточно плотном скоплении. Процесс разрыва пары, происходящей в результате процессов, сопровождающих взаимодействие пары со звездами скопления, назовем «вынужденным испарением» карлика из звездной пары.

Для количественных оценок используем время релаксации импульса τ_s звезды (карлика) в скоплении [20, 21]:

$$\begin{aligned} \tau_s &\approx \frac{V \overline{M_d}}{\pi \sqrt{2} G^2 M_d^2 \langle M_{cl} \rangle^2} \left(\frac{M_d v_d^2}{2} \right)^{3/2} \frac{1}{\lambda n_{cl}} = \\ &= \frac{v_d^3}{4\pi G^2 \langle M_{cl} \rangle^2 \lambda n_{cl}}, \end{aligned} \quad (19)$$

n_{cl} — плотность числа звезд в скоплении.

Для карлика в двойной системе, используя (14), (11), получаем

$$\begin{aligned}\tau_s &= \frac{1}{9\pi\sqrt{2}} \frac{M M_d^{1/2} (\mu_e/2)^{5/2}}{G^{1/2} R_d^{3/2} \langle M_{cl} \rangle^2 \lambda n_{cl}} = \\ &= \frac{M M_d (\mu_e/2)^{5/2}}{9\pi\sqrt{2} \cdot (7.6 \cdot 10^8)^{3/2} \sqrt{G M_\odot} \langle M_{cl} \rangle^2 \lambda n_{cl}} = \\ &= 1.03 \cdot 10^{22} \frac{m m_d}{m_{cl}^2 n_{s1}} \left(\frac{\mu_e}{2} \right)^{5/2} \text{ с.}\end{aligned}\quad (20)$$

Здесь принято $\lambda = 10$, $n_{s1} = n_{cl} / 10^{-51} \text{ см}^{-3}$. Использование минимального из времен релаксации связано с тем, что карлик «сильно» связан с компаньоном и избыток импульса может переходить в движение центра масс пары. Характерное время потери углового момента за счет гравитационного излучения определяется из (9), (1), (11)

$$\begin{aligned}\tau_{gr} &\approx \frac{5c^5 R_{12}^4}{32 G^3 M^2 M_d} = \frac{5 \cdot 3^{16/3} c^5}{2^9 G^3} \frac{R_d^4}{M^{2/3} M_d^{7/3}} = \\ &= \frac{5 \cdot 3^{16/3} c^5 (7.6 \cdot 10^8)^4 M_\odot^{4/3} (2/\mu_e)^{20/3}}{2^9 G^3 M^{2/3} M_d^{11/3}} = \\ &= \frac{1.16 \cdot 10^{10}}{m^{2/3} m_d^{11/3}} \left(\frac{2}{\mu_e} \right)^{20/3} \text{ с.}\end{aligned}\quad (21)$$

Отношение двух времен

$$\begin{aligned}\tau_{gr}/\tau_s &= \frac{5 \cdot 3^{16/3}}{2^9} 9\pi\sqrt{2} \frac{c^5 R_d^{11/2} \langle M_{cl} \rangle^2 \lambda n_{cl}}{G^{5/2} M^{5/3} M_d^{17/6}} \left(\frac{2}{\mu_e} \right)^{55/6} = \\ &= 1 \cdot 1 \cdot 10^{-12} \frac{m_{cl}^2 n_{s1}}{m^{5/3} m_d^{14/3}} \left(\frac{2}{\mu_e} \right)^{55/6}\end{aligned}\quad (22)$$

равно единице при

$$m_{d1} = 2.7 \cdot 10^{-3} \frac{m_{cl}^{3/7} n_{s1}^{3/14}}{m^{5/4}} \left(\frac{2}{\mu_e} \right)^{55/28} \quad (23)$$

В тех же предположениях за космологическое время под действием одного только гравитационного излучения масса карлика достигнет величины [13]:

$$m_{dc} = 4.5 \cdot 10^{-3} m^{-2/11} (2/\mu_e)^{20/11} \quad (24)$$

Если $m_{d1} > m_{dc}$, то столкновения важнее гравитационного излучения и ведут к разрушению системы за счет «вынужденного испарения». Отметим, что согласно (20) эволюция пары при этом идет в ускоряющемся темпе ($\tau_e \sim m_d$). Если $m_{d1} < m_{dc}$, то столкновения не успевают сыграть какую-то роль за космологическое время и испарение не происходит. Очевидно, что для плотных скоплений условие (23) достигается раньше, чем (18), и вынужденное испарение предшествует возможному прямому разрушению пары.

Для того, чтобы выполнялось неравенство $m_{d1} > m_{dc}$ требуется выполнение условия

$$\frac{m_{cl}^{3/7} n_{51}^{3/14}}{m^{27/154}} \left(\frac{2}{\mu_e} \right)^{45.308} > 1.7 \quad (25)$$

или

$$n_{51} > 11 \left(\frac{\mu_e}{2} \right)^{15/22} \frac{m^{9/11}}{m_{cl}^2}, \quad (26)$$

$$n > 3 \cdot 10^5 \left(\frac{\mu_e}{2} \right)^{15/22} \frac{m^{9/11}}{m_{cl}^2} \text{ пк}^{-3}.$$

Из (26) следует, что для карликов нормального состава $\mu_e = 1.14$ условия вынужденного испарения менее жесткие, чем при $\mu_e = 2$, поэтому образование миллисекундных пульсаров более вероятно из ММРД первого поколения, чем второго [13]. Плотность звезд в шаровом скоплении, требуемая для разрыва пары (26) соответствует центральной плотности в наиболее плотных шаровых скоплениях. Характерным является скопление М 15 с плотностью звезд $1.8 \cdot 10^5 \text{ пк}^{-3}$, в котором наблюдаются два подкрученных пульсара. В то же время скопление М 28 выглядит недостаточно плотным. Данные по шаровым скоплениям могут еще уточняться, возможно также влияние скрытой массы.

5. Заключение. Рассмотренный в работе процесс вынужденного испарения совместно с гравитационным излучением может быть причиной отрыва карлика от нейтронной звезды и образования одиночного подкрученного радиопулсара в плотных ядрах шаровых скоплений. В менее плотных скоплениях двойственность сохраняется и результатом эволюции ММРД является система с гигантской планетой вокруг нейтронной звезды с периодом обращения 1.5—2.5 часа.

JUPITERS AROUND DEAD STARS AND FORMATION OF
SINGLE RECYCLED RADIO PULSARS

G. S. BISNOVATYI-KOGAN

The evolution of close binary is calculated which consists of a white dwarf, neutron star or a black hole together with a low mass degenerate dwarf on the stage of mass transfer up to transformation of the dwarf into a giant planet. The „enhanced evaporation“ of the dwarf from the binary is considered for globular clusters leading to formation of a single millisecond pulsar.

ЛИТЕРАТУРА

1. Г. С. Бисноватый-Коган, М. М. Романова, *Астрон. ж.*, 60, 900, 1983.
2. M. Ruderman, J. Shaham, *Nature*, 304, 425, 1983.
3. Г. С. Бисноватый-Коган, *Астрофизика*, 22, 369, 1985.
4. H. Zapolsky, E. E. Salpeter, *Astrophys. J.*, 158, 809, 1969.
5. L. Stella, W. C. Priedhorsky, N. E. White, *Astrophys. J. Lett.*, 312, L17, 1987.
6. S. Rappaport, L. A. Nelson, C. P. Ma, P. C. Joss, *Astrophys. J.*, 322, 842, 1987.
7. B. Paczynski, R. Stenkiewicz, *Astrophys. J. Lett.*, 248, L27, 1981.
8. S. C. Villa, *Astrophys. J.*, 163, 217, 1971.
9. B. Paczynski, *Acta Astronomica*, 31, 1, 1981.
10. E. E. Salpeter, H. Zapolsky, *Phys. Rev.*, 158, 476, 1967.
11. Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц, *Теория поля*, Наука, М., 1967.
12. М. Абрамович, И. Стиган, *Справочник по специальным функциям*, М., Наука, ФМ, 1979.
13. Г. С. Бисноватый-Коган, *Астрофизика*, 31, 567, 1989; 32, № 1, 1990.
14. W. Kluzniak, M. Ruderman, J. Shaham, M. Tsvart, *Nature*, 334, 225, 1983.
15. A. Fruchter, D. Stinebring, J. H. Taylor, *Nature*, 333, 237, 1988.
16. S. Rappaport, A. Patney, F. Verbunt, *Astrophys. J.*, 345, 210, 1989.
17. Л. Э. Гуревич, Б. Ю. Левин, *Астрон. ж.*, 27, 273, 1950.
18. Л. Э. Гуревич, А. Д. Чернин, *Введение в космологию*, Наука, М., 1978.
19. S. Aarseth, M. Lecar, *Ann. Rev. Astron. Astrophys.*, 13, 1, 1975.
20. Б. А. Трубников, В сб. «Вопросы теории плазмы», вып. 1, с. 98, 1963.
21. Л. Спитцер, МЛ, *Динамическая эволюция шаровых скоплений*, Мир, М., 1990.

Таблица 1

$X_H = 0.75, \quad X_{He} = 0.25$			$M = 0.9 M_\odot$		
PERH	MASS	RADIUS	DMDT	TIME	R12
.145E+04	.100E+00	.411E+01	.199E-08	.000E+01	.185E+02
.193E+04	.700E-01	.443E+01	.436E-09	.340E+08	.225E+02
.259E+04	.490E-01	.477E+01	.968E-10	.142E+09	.272E+02
.345E+04	.343E-01	.513E+01	.217E-10	.479E+09	.330E+02
.457E+04	.240E-01	.550E+01	.495E-11	.152E+10	.398E+02
.600E+04	.168E-01	.586E+01	.115E-11	.469E+10	.477E+02
.779E+04	.118E-01	.619E+01	.276E-12	.140E+11	.568E+02
.999E+04	.824E-02	.648E+01	.685E-13	.409E+11	.671E+02
.126E+05	.576E-02	.672E+01	.177E-13	.115E+12	.783E+02
.156E+05	.404E-02	.689E+01	.477E-14	.310E+12	.904E+02

$M = 1.5 M_\odot$			$M = 5.1 M_\odot$		
DMDT	TIME	R12	DMDT	TIME	R12
.269E-08	.000E+01	.219E+02	.593E-08	.000E+01	.337E+02
.601E-09	.248E+08	.266E+02	.134E-08	.112E+08	.400E+02
.134E-09	.102E+09	.323E+02	.301E-09	.460E+08	.486E+02
.303E-10	.345E+09	.391E+02	.681E-10	.154E+09	.588E+02
.692E-11	.109E+10	.472E+02	.156E-10	.486E+09	.710E+02
.162E-11	.335E+10	.566E+02	.364E-11	.149E+10	.851E+02
.388E-12	.100E+11	.674E+02	.875E-12	.445E+10	.101E+03
.962E-13	.291E+11	.795E+02	.217E-12	.129E+11	.120E+03
.248E-13	.818E+11	.929E+02	.561E-13	.362E+11	.140E+03
.670E-14	.221E+12	.107E+03	.151E-13	.978E+11	.161E+03

ГЕЛИЙ ^4He			$M =$
PERHEL	MASS	RADIUS	DMDT
.132E+03	.300E+00	.120E+01	.395E-04
.190E+03	.210E+00	.136E+01	.440E-05
.266E+03	.147E+00	.151E+01	.720E-06
.365E+03	.103E+00	.166E+01	.137E-06
.497E+03	.720E-01	.181E+01	.281E-07
.673E+03	.504E-01	.197E+01	.594E-08
.913E+03	.353E-01	.214E+01	.127E-08
.124E+04	.247E-01	.232E+01	.274E-09
.168E+04	.173E-01	.253E+01	.591E-10
.226E+04	.121E-01	.274E+01	.129E-10
.302E+04	.847E-02	.295E+01	.286E-11
.398E+04	.593E-02	.315E+01	.655E-12
.517E+04	.415E-02	.333E+01	.156E-12
.658E+04	.291E-02	.347E+01	.392E-13
.817E+04	.203E-02	.356E+01	.104E-13
.989E+04	.142E-02	.359E+01	.298E-14

Таблица 2

1.7 $M_{\odot}$			$M = 5.3 M_{\odot}$		
TIME	R12	DMDT	TIME	R12	
.000E+01	.464E+01	.421E-04	.000E+01	.677E+01	
.820E+04	.592E+01	.698E-05	.576E+04	.864E+01	
.473E+05	.740E+01	.131E-05	.282E+05	.108E+02	
.198E+06	.914E+01	.267E-06	.108E+06	.133E+02	
.727E+06	.112E+02	.565E-07	.374E+06	.164E+02	
.250E+07	.137E+02	.122E-07	.124E+07	.201E+02	
.830E+07	.168E+02	.265E-08	.405E+07	.246E+02	
.272E+08	.206E+02	.574E-09	.131E+08	.301E+02	
.887E+08	.252E+02	.125E-09	.423E+08	.368E+02	
.287E+09	.308E+02	.273E-10	.135E+09	.449E+02	
.917E+09	.373E+02	.608E-11	.433E+09	.545E+02	
.287E+10	.449E+02	.139E-11	.135E+10	.656E+02	
.871E+10	.535E+02	.332E-12	.410E+10	.781E+02	
.254E+11	.628E+02	.834E-13	.119E+11	.917E+02	
.703E+11	.725E+02	.222E-13	.330E+11	.106E+03	
.184E+12	.824E+02	.635E-14	.826E+11	.120E+03	

КОПИТЕРА ВОКРУГ МЕРТВЫХ ЗВЕЗД

ΥΓΛΕΡΟΔ ^{12}C			M
PERCRB	MASS	RADIUS	DMDT
.124E+03	.300E+00	.115E+01	.454E-04
.179E+03	.210E+00	.130E+01	.535E-05
.253E+03	.147E+00	.146E+01	.852E-06
.355E+03	.103E+00	.163E+01	.153E-06
.491E+03	.720E-01	.179E+01	.295E-07
.671E+03	.504E-01	.196E+01	.600E-08
.904E+03	.353E-01	.212E+01	.128E-08
.120E+04	.247E-01	.227E+01	.287E-09
.156E+04	.173E-01	.241E+01	.674E-10
.200E+04	.121E-01	.252E+01	.166E-10
.252E+04	.847E-02	.261E+01	.429E-11
.313E+04	.593E-02	.268E+01	.116E-11
.383E+04	.415E-02	.272E+01	.326E-12
.462E+04	.291E-02	.274E+01	.951E-13
.551E+04	.203E-02	.274E+01	.287E-13
.651E+04	.142E-02	.272E+01	.894E-14
.763E+04	.997E-03	.268E+01	.285E-14

Таблица 3

$M = 1.7 M_{\odot}$		$M = 5.3 M_{\odot}$		
TIME	R12	CNCT	TIME	R12
.000E+01	.444E+01	.493E-04	.000E+01	.649E+01
.684E+04	.567E+01	.840E-05	.482E+04	.828E+01
.35E+05	.716E+01	.154E-05	.237E+05	.105E+02
.172E+06	.896E+01	.297E-06	.935E+05	.131E+02
.663E+06	.111E+02	.593E-07	.342E+06	.163E+02
.239E+07	.137E+02	.123E-07	.119E+07	.200E+02
.818E+07	.167E+02	.267E-08	.358E+07	.244E+02
.256E+08	.202E+02	.602E-09	.118E+08	.294E+02
.826E+08	.240E+02	.142E-09	.354E+08	.351E+02
.245E+09	.284E+02	.352E-10	.116E+09	.414E+02
.693E+09	.331E+02	.911E-11	.327E+09	.484E+02
.188E+10	.382E+02	.246E-11	.884E+09	.559E+02
.488E+10	.437E+02	.693E-12	.229E+10	.639E+02
.122E+11	.496E+02	.203E-12	.572E+10	.724E+02
.293E+11	.558E+02	.613E-13	.138E+11	.815E+02
.684E+11	.623E+02	.191E-13	.321E+11	.910E+02
.155E+12	.693E+02	.608E-14	.727E+11	.101E+03

МАГНИЙ ^{24}Mg			$M = 1.7 M_{\odot}$	
PERMGN	MASS	RADIUS	DMDT	TIME
.118E+03	.300E+00	.112E+01	.499E-04	.000E+01
.168E+03	.210E+00	.125E+01	.601E-05	.613E+04
.234E+03	.147E+00	.139E+01	.101E-05	.343E+05
.321E+03	.103E+00	.152E+01	.193E-06	.142E+06
.432E+03	.720E-01	.165E+01	.400E-07	.516E+06
.575E+03	.504E-01	.177E+01	.875E-08	.174E+07
.755E+03	.353E-01	.188E+01	.200E-08	.554E+07
.979E+03	.247E-01	.199E+01	.478E-09	.169E+08
.125E+04	.173E-01	.208E+01	.119E-09	.494E+08
.158E+04	.121E-01	.216E+01	.306E-10	.139E+09
.197E+04	.847E-02	.222E+01	.821E-11	.377E+09
.242E+04	.593E-02	.226E+01	.228E-11	.985E+09
.293E+04	.415E-02	.228E+01	.658E-12	.248E+10
.351E+04	.291E-02	.228E+01	.197E-12	.605E+10
.415E+04	.203E-02	.227E+01	.606E-13	.143E+11
.486E+04	.142E-02	.223E+01	.193E-13	.325E+11
.563E+04	.997E-03	.219E+01	.631E-14	.722E+11
.647E+04	.698E-03	.213E+01	.212E-14	.156E+12

$M \ 5.3 \ M_{\odot}$

R12	DMDT	TIME	R12
.430E+01	.551E-04	.000E+01	.629E+01
.545E+01	.959E-05	.425E+04	.796E+01
.679E+01	.184E-05	.204E+05	.993E+01
.837E+01	.376E-06	.769E+05	.122E+02
.102E+02	.806E-07	.265E+06	.149E+02
.124E+02	.180E-07	.863E+06	.181E+02
.148E+02	.417E-08	.270E+07	.217E+02
.176E+02	.100E-08	.812E+07	.257E+02
.208E+02	.251E-09	.235E+08	.303E+02
.242E+02	.649E-10	.659E+08	.354E+02
.281E+02	.174E-10	.178E+09	.410E+02
.322E+02	.486E-11	.464E+09	.470E+02
.366E+02	.140E-11	.117E+10	.535E+02
.413E+02	.419E-12	.284E+10	.603E+02
.462E+02	.129E-12	.669E+10	.675E+02
.513E+02	.411E-13	.153E+11	.749E+02
.566E+02	.135E-13	.338E+11	.827E+02
.621E+02	.451E-14	.730E+11	.907E+02

КОПИТЕРЫ БОКРУТ МЕРТЫХ ЗВЕЗД

Таблица 5

ЖЕЛЕЗО ^{56}Fe			$M = 1.7 M_{\odot}$			$M = 5.3 M_{\odot}$		
PERIRN	MASS	RADIUS	DMDT	TIME	R12	DMDT	TIME	R12
.888E+02	.300E+00	.922E+00	.108E-03	.000E+01	.356E+01	.118E-03	.000E+01	.520E+01
.126E+03	.210E+00	.103E+01	.127E-04	.290E+04	.449E+01	.205E-04	.200E+04	.655E+01
.172E+03	.147E+00	.113E+01	.222E-05	.15E+05	.552E+01	.408E-05	.940E+04	.807E+01
.229E+03	.103E+00	.121E+01	.455E-06	.630E+05	.669E+01	.889E-06	.340E+05	.977E+01
.300E+03	.720E-01	.129E+01	.102E-06	.215E+06	.801E+01	.206E-06	.110E+06	.117E+02
.389E+03	.504E-01	.136E+01	.241E-07	.672E+06	.952E+01	.496E-07	.334E+06	.139E+02
.500E+03	.353E-01	.143E+01	.589E-08	.200E+07	.113E+02	.123E-07	.973E+06	.164E+02
.638E+03	.247E-01	.149E+01	.147E-08	.574E+07	.133E+02	.310E-08	.276E+07	.194E+02
.810E+03	.173E-01	.159E+01	.377E-09	.161E+08	.155E+02	.795E-09	.767E+07	.227E+02
.102E+04	.121E-01	.161E+01	.981E-10	.441E+08	.181E+02	.208E-09	.209E+08	.265E+02
.128E+04	.847E-02	.166E+01	.261E-10	.110E+09	.210E+02	.555E-10	.560E+08	.307E+02
.158E+04	.593E-02	.170E+01	.715E-11	.311E+09	.242E+02	.152E-10	.147E+09	.354E+02
.193E+04	.415E-02	.172E+01	.202E-11	.795E+09	.277E+02	.431E-11	.374E+09	.404E+02
.231E+04	.291E-02	.173E+01	.598E-12	.196E+10	.312E+02	.127E-11	.922E+09	.456E+02
.272E+04	.203E-02	.171E+01	.185E-12	.466E+10	.348E+02	.395E-12	.219E+10	.509E+02
.313E+04	.142E-02	.167E+01	.60E-13	.105E+11	.332E+02	.130E-12	.495E+10	.559E+02
.352E+04	.997E-03	.160E+01	.213E-13	.227E+11	.413E+02	.454E-13	.106E+11	.604E+02
.386E+04	.698E-03	.151E+01	.795E-14	.451E+11	.440E+02	.170E-13	.216E+11	.642E+02
.414E+04	.489E-03	.141E+01	.317E-14	.884E+11	.461E+02	.676E-14	.414E+11	.673E+02
.438E+04	.342E-03	.130E+01	.133E-14	.161E+12	.478E+02	.283E-14	.753E+11	.699E+02

УДК: 52.53

МАКСИМАЛЬНО ПРАВДОПОДОБНОЕ ВОССТАНОВЛЕНИЕ ИЗОБРАЖЕНИЙ. I. ОСНОВНЫЕ СООТНОШЕНИЯ

В. Ю. ТЕРЕБИЖ

Поступила 1 февраля 1990

Проводится последовательное рассмотрение процесса формирования изображения, сводящегося к линейному размыванию и добавлению белого пуассоновского шума. Учитывается вероятностный характер размывания изображения, так что подход применим и для восстановления слабых источников. Априорная информация естественно включает исотрицательность решения. При помощи метода Дарвина—Фаулера найдено явное выражение (18) для вероятности получения наблюдаемого распределения отсчетов, максимизация которого дает наиболее правдоподобную оценку оригинала. Частный случай составляет задача оптимальной фильтрации белого шума.

1. *Введение.* Почти всякая задача интерпретации данных эксперимента включает т. н. *обратную задачу* или — в давней оптической терминологии — *проблему восстановления изображения*. Она сводится обычно к нахождению решения уравнения

$$\int_{-\infty}^{\infty} h(x, x') s(x') dx' + \xi_r(x) = f(x), \quad (1)$$

где $s(x)$ — искомый оригинал; $h(x, x')$ — *аппаратная функция* или *функция рассзяния точки* (Point Spread Function), описывающая размытие изображения на предшествующем регистрации этапе; $\xi_r(x)$ — аддитивный шум, представляющий собой реализацию случайного процесса $\xi(x)$; $f(x)$ — наблюдаемое изображение. Мы рассматриваем для простоты одномерную задачу, поскольку введение дополнительных измерений не вносит принципиальных усложнений.

Чаще всего в (1) считаются заданными функции $h(x, x')$ и $f(x)$, а также характеристики процесса $\xi(x)$, но, конечно, не его конкретная реализация $\xi_r(x)$, содержащаяся в изображении. Именно последнее обстоятельство превращает известную задачу обращения (1) в сложную проблему, которой посвящено большое количество исследований (см.

[1—6] и цитированную там литературу). Причина трудностей связана с важной ролью, которую играет высокочастотная составляющая шума, так что формальное решение (1) оказывается чрезвычайно чувствительным к выбору $\xi_r(x)$: различным реализациям шума, вполне типичным при заданных его характеристиках (среднем значении, спектральной плотности и т. п.) отвечают сильно различающиеся формальные решения. В свою очередь, изменчивость спектра реализаций шума обусловлена независимостью близких его значений и медленным (экспоненциальным) уменьшением плотности распределения [7].

Устойчивые методы решения (1), позволяющие найти более или менее близкую к оригиналу оценку $\hat{s}(x)$, условно можно разделить на две группы — линейные (например, оптимальной фильтрации, регуляризации) и нелинейные, опирающиеся главным образом на информационные критерии. Сначала практика, а затем и теоретические исследования показали принципиальное превосходство методов второй группы. Это проявляется, в частности, в эффекте *сверхразрешения*, когда мелкие детали, казалось бы, полностью размытые системой формирования изображения (находящиеся в частотной области, «срезанной» аппаратной функцией), восстанавливаются нелинейными алгоритмами. Другими словами, эти алгоритмы обеспечивают значительно более высокое разрешение по сравнению с тем, которое определяется классическим критерием Рэлея. Эффект *сверхразрешения* обусловлен оптимальным продолжением имеющейся спектральной информации о решении в область высоких частот спектра мощности.

Вместе с тем следует сказать, что обоснование нелинейных методов не достигло пока надлежащей ясности. Фактически каждый из них вводит дополнительные предположения *ad hoc*, не вытекающие с неизбежностью из существа дела. Само наличие многих нелинейных методов, а к ним относятся несколько вариантов метода максимума энтропии, разновидности метода аналитического продолжения спектра, максимума информации и т. д., показывает отсутствие единого подхода, причем такое положение не диктуется разнообразием априорной информации. В частности, сейчас выясняется, что требование максимальной энтропии решения, ограниченной лишь «связями» вида (1), не гарантирует решения, близкого к наиболее вероятному [8]. По-видимому, логически безупречным можно признать лишь интуитивно очевидный подход, основанный на методе максимума правдоподобия (ММП). Он требует, чтобы в качестве оценки исходного распределения (оригинала) было принято такое распределение яркости, при котором наиболее вероятно получить реально наблюдавшееся изображение.

Следующее замечание представляется уместным в связи с общей постановкой проблемы восстановления изображения и рассмотрением с этой целью уравнения (1). Механизм размытия изображения имеет вероятностную природу, и лишь при очень большой яркости оригинала можно заменить действительный его вклад в каждый элемент картины средним значением — первым слагаемым в левой части (1). Таким образом, уже при написании этого уравнения предполагается бесконечно высокое отношение сигнала к внутреннему шуму, который представляет собой естественные флуктуации реализации сигнала.

Излагаемый ниже подход свободен от указанного предположения и опирается на общее рассмотрение процесса формирования изображения. По этой причине он применим и для восстановления слабых изображений. Основное внимание уделяется естественности постановки задачи и последовательности в применении ММП. Аддитивный шум считается пуассоновским, так что он автоматически удовлетворяет условию неотрицательности. Данная статья посвящена выводу функционала, максимум которого отвечает оптимальной оценке оригинала. Сопоставление с другими подходами, проблема сверхразрешения, двумерная форма записи, примеры и применение результатов к решению астрономических задач изложены в последующих статьях.

2. Постановка задачи иллюстрируется схемой, представленной на рис. 1 и называемой в дальнейшем для краткости схемой SHNR. В данном случае она включает действительный пример восстановления при помощи описанного ниже алгоритма.

Введем сразу необходимую дискретизацию и будем рассматривать искомое теоретическое распределение яркости — оригинал — как совокупность неотрицательных отсчетов $(s_1, s_2, \dots, s_n) \equiv \{s_k\}$, нормированных так, что

$$0 \leq s_k \leq 1, \quad \sum_{k=1}^n s_k = 1. \quad (2)$$

Предположим далее, что в соответствии с распределением $\{s_k\}$ реализованы N_* событий. Оценку $\hat{N}_*$ неизвестной детерминированной величины N_* еще предстоит найти. Реализованное распределение событий по бинам $\{g_k\}$ содержит, вообще говоря, флуктуации и не совпадает с $\{s_k\}$.

Переходя к описанию системы формирования изображения H , примем, что событие оригинала, имевшее место в k -ом бине, с вероятностью (h_{jk}) перейдет в j -ый бин изображения, причем

$$\sum_{j=1}^m h_{jk} = 1, \quad m \geq n. \quad (3)$$

Судьба каждого из N_* событий не зависит от распределения других событий, т. е. предполагается линейность системы H . За матрицей (h_{jk}) сохраним наименование функция рассеяния точки (ФРТ). Инвариантность системы к сдвигам не обязательна. Для учета эффектов типа дефокусировки в ФРТ можно ввести свободные параметры, но пока будем считать эту функцию полностью известной. При $h_{jk} = \delta_{j,k}$, где $\delta_{j,k}$ — символ Кронекера, мы имеем задачу очищения изображения от шума.

Пусть шум задается совокупностью случайных величин $\{\xi_j\}$, которые представляют собой добавки к количеству событий оригинала в каждом бине изображения. Предполагается, что эти величины взаимно независимы (белый шум) и подчиняются закону Пуассона:

$$\text{Pr}(\xi_j = r) = e^{-b_j} \frac{(b_j)^r}{r!}, \quad r = 0, 1, \dots, \quad j = 1, \dots, m. \quad (4)$$

Как известно, при этом среднее значение ξ_j равно ее дисперсии:

$$\langle \xi_j \rangle = D(\xi_j) = b_j, \quad (5)$$

и фон может быть в среднем как однородным ($b_j \equiv b$), так и меняющимся произвольным образом. Для удобства введем нормированную к 1 совокупность $\{\beta_j\}$ — относительное распределение средней яркости шума:

$$\sum_{j=1}^m b_j = B, \quad \beta_j = b_j/B, \quad \sum_{j=1}^m \beta_j = 1. \quad (6)$$

Наконец, наблюдаемое изображение характеризуется распределением $\{N_j\}$ количества зарегистрированных событий по бинам, включающим как перераспределенные события оригинала, так и добавки шума. Всего наблюдается

$$N = \sum_{j=1}^m N_j \quad (7)$$

событий. Вводя вновь относительное распределение, получим:

$$0 \leq f_j = N_j/N \leq 1, \quad \sum_{j=1}^m f_j = 1. \quad (8)$$

Таким образом, предполагаются известными следующие величины: 1) протяженности оригинала n и выходного изображения m (при отсутствии информации о размерах источника следует принять $n = m$); 2) функция рассеяния точки (h_{jk}) ; 3) средние интенсивности шума в бинах изображения $\{b_j\}$; 4) наблюдаемое распределение событий по бинам $\{N_j\}$. Нужно найти оценки относительного распределения яркости оригинала $\{s_k\}$ и полной его яркости $\hat{N}_*$.

Вообще говоря, иногда случается, что основная часть шума вносится на стадии, предшествующей формированию изображения. Эту схему, которую обозначим как SNHR, мы рассмотрим в разделе 6.

3. Восстановление по реализации или без внешнего шума. Дальнейшее изложение станет значительно понятнее, если мы рассмотрим сначала простые случаи, когда оценка оригинала производится на основании конечной выборки (переход SR на схеме рис. 1) или после этапа формирования

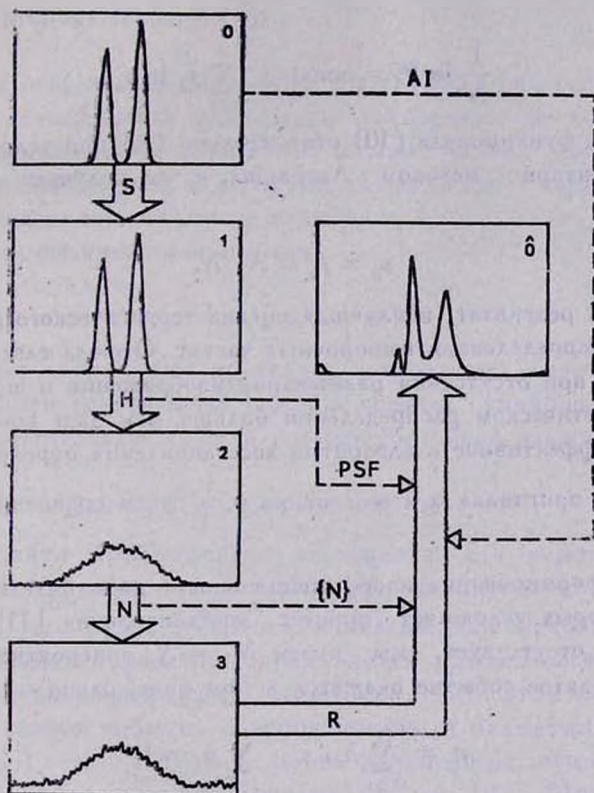


Рис. 1. Схема формирования и восстановления изображения. Использованы обозначения: 0—оригинал; S—образование конечной выборки; 1—реализация оригинала; H—система формирования изображения; 2—размытое изображение с флуктуациями; N—аддитивный шум; 3—конечное изображение; R—алгоритм восстановления; δ—оценка оригинала; AI—априорная информация; PSF—функция рассеяния точки; {N}—средние характеристики шума.

изображения прибором (SHR). Эти случаи чрезвычайно редко находят практические применения, поскольку трудно избежать внесения шума, однако с принципиальной точки зрения такое рассмотрение совершенно необходимо.

Итак, пусть задана совокупность $\{N_k\}$, образованная после реализации $N_* = N$ событий (очевидно, здесь $m = n$) с теоретическим распределением вероятностей $\{s_k\}$. Мы имеем здесь типичную последовательность независимых испытаний [10], так что вероятность P_i получения данного набора $\{N_k\}$, удовлетворяющего условию (7), определяется полиномиальной формулой

$$P_i(N_1, \dots, N_n) = \frac{N!}{N_1! \dots N_n!} s_1^{N_1} \dots s_n^{N_n}, \quad (9)$$

откуда

$$\frac{1}{N} \ln P_i = \text{const} + \sum_{k=1}^n f_k \ln s_k. \quad (10)$$

Максимизация функционала (10) относительно $\{s_k\}$ при условиях (2) проводится элементарно методом Лагранжа, и мы получаем оптимальную оценку:

$$\hat{s}_k = f_k = N_k/N. \quad (11)$$

Это известный результат: наилучшая оценка теоретического распределения совпадает с распределением выборочных частот. Отсюда следует, в частности, что даже при отсутствии размывания изображения и шума нереально узнать о теоретическом распределении больше, чем дает конечная выборка. Поэтому эффективность алгоритма восстановления определяется не путем сравнения оригинала O и его оценки $\hat{O}$, а путем сравнения реализации 1 с $\hat{O}$ (рис. 1).

Система формирования изображения вносит дополнительные флуктуации, учет которых усложняет процесс восстановления [11]. Поскольку внешний шум отсутствует, мы имеем $N_* = N$, а вероятность того, что произвольно взятое событие окажется в j -ом бине, равна

$$p_j = \sum_{k=1}^n h_{jk} s_k, \quad \sum_{j=1}^m p_j = 1. \quad (12)$$

Теперь имеет место последовательность независимых испытаний с вероятностями заполнения $\{p_j\}$, так что вероятность получения набора $\{N_j\}$ равна

$$P_{II}(N_1, \dots, N_m) = \frac{N!}{N_1! \dots N_m!} p_1^{N_1} \dots p_m^{N_m}. \quad (13)$$

Соотношения (12) и (13) определяют P_{II} для произвольных $\{s_k\}$. Оценка максимального правдоподобия доставляет максимум P_{II} , т. е. функционалу

$$\frac{1}{N} \ln P_{II} = \text{const} + \sum_{j=1}^m f_j \ln p_j \quad (14)$$

при условиях (2). Некоторые численные способы максимизации (14) рассматривались в [11, 12].

Решение системы уравнений $p_j = f_j$ — т. н. *инверсное решение* — не является положительно определенным, и потому, вообще говоря, не совпадает с разыскиваемым оптимальным в смысле ММП решением*. Не гарантировано также, что инверсное решение будет удовлетворять условию нормировки, т. е. второму условию (2).

4. *Сводка результатов для задачи SHNR.* Конечно, основной интерес представляет случай, когда изображение «испорчено» не только внутренними флуктуациями, но и добавочным шумом. Вывод соответствующих формул достаточно сложен, и потому мы отнесли его к следующему пункту, а пока выпишем окончательные выражения.

Оценка полной яркости оригинала

$$\hat{N}_* = N - B \quad (15)$$

показывает, что оптимальная процедура предполагает вычитание из всего количества зарегистрированных событий средней суммарной яркости шума. Вводя относительную яркость последнего, можно написать:

$$B = \mu N, \quad \hat{N}_* = (1 - \mu) N, \quad 0 \leq \mu \leq 1. \quad (16)$$

Легко найти приближенное выражение для вероятности $P \equiv P_{III}(N_1, \dots, N_m)$ получить наблюдаемую совокупность отсчетов, если допустить, что размещение всех событий, как световых, так и фоновых, по бинам изображения определяется *рандомизированной* последовательностью независимых испытаний. При этом считается, что произвольно взятое событие с вероятностью μ окажется фоновым и с вероятностью $1 - \mu$ — световым, а его дальнейшая судьба определяется соответственно распределениями $\{\beta_j\}$ и $\{p_j\}$. Поэтому вероятность попадания произвольно взятого события в j -ый бин равна $w_j = (1 - \mu) p_j + \mu \beta_j$, а P задается той же полиномиальной формулой (13) с заменой p_j на w_j , так что

$$\frac{1}{N} \ln P \simeq \text{const} + \sum_{j=1}^m f_j \ln [(1 - \mu) p_j + \mu \beta_j]. \quad (17)$$

* Этим замечанием я обязан В. В. Бирюкову

Максимум этого функционала следует искать при ограничениях (2). При всей простоте описанного приближения точность его трудно оценить, а потому следует провести полный анализ.

Такое рассмотрение в разделе 5 дает для P выражение

$$\frac{1}{N} \ln P = \text{const} + \sum_{j=1}^m f_j \ln [(1 - \mu) \Lambda p_j + \mu \beta_j] - (1 - \mu) \ln \Lambda, \quad (18)$$

где $\{p_j\}$ связаны с $\{s_k\}$ соотношениями (12), а $\Lambda(s_1, \dots, s_n)$ — корень уравнения

$$\sum_{j=1}^m \frac{f_j \beta_j}{(1 - \mu) \Lambda p_j + \mu \beta_j} = 1, \quad \mu \neq 0. \quad (19)$$

При $\mu = 0$ параметр $\Lambda \equiv 1$ и (18) совпадает с (14). Напомним, что разыскивается условный максимум (18) при ограничениях (2). Эта задача без особого труда решается при помощи современных компьютеров.

Из соображений, основанных на законе больших чисел, следует ожидать (и предварительные расчеты согласуются с этим), что приближение $\Lambda = 1$, т. е. замена (18) на (17), будет выполняться тем точнее, чем больше общее количество событий.

Если система строит идеальное изображение, т. е. $h_{jk} = \delta_{jk}$, то отличны от нуля только $p_j = s_j$, $j = 1, \dots, n$, и приведенные выше формулы дают решение задачи оптимальной фильтрации белого шума.

До сих пор априорная информация об оригинале ограничивалась лишь требованием его неотрицательности и, возможно, сведениями о протяженности. Первое свойство естественно учитывается заданием вероятностного распределения $\{s_k\}$. При этом задача на экстремум решается в конечной области $(n-1)$ -мерного пространства. Однако часто имеется дополнительная априорная информация, и это позволяет существенно снизить количество искомых величин, т. е. проводить максимизацию P в пространстве меньшего числа измерений. Ограничимся одним примером.

Предположим, что исходное распределение сосредоточено в сравнительно немногих бинах, т. е. имеет вид дискретного спектра:

$$s_k = I_k \delta_{k, k_l}, \quad l = 1, \dots, L < n, \quad \sum_{l=1}^L I_{k_l} = 1. \quad (20)$$

Если это известно заранее, то в (18) и (19) разыскиваются лишь $2L$ неизвестных параметра $\{L, k_l, I_{k_l}\}$ и экстремум находится значительно быстрее [11].

Аналогично учитываются и другие сведения. В конечном итоге именно они определяют качество восстановленного изображения (в особенности при чистой фильтрации шума). Важно подчеркнуть, что в рассматри-

Определим функцию φ комплексной переменной $z = x + iy$ следующим образом:

$$\varphi(z) = \sum_{0 \leq n_j \leq N_j} \prod_{j=1}^m \frac{(v_j z)^{n_j}}{n_j!} \cdot \frac{b_j^{N_j - n_j}}{(N_j - n_j)!}, \quad (28)$$

где суммирование уже не ограничено гиперплоскостью (23), а распространяется на все точки m -мерного параллелепипеда. Очевидно, сумма в (27) равна коэффициенту при z^{N_*} функции $\varphi(z)$. В свою очередь, на основании теоремы о вычетах этот коэффициент находится контурным интегрированием в комплексной плоскости Z , так что

$$P = N_*! N_*^{-N_*} e^{-B} \cdot \frac{1}{2\pi i} \oint_{\gamma} \varphi(z) \frac{dz}{z^{N_*+1}}, \quad (29)$$

где контур γ охватывает начало координат. Поскольку пуассоновское распределение сохраняет свой вид при суммировании независимых величин, формулу (28) можно записать в виде:

$$\varphi(z) = \prod_{j=1}^m \frac{(v_j z + b_j)^{N_j}}{N_j!}. \quad (30)$$

Таким образом,

$$P = \frac{C}{2\pi i} \oint_{\gamma} \prod_{j=1}^m (v_j z + b_j)^{N_j} \frac{dz}{z^{N_*+1}}, \quad (31)$$

где

$$C = \frac{N_*! N_*^{-N_*} e^{-B}}{N_1! \dots N_m!} \simeq \frac{\sqrt{2\pi N_*} e^{-(N_*+1)}}{N_1! \dots N_m!}. \quad (32)$$

Для оценки интеграла в (31) при $N = \sum N_j \geq 10$ методом перевала следует деформировать контур интегрирования так, чтобы он проходил через точку $x = \Lambda$, $y = 0$, в которой подынтегральная функция, рассматриваемая на действительной оси, достигает минимального значения. Отсюда следует, что Λ является корнем уравнения

$$\sum_{j=1}^m \frac{N_j v_j}{\Lambda v_j + b_j} = \frac{N_*}{\Lambda}. \quad (33)$$

Ограничиваясь при интегрировании областью вблизи перевала, получаем из (31):

$$P = \frac{C}{\sqrt{2\pi N g(\Lambda)}} \Lambda^{-(N_*+1)} \prod_{j=1}^m (\Lambda v_j + b_j)^{N_j}, \quad (34)$$

где

$$g(\Lambda) = \frac{1-\mu}{\Lambda^2} - \sum_{j=1}^m \frac{f_j v_j^2}{(\Lambda v_j + b_j)^2}, \quad (35)$$

параметр $\mu = 1 - (N_* + 1)/N \simeq 1 - \frac{N_*}{N}$ и в соответствии с (8) введены $\{f_j\}$.

Выражение (34) в принципе пригодно для нахождения совместных оценок $\hat{N}_*$ и $\{s_k\}$. Целесообразно, однако, разделить задачу и найти сначала $\hat{N}_*$ по заданным значениям полного количества событий и среднего шума, а затем подставить оценку $\hat{N}_*$ в (34) и использовать этот функционал для вычисления $\{s_k\}$.

Найти $\hat{N}_*$ указанным образом не составляет труда. Ввиду инвариантности распределения Пуассона суммарное количество событий шума $\xi = \sum \xi_j$ подчиняется закону Пуассона со средним $B = \sum b_j$, а полное количество событий $N = N_* + \xi$ имеет при фиксированном N_* распределение

$$\text{Pr}(N = N|N_*) = e^{-B} \frac{B^{N-N_*}}{(N - N_*)!}, \quad N \geq N_*. \quad (36)$$

Эта вероятность как функция N_* достигает максимума при $N_* \simeq N - B$.

Дальнейшие преобразования (34) заключаются в следующем. Заменим N_* на $\hat{N}_* = (1 - \mu)N$ и будем считать параметр $\mu \equiv B/N$ заданным. Поскольку $g(\Lambda)$ порядка 1, в первом приближении можно не принимать во внимание вариации этой функции и включить ее в постоянный множитель. Наконец, с помощью (6), (8), (16) и (26) преобразуем уравнение (33) для случая $B \neq 0$ к виду (19), а выражение (34) — к виду (18). Этим и завершается вывод основных соотношений.

6. Схема SNHR может быть рассмотрена совершенно так же, как и основная схема SHNR (рис. 1). Мы ограничимся здесь формулами для рандомизированной последовательности независимых испытаний.

Допустим, что пуассоновский шум $\{\xi_k\}$ со средним значением $\langle \xi_k \rangle = b_k$ и полной яркостью $B = \sum_1^n b_k$ вносится до формирования изображения. Вводя вновь оценку полной яркости оригинала по формулам (15) и (16), полагаем, что для произвольно взятого события вероятность оказаться в бине k исходного распределения равна

ваемом подходе априорная информация лишь конкретизирует выражение (12) для p_j , но все соотношения сохраняют вид.

5. *Вывод основных соотношений.* Обозначим через ξ_j содержимое j -го бина, включающее как перераспределенные события оригинала η_j , так и добавку шума $\tilde{\xi}_j$:

$$\xi_j = \eta_j + \tilde{\xi}_j, \quad j = 1, \dots, m. \quad (21)$$

Для применения ММП нужно найти вероятность получения заданного набора $\{N_j\}$, т. е. $P \equiv \Pr(\tau_1 = N_1, \dots, \tau_m = N_m)$.

Как и ранее, совокупность случайных величин $\{\eta_j\}$ подчиняется полиномиальному закону:

$$\Pr(\eta_1 = n_1, \dots, \eta_m = n_m) = \frac{N_*!}{n_1! \dots n_m!} p_1^{n_1} \dots p_m^{n_m}, \quad (22)$$

где p_j определяются (12) и

$$\sum_{j=1}^m n_j = N_*. \quad (23)$$

По предположению, совокупность отсчетов шума подчиняется многомерному распределению Пуассона:

$$\Pr(\xi_1 = r_1, \dots, \xi_m = r_m) = \prod_{j=1}^m e^{-b_j} \frac{(b_j)^{r_j}}{r_j!}, \quad r_j \geq 0. \quad (24)$$

Поскольку источник и аддитивный шум считаются независимыми,

$$P = N_*! e^{-B} \sum_{0 \leq n_j \leq N_j}^* \prod_{j=1}^m \frac{p_j^{n_j}}{n_j!} \cdot \frac{b_j^{N_j - n_j}}{(N_j - n_j)!}, \quad (25)$$

где знаком $*$ отмечено, что суммирование проводится при ограничении (23).

Дальнейшие наши шаги связаны с намерением использовать при оценке суммы в (25) известный метод Дарвина—Фаулера (см., например, книгу Шредингера [13]).

Умножим и разделим правую часть (25) на $N_*^{N_*}$, учтем (23) и обозначим

$$v_j = N_*^{-1} p_j, \quad \sum_{j=1}^m v_j = N_*. \quad (26)$$

Тогда

$$P = N_*! N_*^{-N_*} e^{-B} \sum_{0 \leq n_j \leq N_j}^* \prod_{j=1}^m \frac{v_j^{n_j}}{n_j!} \cdot \frac{b_j^{N_j - n_j}}{(N_j - n_j)!}. \quad (27)$$

$(1 - \mu) s_k + \mu \beta_k$, где $\beta_k = b_k/B$. Вероятность того, что это событие будет затем перераспределено в j -ый бин изображения, равна

$$\tilde{w}_j = \sum_{k=1}^n h_{jk} [(1 - \mu) s_k + \mu \beta_k] = (1 - \mu) p_j + \mu \tilde{\beta}_j, \quad (37)$$

где

$$\tilde{\beta}_j = \sum_{k=1}^n h_{jk} \beta_k \quad (38)$$

— прошедший через систему формирования изображения шум. Наконец, вероятность $\tilde{P}(N_1, \dots, N_m)$ получить на выходе заданный набор отсчетов определяется полиномиальным законом с вероятностями $\{\tilde{w}_j\}$, так что

$$\frac{1}{N} \ln \tilde{P} = \text{const} + \sum_{j=1}^m f_j \ln [(1 - \mu) p_j + \mu \tilde{\beta}_j]. \quad (39)$$

Формально функционалы (17) и (39) не отличаются, и максимизация их при условиях (2) проводится единообразно. Однако важно подчеркнуть вслед за Рашфортом и Харрисом [9], что восстановление в схеме SNHR дает более близкий к оригиналу результат. Причина этого понятна: предварительное сглаживание шума системой формирования изображения эквивалентно сужению занимаемой им полосы частот и как следствие — уменьшению его выходной мощности.

7. Заключительные замечания. Приведенная в разделе 2 постановка задачи восстановления изображения включает три предположения: 1) линейность системы формирования изображения, 2) пуассоновский вид функции распределения шума и 3) независимость значений шума в разных бинах. Легко видеть, что только первое и третье из этих допущений существенны. Действительно, хотя строгий вывод функционала (18) опирался на явный вид закона распределения шума, при не слишком слабых источнике и шуме применима рандомизированная последовательность независимых испытаний, сразу приводящая к функционалам (17) и (39), которые содержат средние значения шума.

Автор признателен В. В. Бирюкову за полезное обсуждение работы и проведение численных расчетов.

MAXIMUM LIKELIHOOD IMAGE RESTORATION

I. MAIN EQUATIONS

V. YU. TEREbizH

The consecutive consideration of image formation process is given, including linear smoothing and adding of white Poissonian noise. The stochastic nature of smoothing is taken into account, so the approach is suitable for the restoration of faint objects. A priori information naturally includes the positivity of the solution. With the aid of Darwin-Fowler method the explicit expression (18) is found for the probability of observed image, and the most probable estimate of the object can be calculated by maximizing this probability. The problem of optimal white noise filtering constitutes the particular case.

ЛИТЕРАТУРА

1. B. R. Frieden, Image Enhancement and Restoration; in Picture Processing and Digital Filtering, ed. T. S. Huang, Springer, 1979, p. 179.
2. Г. И. Василенко, А. М. Тараторин, Восстановление изображений, Радио и связь, М., 1986.
3. Л. М. Сороко, Физ. элем. частиц и атомного ядра, 12, 754, 1981.
4. А. Н. Тихонов, В. Я. Арсенин, Методы решения некорректных задач, Наука, М., 1986.
5. А. В. Гончарский, А. М. Черепашук, А. Г. Язюла, Некорректные задачи астрофизики, Наука, М., 1985.
6. W. K. Pratt, Digital Image Processing, Wiley, 1978.
7. В. Ю. Теребиж, Анализ временных рядов в астрофизике, Наука, М., 1990.
8. B. R. Frieden, Proc. IEEE, 73, 1764, 1985; ТИИЭР, 73, 78, 1985.
9. C. K. Rushforth, R. W. Harris, J. Opt. Soc. Amer., 58, 539, 1958.
10. Б. В. Гнеденко, Курс теории вероятностей, Наука, М., 1988, гл. 2.
11. Е. А. Косарев, В. Д. Песков, Е. Р. Подоляк, Ж. техн. физ., 53, 111, 1983.
12. М. Э. Тараско, Препр. ФЭИ—156, Обнинск, 1969.
13. E. Schrödinger, Statistical Thermodynamics, Cambridge, 1946.

УДК: 533.9:621.039.61

КОМПАКТНЫЕ РАДИОИСТОЧНИКИ КАК ПЛАЗМЕННЫЙ
ТУРБУЛЕНТНЫЙ РЕАКТОР. III. АККРЕЦИОННАЯ МОДЕЛЬ

А. М. АТОЯН, А. Г. НААПЕТЯН

Поступила 11 декабря 1989

Принята к печати 30 февраля 1990

Рассмотрена пространственно неоднородная модель плазменного турбулентного реактора, возникающая при сферической аккреции вещества на предполагаемую сверхмассивную черную дыру в ядре активной галактики (ЯАГ). Показано, что при узких распределениях ускоренных на плазменной турбулентности релятивистских электронов (максвелловского типа) выходящие из ЯАГ спектры излучения являются плоскими либо инвертированными в радио-субмиллиметровом диапазоне, а возникающие при обратном комптоновском рассеянии спектры рентгеновского мягкого гамма-излучения описываются показателем степени $\alpha_x \sim 0.6 \div 0.7$, что хорошо согласуется с наблюдательными данными.

1. Введение. В первых двух частях работы [1, 2] (далее I и II) была предложена модель однородного плазменного турбулентного реактора (ПТР) с самосогласованным спектром надтепловых электронов релятивистского максвелловского типа $f(\gamma) \propto \gamma^2 \cdot \exp(-(\gamma/\gamma_0)^3)$ для компактных внегалактических радиоисточников, каковыми являются ядра активных галактик (ЯАГ, включая квазары). Там же отмечалось, что в более реалистических неоднородных моделях, вероятно, могут быть получены дифференциальные спектры, более близкие к наблюдаемым в широких интервалах частот. В настоящей работе рассматривается модель стационарного сферически-симметричного аккреционного плазменного турбулентного реактора (АПТР), которая позволяет конкретизировать источник энергии мощного излучения ЯАГ ($\lesssim 10^{45}$ эрг с⁻¹ для сейфертовских галактик и $\lesssim 10^{47}$ эрг с⁻¹ для квазаров и ладертидов [3—6]). Именно, считается, что гравитационная потенциальная энергия аккрецирующего вещества с определенной эффективностью превращается в энергию турбулентных электромагнитных полей и далее переизлучается в процессе синхротронного и обратного комптоновского рассеяний (ОКР) релятивистских

электронов, ускоряемых на турбулентности. В модели считается, что аккреция происходит на сверхмассивную черную дыру (ЧД) с массой $\sim (10^7 + 10^9) M_\odot$.

2. *Параметры тепловой плазмы и ускоренных электронов в аккреционном потоке.* Последовательное рассмотрение параметров турбулентной аккреционной плазмы, состоящей из тепловых и надтепловых (релятивистских) электронов и протонов, турбулентности, магнитного поля и излучения, представляет достаточно сложную самостоятельную задачу, выходящую за рамки данной работы. Здесь же мы получим качественные характеристики параметров аккреционной плазмы в рамках ряда обычно используемых и представляющихся физически приемлемыми модельных предположений.

Рассматривая сферически-симметричную стационарную аккрецию с темпом аккреции $\dot{M}$ в предположении, что скорость аккреции $V(r)$ составляет некоторую часть δv (~ 0.5) от скорости свободного падения $V_{ff}(r) = c \cdot r^{-1/2}$, из уравнения непрерывности получаем для плотности тепловых электронов и протонов выражение

$$n(r) = 2.5 \cdot 10^{10} \delta v^{-1} \dot{m} M_8^{-1} r^{-3/2}, \quad (1)$$

где $\dot{m} = \dot{M} c^2 / L_{Ed}$ — темп аккреции в единицах эддингтоновской светимости $L_{Ed} = 1.3 \cdot 10^{40} M_8$; $r = R/R_g$ — радиус в единицах гравитационного радиуса $R_g = 3 \cdot 10^{13} M_8$; $M_8 = M/10^8 M_\odot$ — безразмерная масса черной дыры. Здесь и далее все размерные физические величины приведены в единицах системы СГС.

На больших расстояниях от центра для температуры тепловых электронов и протонов можно использовать оценку $T_e(r) = T_p(r) \approx 0.1 m_p c^2 / r$ (см., например, [7]), однако при приближении к центру на некотором r_* происходит разрыв между $T_e(r)$ и $T_p(r)$, что объясняется тем, что ниже некоторого r_{pe} время электрон-протонных столкновений $t_{pe}(r)$ (см., например, [8]) становится больше характерного времени аккреции с данного радиуса $t_a(r) = r \cdot R_g / V(r)$. Из уравнения $t_{pe}(r_{pe}) = t_a(r_{pe})$ находим

$$r_{pe} = 6.9 \cdot 10^3 \delta v^{4/3} \dot{m}^{-2/3}. \quad (2)$$

Однако следует заметить, что несколько ранее r_{pe} при некотором r_* нагрев тепловых электронов в p — e столкновениях может компенсироваться их охлаждением в процессе комптоновского рассеяния тепловых электронов в поле низкочастотных фотонов с $\hbar \omega \lesssim k_B T_e$. Поэтому можно предположить, что, начиная с некоторого $r_* \gtrsim 10^3$, рост

температуры электронного компонента аккреционной плазмы прекращается и $T_e(r)$ в области $r \leq r_*$ остается на некотором постоянном уровне $T_* \leq 10^9 \text{ K}$. Это модельное предположение согласуется с результатами последовательного рассмотрения аккреции двухтемпературной плазмы, проведенного Колпи и др. [9]. Таким образом, можно предположить зависимость

$$k_B T_e(r) = \begin{cases} 0.1 m_p c^2 / r; & r \geq r_*, \\ 0.1 m_p c^2 / r_*; & r \leq r_*. \end{cases} \quad (3)$$

Отметим, что из (3) следует, что T_* (температура в области $r \leq r_*$) связана с r_* посредством $T_* = r_*^{-1}$.

Аналогично работам I и II, характерную величину магнитного поля будем определять из модельного предположения, что локальная плотность энергии магнитного поля $B^2/8\pi$ близка к состоянию равнораспределения с плотностью энергии тепловых электронов $B^2/8\pi = \partial_B n k_B T_e$, где $\partial_B \lesssim 1$. Отсюда с учетом (1) и (3) получаем

$$B(r) = 1.7 \partial_V^{-1/2} \partial_B^{1/2} m^{1/2} M_8^{-1/2} r_*^{-5/4} \begin{cases} (r_*/r)^{5/4}; & r \geq r_*, \\ (r_*/r)^{3/4}; & r \leq r_*. \end{cases} \quad (4)$$

Спектры стохастического ускорения релятивистских электронов в модели являются локальными, т. к. минимально возможное время ухода с данного радиуса $t_e = r \cdot R_g/c$ превосходит время радиационного охлаждения $t_c = m_e c^2 \gamma / P_c$, где $P_c = \frac{4}{3} \sigma_T \gamma^2 c W_i$ — скорость комптоновских потерь энергии электрона на фотонах с $\hbar \omega \leq m_e c^2 \gamma^{-1}$ (γ — Лоренц-фактор релятивистских электронов). Действительно, выразив W_i через соответствующую светимость посредством $W_i \approx L / 4\pi c r^2 R_g^2$, получаем

$$\frac{t_e}{t_c} = 8 \cdot 10^4 (L_{Ed}/L) \cdot \gamma^{-1} r. \quad (5)$$

Отсюда следует, что во всяком случае для электронов с $\gamma \geq 3'$ и для области $r \leq 10^4$ спектры локальны. Это означает, что мы можем использовать результаты работы I для определения спектра ускоренных электронов $f(\gamma, r)$. Несколько обобщая задачу предположим, что коэффициент диффузии $D(\gamma, r) = D_0(r) \cdot \gamma^g$. В случае показателя степени $g \leq 2$ локальные спектры релятивистских электронов, согласно выражению (I.18), будут максвелловского типа: $f(\gamma, r) \propto n_{rel}(r) \cdot$

$\frac{\gamma^2}{\gamma_0^3} \cdot \exp(-(\gamma/\gamma_0)^{3-g})$. Заметим, что в частном случае ускорения на

резонансной ленгмюровской турбулентности $g = 0$. Тогда, используя соотношения (I.12) и (I.25), находим

$$\gamma_0(r) = 10^3 x_{-5}^{1/3} T_{09}^{0.15} (M_8/l_{-1})^{1.6} r^{0.31}, \quad (6)$$

где $x_{-5} = x/10^{-5}$, $x = W_L^{(res)}/n k_B T_e$, $l_{-1} = l/10^{-1}$ и $l = L/L_{Ed}$.

Из (6) следует, что при возрастании r до r_* величина $\gamma_0(r)$ может возрастать более, чем на один порядок. Как показано в [10], аналогичное поведение должно иметь место и в более общем случае при произвольном $g (\leq 2)$, когда

$$\gamma_0(r) = \gamma_* \begin{cases} (r/r_*)^\lambda; & r \leq r_*, \\ (r/r_*)^{\lambda'}; & r > r_*, \end{cases} \quad (7)$$

где показатель степени λ меняется в узкой области $0.3 \leq \lambda \leq 0.6$ при изменении g в пределах $0 \leq g \leq 2$, величина же показателя λ' близка к нулю. Для характерной величины γ_* будем использовать оценку $\gamma_* \sim 10^3$, что находится в согласии как с (6), так и с результатами исследований [11, 12] в случае однородных моделей.

Заметим, что убывание локального лоренц-фактора $\gamma_0(r)$ с уменьшением r связано с быстрым возрастанием плотности электромагнитного излучения и связанного с этим резким ростом скорости энергетических потерь релятивистских электронов по мере приближения к центру.

Плотность релятивистских электронов $n_{rel}(r) = \int_0^\infty f(\gamma, r) d\gamma$ будем определять из соотношения $n_{rel}(r) \cdot m_e c^2 \gamma_0(r) = \delta_{rel} \cdot n(r) K_B T_e(r)$.

Отметим, что условие $\delta_{rel} \sim 1$ соответствует примерному равномерному распределению плотностей энергий релятивистских и тепловых электронов.

3. Синхро-комптоновское РСМ-излучение релятивистских электронов. Коэффициенты излучения $J_{\omega, c}(\omega, r)$ и поглощения $\Gamma_{\omega, c}(\omega, r)$, вычисленные для спектра $f(\gamma, r) \propto n_{rel} \cdot \frac{\gamma^2}{\gamma_0^3} \cdot \exp(-(\gamma/\gamma_0)^{3-g})$, отличаются от приведенных в работе II заменой $F_1(a) \rightarrow F_1^*(a, g)$, $F_2(a) \rightarrow F_2^*(a, g)$, $G(b) \rightarrow G^*(b, g)$. Функции F_1^* , F_2^* и G^* так же, как и функции F_1 , F_2 и G при $(a, b) \ll 1$ выходят на константы (~ 0.5) и экспоненциально обрываются при $(a, b) \gg 1$. Это означает, что в области r эффективно генерируются фотоны с частотами ω , удовлетворяющие условию $a(\omega, r) \lesssim 1$ и $b(\omega, r) \lesssim 1$ (напомним, что $a \equiv a(\omega, r) = \omega/\omega_p \gamma_0^2$ и $b \equiv b(\omega, r) = \omega/2\omega_p \gamma_0^2 [2]$), соответственно, для синхротронного и турбулентного комптоновского излучений.

Поскольку турбулентность в модели изотропна, а магнитное поле предполагается хаотично направленным, коэффициент излучения также не будет зависеть от направления. Тогда из уравнения переноса (см., например, [13]) легко найти для интенсивности излучения от единицы поверхности $r_{\perp} dr_{\perp} d\varphi$ ($r_{\perp}$ — прицельный параметр) в единицу телесного угла в направлении на наблюдателя

$$I(\omega, r_{\perp}) = \frac{R_{\perp}}{4\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} J(\omega, r(x)) \cdot e^{-\tau(\omega, r(x))} dx, \quad (8)$$

где $r_{\perp}$ и x образуют декартовую прямоугольную систему координат с началом на ЧД и осью x на наблюдателя, $r(x) = \sqrt{x^2 + r_{\perp}^2}$ — радиус точки с координатами $r_{\perp}$ и x , а $\tau(\omega, r(x))$ — оптическая толщина по линии $r_{\perp} = \text{const}$ от точки x до наблюдателя. Учитывая сильную зависимость τ и $J(\omega, r)$ от r , для качественных аналитических оценок далее будем считать, что источник является полностью непрозрачным в области, где $\tau > 1$, и полностью прозрачным при $\tau < 1$. Уравнение $\tau = 1$ описывает поверхность, которая хорошо аппроксимируется цилиндрической поверхностью при $x < 0$, переходящей при $x > 0$ в полусферу, радиус r_{ω} которой можно оценить из условия $\tau(\omega, r_{\omega}) = 1$.

Характерная оптическая толщина по синхротронной реабсорбции равна (здесь и далее принимается $\delta_V = 0.5$)

$$\tau_s(\omega, r) = 1.7 \cdot 10^{-5} \delta_{r,1} \delta_B^{-1/2} \gamma_{*3}^{-6} m^{1/2} M_8^{1/2} r_{*3}^{-1/4} \left(\frac{\omega}{\omega_*} \right)^{-5/3} \times \\ \times \begin{cases} (r_*/r)^{1 + \frac{8}{3}\lambda} & ; \quad r \leq r_* \\ (r_*/r)^{\frac{7}{3} + \frac{8}{3}\lambda'} & ; \quad r \geq r_* \end{cases} \quad (9)$$

где $\omega_* = 4.3 \cdot 10^{13} \delta_B^{1/2} m^{1/2} M_8^{-1/2} \gamma_{*3}^2 r_{*3}^{-5/4}$ — характерная максимальная частота синхротронного излучения, излучаемого на радиусе r_* .

Обращая уравнение $\tau(\omega, r_{\omega}) = 1$ относительно r_{ω} , получаем

$$r_{\omega} = r_* \begin{cases} (\omega_*/\omega)^{5/(8\lambda+3)}; & \omega \geq \omega_* \\ (\omega_*/\omega)^{5/(8\lambda'+17)}; & \omega \leq \omega_* \end{cases} \quad (10)$$

где $\omega_* = 5.7 \cdot 10^{10} (F_1^*(0, g))^{3/5} \delta_{r,1}^{3/5} \delta_B^{1/5} m^{4/5} M_8^{-1/5} \gamma_{*3}^1$ — решение уравнения $\tau(\omega_*, r_*) = 1$.

Чтобы оценить синхротронную и плазменную комптоновскую светимости, заметим, что функции $x^{1/3} F_2^*(a, g)$ и $x G^*(x, g)$ пропор-

диональны, соответственно, $x^{1/3}$ и x при $x < 0.1$, почти постоянны в области $0.1 \lesssim x \lesssim 1$ и экспоненциально заваливаются при $x \gg 1$. Поэтому будем аппроксимировать обе функции прямоугольным профилем

с высотами $c_s = \int_0^\infty a^{1/3} F_2^*(a, g) da$ и $c_e = \int_0^\infty b G^*(b, g) db$, соответ-

ственно, на отрезке $x \in [0, 1]$, ибо основная часть излучения в обоих механизмах соответствует области $x \lesssim 1$. При изменении показателя g в пределах $0 \leq g \leq 2$ имеем $0.80 \leq c_s \leq 10.7$ и $0.15 \leq c_e \leq 2$.

Тогда из (8) и (II 12) для интенсивности синхротронного излучения в области частот $\omega < \omega_*$ легко получаем

$$I_s(\omega, r_\perp) = 2 \cdot 10^{-4} c_s \partial_{rel} \partial_B^{1/2} m^{3/2} M_8^{-1/2} r_{*3}^{-1} r_{\perp 3}^{-11/4} \times \\ \times \begin{cases} (r_*/r_\omega)^{\lambda+5/4}; & r_\perp < r_\omega, \\ (r_*/r_\perp)^{\lambda+5/4}; & r_* \geq r_\perp > r_\omega. \end{cases} \quad (11)$$

В области же $r_\perp > r_*$ интенсивность излучения быстро падает с ростом $r_\perp$ ($I_s \propto r_\perp^{-\frac{10}{3}-\lambda}$), т. е. падает быстрее $r_\perp^{-3}$.

Отметим, что на частотах $\omega < \omega_*$ интенсивность сильно подавлена из-за эффекта Рازیна—Цытовича [1, 2], что хорошо видно и на рис. 1, так что в рассматриваемой модели вклад в излучение от области пространства $r > r_*$ качественно не меняет спектральную светимость источника для $\omega \gtrsim \omega_*$.

Из сравнения (11) с релей—джинсовским спектром можно оценить распределение яркостной температуры T_{br} по источнику как функцию от частоты ($\omega \lesssim \omega_*$) и $r_\perp$:

$$T_{br} = 8 \cdot 10^{12} \cdot \frac{I(\omega, r_\perp)}{\omega_{13}^2}, \quad (12)$$

где $\omega_{13} = \omega/10^{13}$.

Легко заметить, что на данной частоте образуется центральный диск постоянной яркости с радиусом r_ω , вне которого температура T_{br} падает $\propto r_\perp^{-(\lambda+5/4)}$. В области частот $0.1 \omega_* \lesssim \omega \lesssim \omega_*$ внутри центрального диска яркостная температура зависит от частоты как $T_{br} \propto \omega^{-\alpha_{br}}$, где $\alpha_{br} = (11\lambda - 1/4)/(8\lambda + 3)$ (при $0.3 \leq \lambda \leq 0.6$ имеем $0.6 \leq \alpha_{br} \leq 0.8$), а вне его $T_{br} \propto \omega^{-2}$. При $\omega < 0.1 \omega_*$ же $T_{br} \propto \omega^{\frac{1}{3} - \alpha_{br}}$, вплоть до $\omega \sim \omega_*$, а при $\omega < \omega_*$ температура T_{br} резко падает из-за эффекта

Разина—Цытовича. При этом для $\omega \sim \omega_*$ и для значений параметров $m \sim 1$, $M_8 \sim 1$, $\gamma_{*3} \sim 1 + 10$ яркостная температура может достигать значений $T_{br} \lesssim 10^{12}$ К, что хорошо согласуется с наблюдательными данными.

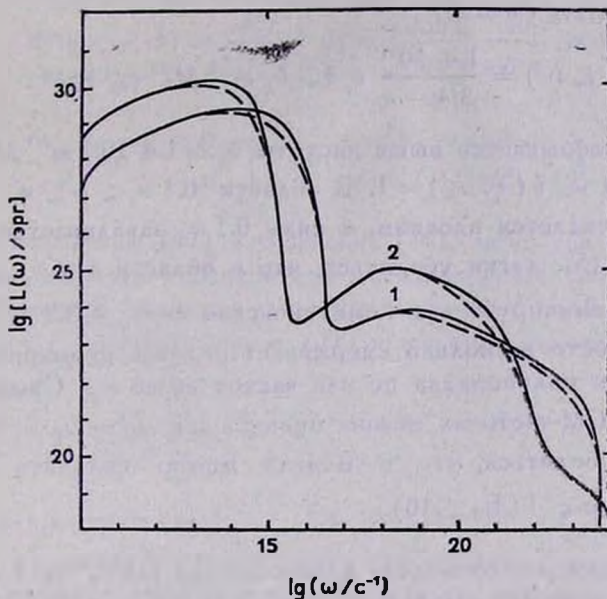


Рис. 1. Спектры излучения с учетом (сплошная линия) и без учета (пунктирная линия) комптоновского плазменного излучения для некоторых значений параметров модели АПТР: 1. $\gamma_* = 6300$, $m = 1$, $\lambda = 0.6$, $M_8 = 1$, $\delta_{rel} = 0.1$; 2. $\gamma_* = 1600$, $m = 1$, $\lambda = 0.4$, $M_8 = 1$, $\delta_{rel} = 0.1$.

На основании (11) для спектральной светимости $L_s(\omega) = 4\pi R_g^2 \times \int_0^\infty I_s(\omega, r_\perp) 2\pi r_\perp dr_\perp$ получаем

$$L_s(\omega) = \frac{1.4 \cdot 10^{31}}{3/4 - \lambda} c_s \delta_{rel} \delta_B^{1/2} m^{3/2} M_8^{3/2} \gamma_{*3}^{-1} r_{*3}^{-3/4}. \quad (13)$$

Итак, в области частот $0.1\omega_* \lesssim \omega \lesssim \omega_*$ синхротронный спектр является плоским, в области $\omega < 0.1\omega_*$ — инвертированным ($\propto \omega^{1/3}$), а выше ω_* заваливается экспоненциально.

Заметим, что светимость (13) можно получить также и используя соотношение

$$L(\omega) = 4\pi R_*^3 \int_{r_{\omega}}^{+\infty} J(\omega, r) r^2 dr. \quad (14)$$

Вычисление комптоновской светимости на основании (14) и (II.13) приводит к результату ($\omega \leq \omega_c$)

$$L_c(\omega) = \frac{1.4 \cdot 10^{31}}{3/4 - \lambda} c_e \delta_{rel} \delta_L m^{3/2} M_8^{3/2} \gamma_{*3}^{-1} r_{*3}^{-5/4}. \quad (15)$$

Этот спектр обрывается выше частоты $\omega_c = 1.4 \cdot 10^{11} m^{1/2} M_8^{-1/2} \gamma_{*3}^2 r_{*3}^{-3/4}$, определяемой из $b(\omega_c, r_*) = 1$. В области $0.1 \omega_c \leq \omega \leq \omega_c$ комптоновский спектр является плоским, а ниже $0.1 \omega_c$ заваливается $\propto \omega^1$. Сравнивая (13) и (15), легко убедиться, что в области $\omega \lesssim \omega_s$ синхротронный спектр доминирует над комптоновским ($\omega_c/\omega_s = 3.3 \delta_B^{-1/2} r_{*3}^{1/2} \sim 3$), последний просто несколько сдерживает падение суммарного спектра на протяжении полупорядка по оси частот выше ω_s . Суммарную светимость на РСМ-частотах можно оценить как $L_s \sim L_s \cdot \omega_s + L_c \omega_c$. При этом легко убедиться, что в модели можно получить светимости $L_s \lesssim 10^{44-46}$ эрг с $^{-1}$ ($M_8 \lesssim 10$).

4. Генерация рентгеновского излучения при ОКР. Для вычисления спектра рентгеновского излучения, который генерируется при ОКР низко-частотных фотонов на релятивистских электронах, необходимо прежде вычислить спектральную плотность РСМ-излучения $\mathcal{W}(\omega, r)$. Спектральная плотность энергии $\mathcal{W}(\omega, r)$ связана с плотностью энергии фотонов $\mathcal{W}^*(\omega, r, \theta)$, имеющих заданное направление движения, посредством

$$\mathcal{W}(\omega, r) = 2\pi \int_0^\pi \mathcal{W}^*(\omega, r, \theta) \sin\theta d\theta \quad (\text{угол } \theta \text{ отсчитывается от радиаль-}$$

ного направления). Уравнение для $\mathcal{W}^*$ (см., например, [14]) в сферических координатах (r, θ) можно представить в форме

$$\cos\theta \frac{\partial \mathcal{W}^*}{\partial r} - \frac{\sin\theta}{r} \frac{\partial \mathcal{W}^*}{\partial \theta} = \frac{1}{4\pi c} J(\omega, r) - \frac{1}{c} \Gamma(\omega, r) \mathcal{W}^*. \quad (16)$$

Найдем решение уравнения (16), исходя из физических соображений.

Учитывая, что коэффициент излучения $J(\omega, r')$ в точке $\vec{r}'$ приводит в точке $\vec{r}$ к плотности излучения $\delta \mathcal{W}^* = J(\omega, r') e^{-\Delta\tau}/4\pi c l^2$, где $l = |\vec{r} - \vec{r}'|$ и $\Delta\tau$ — оптическая толщина по синхротронной реабсорбции

между точками $\vec{r}'$ и $\vec{r}$, проведем интегрирование вдоль единичного телесного угла $d\Omega$ с аксиальным углом θ в данной точке $\vec{r}$: $d^3 r' = l^2 dl d\Omega$. В результате этого получим

$$\begin{aligned} W^*(\omega, r, \theta) = & \frac{R_g}{4\pi c} \int_0^\pi J\left(\omega, \frac{r \sin \theta}{\sin \varphi}\right) \frac{r \sin \theta}{\sin^2 \varphi} d\varphi \times \\ & \times \exp\left(-\frac{R_g}{c} \int_0^\pi \Gamma\left(\omega, \frac{r \sin \theta}{\sin \varphi}\right) \frac{r \sin \theta}{\sin^2 \varphi} d\varphi\right). \end{aligned} \quad (17)$$

Подставляя выражение (17) в уравнение (16), легко убедиться, что оно действительно является решением этого неоднородного уравнения в частных производных. В принятом выше приближении ($\tau \sim 0$ при $r > r_\omega$ и $\tau = \infty$ при $r < r_\omega$) интегрирование (17) приводит к выражению

$$W(\omega, r) = \frac{R_g}{2cr} \int_{r_\omega}^\infty \ln\left(\frac{\sqrt{\rho^2 - r_\omega^2} + \sqrt{\rho^2 - r^2}}{\rho - r}\right) J(\omega, \rho) \rho d\rho \quad (18)$$

для области пространства $r > r_\omega$. В области же $r < r_\omega$ (область непрозрачности) имеем $W(\omega, r) = J(\omega, r)/\Gamma(\omega, r)$.

В аналитических оценках в подинтегральном выражении в (18) можно пренебречь r_ω . Разложив далее логарифм по ρ/r при $\rho < r$ и по r/ρ при $\rho > r$, можно получить оценку плотностей синхротронного и комптоновского плазменного излучений в области прозрачности. При этом, как и в случае вычисления РСМ-светимостей по обоим механизмам, легко убедиться, что даже при значениях энергии турбулентности, сравнимых с энергией магнитного поля, вклад комптоновского плазменного механизма в результирующее излучение может лишь сравниться с вкладом синхротронного механизма. Поэтому далее вычисление суммарной плотности излучения $W_\Sigma(\omega, r)$ будем проводить, считая $I_\Sigma \approx J_\Sigma$. В результате получаем

$$W_\Sigma(\omega, r) = \frac{3.5 \cdot 10^{-14}}{3/4 - \lambda} c_s \delta_{rel}^{1/2} \delta_B^{1/2} m^{3/2} M_8^{-1/2} \gamma_{-3}^{-1} r_{*3}^{-11/4} \left(\frac{r_*}{r}\right)^{\frac{5}{4} + \lambda} \quad (19)$$

для области пространства $r_\omega < r \leq r_*$. В области же $r > r_*$ имеем $W_\Sigma \propto r^{-2}$, что соответствует тому, что излучение генерируется в основном в области $r \leq r_*$. При $r < r_*$ синхротронная и комптоновская плотности излучения простираются до частот $\omega_s(r_*/r)^{3/4 - 2\lambda}$ и $\omega_c(r_*/r)^{3/4 - 2\lambda}$.

соответственно, определяемых из $a(\omega, r) = 1$ и $b(\omega, r) = 1$ (при $r > r_*$ эти спектры экспоненциально загибаются фактически выше частот ω_* и ω_g), и так как $\omega_g/\omega_* \sim 3$, то за характерную частоту обрыва спектра (19) будем брать $\omega_g = 2\omega_*(r_*/r)^{3/4-2}$.

Заметим, что полученный плоский спектр (19) остается таковым на 1.5 порядка ниже ω_* , а при еще меньших частотах $W_g \propto \omega^{1/3}$.

В силу того, что в основной области форма спектральной плотности излучения является плоской, при оценках рентгеновского спектра ОКР можно пользоваться дельта-функциональным приближением Гинзбурга и Сыроватского [14]

$$d\sigma/d\omega = \sigma_T \bar{\gamma} \left(\omega - \frac{4}{3} \bar{\gamma}^2 \omega_0 \right), \quad (20)$$

где $\bar{\gamma} = \gamma_0 \Gamma\left(\frac{4}{3-g}\right) / \Gamma\left(\frac{3}{3-g}\right)$ — средний лоренц-фактор релятивистских электронов, которые далее будут считаться моноэнергетичными ($0.9\gamma_0 \leq \gamma \leq 3\gamma_0$ при $0 \leq g \leq 2$).

Коэффициент излучения рентгеновских фотонов при ОКР

$$J^{(x)}(\omega, r) = c n_{rel} \omega \int \frac{W(\omega_0, r)}{\omega_0} \frac{d\sigma}{d\omega} d\omega_0, \quad (21)$$

вычисляется для спектра (19) с сечением (20). При этом $J^{(x)}(\omega, r)$ обрывается выше частоты $\omega_g^{(x)} = \frac{4}{3} \bar{\gamma}^2 \omega_*$, и из-за $\omega_g^{(x)} \propto r^{4\lambda-3/4}$ для данной частоты ω рентгеновского спектра существует радиус $r_m^{(x)}$, ниже которого генерация фотонов с энергией $\hbar\omega$ при ОКР экспоненциально подавлена. Интегрируя коэффициент излучения $J^{(x)}(\omega, r)$ по (14) с нижним пределом $r_m^{(x)}$, получаем для светимости ОКР-излучения следующее выражение ($\omega \lesssim \omega_g^{(x)}$):

$$L_{(\omega)}^{(x)} = \frac{1.4 \cdot 10^{30}}{(2\lambda - 1/4)(3/4 - \lambda)} c_s \delta_{rel}^2 \delta_B^{1/2} m^{5/2} M_8^{3/2} \gamma_{*3}^{-2} r_{*3}^{-9/4} \left(\frac{\omega_g^{(x)}}{\omega} \right)^{\alpha_x}, \quad (22)$$

где $\omega_*^{(x)} \equiv \omega_*(r_*)$ и $\alpha_x = (2\lambda - 1/4)/(4\lambda - 3/4)$.

Как видно из (22), в результате ОКР от синхро-комптоновского РСМ-спектра образуется степенной спектр рентгеновского (до мягкого гамма) излучения с показателем α_x , меняющегося в узких пределах $0.6 \leq \alpha_x \leq 0.8$ для значений λ , рассмотренных в модели. Выше $\omega_g^{(x)}$ спектр (22) экспоненциально заваливается. Нижняя же граница этого спектра определяется из условия $r_m^{(x)} \gtrsim 3$ (область $r < 3$, требующая

учета поправок общей теории относительности, не дает существенно-го вклада в светимость), откуда следует, что этот спектр простирается на $\Delta = 10^1 - 15.8$ порядка по оси частот. С учетом $0.3 \leq \lambda \leq 0.6$ (получаемым из $\lambda = 1.25/(4 - g)$ с $0 \leq g \leq 2$ [10]) это дает $1 \leq \Delta \leq 4$. Верхняя граница $\omega_{*}^{(x)}$ спектра (22) существенно зависит от параметра γ_{*} ($\omega_{*}^{(x)} \propto \gamma_{*}^4$). Так, при значениях параметров $\dot{m} = M_8 = \gamma_{*0} = 1$ и $0.3 \leq \lambda \leq 0.6$ имеем $100 \text{ кэВ} \lesssim h\omega_{*}^{(x)} \lesssim 1 \text{ МэВ}$, а при увеличении γ_{*} на 0.5 порядка эта энергия перемещается в область $10 \text{ МэВ} \lesssim h\omega_{*}^{(x)} \lesssim 100 \text{ МэВ}$. Отметим, что суммарная рентгеновская светимость источника, оцениваемая по $L_{\Sigma}^{(x)} \sim \omega_{*}^{(x)} L^{(x)}(\omega_{*}^{(x)})$, сравнима с РСМ-светимостью источника, что позволяет оценить значение параметра δ_{rel} . А именно, так как полная светимость источника равна части энергии $\dot{M} c^2$, которая перекачивается в турбулентность, а последняя обычно считается $\lesssim 0.1 \dot{M} c^2$, и поскольку $L_{\Sigma}^{(x)}$ порядка и больше РСМ-светимости источника, то простые вычисления приводят к оценке $0.1 \lesssim \delta_{rel} \lesssim 1$ для значений параметров, обсуждаемых в модели.

В численных расчетах использовалось точное сечение ОКР Кляйна—Нишины, а также возможное образование e^+e^- пар на γ -квантах и ОКР рентгеновских фотонов (более подробно об этом см. в [10]). Результаты расчетов для некоторых значений параметров, представленные на рис. 1, в целом хорошо согласуются с полученными оценками и наблюдательными данными.

5. Заключение. Итак, в рассмотренной модели АПТР с локальными спектрами релятивистских электронов максвелловского типа образуются плоские спектры РСМ-излучения с характерным обрывом в субмиллиметровой инфракрасной части спектра и с инвертированным спектром $L(\omega) \propto \omega^{1.3}$ для частот $\omega < 0.1 \omega_*$. Учет плазменного комптоновского рассеяния и поглощения к качественным изменениям не приводит. На фиксированной РСМ-частоте ω в плоскости неба образуется диск постоянной яркости с характерным размером r_m . Вне этого диска яркостная температура падает степенным образом. Внутри самого диска яркостная температура T_{br} зависит от частоты по $T_{br} \propto \omega^{-\alpha_{br}}$ с $0.6 \leq \alpha_{br} \leq 0.8$ при $0.3 \leq \lambda \leq 0.6$. При этом в центральной области могут получаться значения яркостной температуры вплоть до $T_{br} \lesssim 10^{12} \text{ К}$. С учетом того, что при ОКР наиболее существенна плоская часть РСМ-спектра, мы приняли ступенчатую аппроксимацию РСМ-спектра. Тем не менее, при ОКР от этого спектра получается степенной рентгеновский спектр $L^{(x)}(\omega) \propto \omega^{-\alpha_x}$ с показателем α_x в узком интервале $0.6 \leq \alpha_x \leq 0.8$, что хорошо согласуется с наблюдательными данными

для ряда ЯАГ [16]. Последнее связано с ростом характерной энергии релятивистских электронов $\gamma_0(r)$ при отдалении от центра. Возникновение подобного спектра прежде всего объясняется тем, что по мере приближения к центру темп ускорения релятивистских электронов отстает от темпа потерь энергии (из-за увеличения плотности излучения вблизи центра), в результате чего на больших расстояниях от ЧД релятивистские электроны обладают большей энергией. При рассеянии даже плоских РСМ-спектров на этих электронах более энергичные рентгеновские фотоны генерируются в отдаленных от ЧД областях. Это обстоятельство вместе со степенной зависимостью основных параметров плазмы приводит к указанной степенной зависимости в рентгеновском гамма-диапазоне. Степенной спектр может простирается до энергии ≤ 30 МэВ. Хотя это выше порога фоторождения e^+e^- пар, но поскольку столь энергичные фотоны генерируются на отдаленных от центра областях, где мала пространственная плотность фотонов, то в модели оказывается возможным выход этого гамма-излучения ($\omega < \omega_{\text{кр}}^{(2)}$) из источника без существенного поглощения.

Отметим также, что завал в субмиллиметровой инфракрасной области, т. е. при $\omega > \omega_s$, мог бы быть несколько сглажен при учете частичной комптонизации синхротронного излучения в области $r \gtrsim 10$. Этот вопрос, однако, выходит за рамки настоящей работы и требует отдельного рассмотрения.

Ереванский государственный
университет

COMPACT RADIO SOURCES AS A PLASMA TURBULENT REACTOR. III. AN ACCRETION MODEL

A. M. ATOYAN, A. G. NAHAPETIAN

A spatially inhomogeneous model of plasma turbulent reactor (PTR) arising in the spherical accretion of plasma onto a suggestive supermassive black hole in the active galactic nucleus (AGN) is considered. It is shown that for the relativistic Maxwell type narrow distributions of relativistic electrons accelerated by the turbulence, arising radiation spectra in the radio—submillimeter (RSM) range are flat or inverted. Inverse Compton scattering of RSM photons on these electrons leads to a power law spectra with the index $\alpha_x \sim 0.6 + 0.7$ in the X-ray up to soft gamma—ray range, which is in a good agreement with observational data.

ЛИТЕРАТУРА

1. А. М. Атоян, А. Г. Напетян, *Астрофизика*, 26, 527, 1987.
2. А. М. Атоян, А. Г. Напетян, *Астрофизика*, 27, 118, 1987.
3. G. A. Kriss, C. R. Cantares, G. R. Ricker, *Astrophys. J.*, 242, 492, 1980.
4. H. Tananbaum, J. F. C. Wardle, G. Zamorani, Y. Avni, *Astrophys. J.*, 268, 60, 1983.
5. G. M. Rieke, M. J. Lebofsky, *Ann. Rev. Astron. and Astrophys.*, 17, 477, 1979.
6. C. G. Impey, P. W. J. L. Brand, R. D. Wolstencroft, P. M. Williams, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, 200, 19, 1982.
7. J. R. Ipser, R. H. Price, *Astrophys. J.*, 267, 371, 1983.
8. М. М. Лифшиц, Л. П. Питаевский, *Физическая кинетика*, Наука, М., 1979.
9. M. Colpi, L. Maraschi, A. Treves, *Astrophys. J.*, 280, 319, 1984.
10. А. М. Атоян, А. Г. Напетян, *Active Galactic Nuclei as Accretion Turbulent Synchrotron—Self—Compton Sources*, *Prepr. Yerevan, Phys. Inst.*, 1101 (64), 1988.
11. R. Schlickeiser, *Astron. and Astrophys.*, 143, 431, 1985.
12. F. A. Aharonian, A. M. Atoyan, A. Nahapetian, *Astron. and Astrophys.*, 162, L1, 1986.
13. А. Пахольчик, *Радиоастрофизика*, Мир, М., 1973.
14. С. А. Каплан, В. Н. Цытович, *Плазменная астрофизика*, Наука, М., 1972.
15. В. Л. Гинзбург, С. И. Сыроватский, *Ж. эксперим. и теор. физ.*, 26, 1865, 1964.
16. D. M. Worrall, F. E. Marshall, *Astrophys. J.*, 276, 434, 1984.

КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ

УДК: 524.7—77:520.27

НАБЛЮДЕНИЯ РАДИОГАЛАКТИКИ IC 4296 НА РАТАН-600*

Наблюдения радиогалактики IC 4296 были проведены в марте 1982 г. на южном секторе с плоским отражателем РАТАН-600 на трех частотах: 960, 3650 и 3950 МГц. Эта радиогалактика наблюдалась также на северном секторе РАТАН-600 на частотах 2300, 3650 и 7700 МГц Н. С. Соболевой в 1980 г. в рамках программы исследования выборки 47 протяженных радиогалактик [1].

Близкая ($z = 0.0122$) эллиптическая (Е0) галактика, ярчайшая в группе окружающих ее галактик, IC 4296 интересна тем, что из ее ядра на большое расстояние тянутся два симметричных искривленных радиовыброса так, что общий размер источника составляет $\sim 35'$, что соответствует 360 кпк при постоянной Хаббла $100 \text{ км с}^{-1} \text{ Мпк}^{-1}$. Подробные сведения об этой галактике можно найти в серии статей [2—4], где рассмотрена также детальная модель радиоисточника и имеются ссылки на предыдущие работы, посвященные ее изучению.

Наблюдения на РАТАН-600 уточняют спектры отдельных компонентов протяженного радиоисточника, связанного с IC 4296, и важны, поскольку дополняют наблюдения с системами апертурного синтеза, мало чувствительные к деталям большого размера.

Результаты наблюдений. Стрип-распределения радиояркости (в направлении восток-запад) галактики IC 4296, полученные с РАТАН-600, приведены на рис. 1.

Обработка наблюдений на южном секторе с плоским отражателем была выполнена согласно методике, описанной в работе [5]. Для калибровки антенны в качестве опорных были использованы радиоисточники PKS 1154—34 и PKS 0237—23 с плотностями потоков в шкале BGPW 77

* Работа подготовлена к печати сотрудником АО ЛГУ А. Г. Губановым (в настоящее время инженер САО) уже после трагической гибели К. Д. Алажаберова.

[6]. Распределения яркости на рис. 1 соответствуют осреднению 5 отдельных записей IC 4296 на каждой частоте.

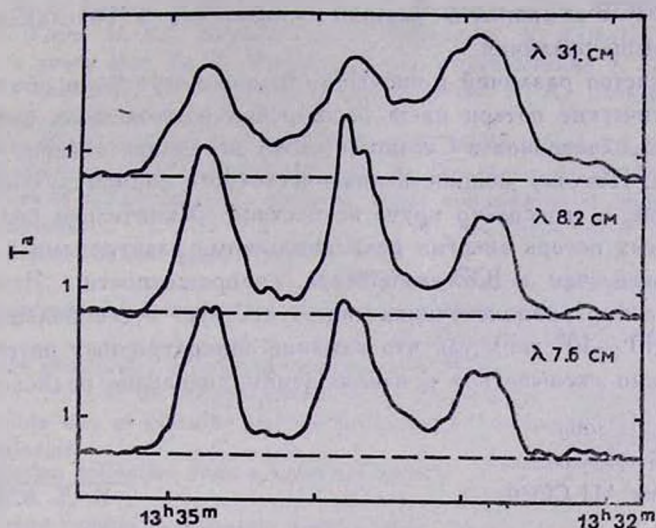


Рис. 1. Стрип-распределения радиояркости галактики IC 4296, полученные на РАТАН-600.

Измеренные плотности потоков основных компонентов радиогалактики IC 4296, известных ранее как радиоисточники PKS 1332—33, PKS 1333—33 и PKS 1334—34 (СЗ-центральный и ЮВ-компоненты), приведены в табл. 1.

Таблица 1
ПЛОТНОСТИ ПОТОКОВ ОТДЕЛЬНЫХ КОМПОНЕНТОВ IC 4296

Частота МГц	Плотности потоков [Ян]			
	PK S 1332—33	PK S 1333—33	PK S 1334—34	Интегральный
960	10.97 ± 0.83	6.44 ± 0.51	6.63 ± 0.53	24.0 ± 2.0
3650	2.29 ± 0.11	2.43 ± 0.10	2.24 ± 0.09	7.0 ± 0.4
3950	1.90 ± 0.13	2.14 ± 0.11	2.02 ± 0.10	6.1 ± 0.4

И из рисунка, и из таблицы видно, что СЗ-компонент радиоисточника имеет заметно более крутой спектр, чем ЮВ-компонент. Это коррелирует с тем, что СЗ-компонент находится ближе к ядру галактики, чем ЮВ-компонент, а питающий его радиовыброс в среднем ярче, более искривлен

и извилист, чем противоположный выброс [2]. Можно предположить, что СЗ-компонент и соответствующий выброс эволюционируют в среднем в более плотной окружающей среде (точнее, в среде с более высоким давлением), чем ЮВ-компоненты радиисточника, что и обуславливает перечисленные выше различия.

Что касается различий в спектрах, то они могут быть объяснены тем, что адиабатические потери из-за расширения и, возможно, диффузия релятивистских электронов в СЗ-компонентах источника меньше, чем в ЮВ-компонентах. Поэтому мощность низкочастотного радиоизлучения СЗ-компонента выше, а его спектр круче вследствие сравнительно более высоких синхротронных потерь энергии релятивистскими электронами в магнитных полях большей, чем в ЮВ-компоненте, напряженности. Заметим, что огромный размер радиисточника свидетельствует о его большом времени жизни ($\sim 10^7$ — 10^8 лет), так что влияние синхротронных потерь действительно должно сказываться в наблюдаемом диапазоне радиоволн.

19 февраля 1990

Специальная астрофизическая
обсерватория АН СССР

К. Д. АЛИАКБЕРОВ

ЛИТЕРАТУРА

1. Н. С. Соболева, *Астрофиз. исслед. Изв. Спец. астрофиз. обсерв.*, 14, 50, 1981.
2. N. E. B. Killeen, G. V. Bicknell, R. D. Carter, *Astrophys. J.*, 302, 306, 1985.
3. N. E. B. Killeen, G. V. Bicknell, D. Carter, *Astrophys. J.*, 309, 45, 1986.
4. N. E. B. Killeen, G. V. Bicknell, *Astrophys. J.*, 324, 193, 1988.
5. К. Д. Алиакберов и др., *Астрофиз. исслед. Изв. Спец. астрофиз. обсерв.*, 19, 60, 1985.
6. J. W. M. Baas, R. Genzel, I. I. C. Paulini-Toth, A. Witzel, *Astron. and Astrophys. Suppl. Ser.*, 61, 99, 1977.

CONTENTS

Stars of early types in the region of stellar association OB1 observed with the "Glazar" space telescope . . . <i>H. M. Tovmassian, R. Kh. Hovhannessian, R. A. Epremian, M. A. Mkrtchian, Yu. M. Khodjayants, M. N. Krmo-yan, A. L. Kashin, D. Huguenin, Yu. V. Romanenko, A. P. Alexandrov, B. G. Titov, M. Kh. Manarov, A. A. Volkov, S. K. Krikalev</i>	197
MWC 342—a young star <i>Yu. K. Bergner, A. S. Miroshnichenko, I. S. Sudnik, R. V. Yudin, N. Yu. Yutanov, A. A. Krivtsov, A. N. Sokolov, K. S. Kuratov, D. B. Mukanov</i>	203
Observational study of fuors. II. The light curve of V1515 Cygni. Fourier analysis of small amplitude variability . <i>M. A. Ibragimov, V. S. Shevchenko</i>	221
The abundance of palladium group elements in the atmospheres of evolved stars II. Ruthenium <i>M. Ya. Orlov, A. V. Shavrina</i>	231
On the Te content in cool giant stars <i>A. A. Akopyan, Yu. K. Melik—Alaverdian</i>	235
A spectrophotometrical investigation of the galaxy Markarian 7 <i>A. N. Burenkov, E. Ye. Khachikian</i>	254
Detail surface photometry of peculiar galaxy NGC 3718 <i>V. A. Hagen-Thorn, V. P. Reshetnikov, V. A. Yakovleva</i>	255
On the possible way of globular clusters formation in coronae of giant elliptical galaxies <i>V. G. Gorbatsky</i>	267
Diffuse radiation reflection from a spherical nebula <i>A. K. Kolesov, V. V. Sobolev</i>	277
The temperature profile in magnetic neutron star <i>A. K. Avetissian, D. M. Sedrakian</i>	291
The motion of vortices and energy dissipation in the neutron star core <i>D. M. Sedrakyan, A. D. Sedrakyan, K. M. Shahabasyan</i>	303
Jupiters around dead stars and formation of single recycled radio pulsars <i>G. S. Btsnovatyi—Kogan</i>	313
Maximum likelihood image restoration I. Main equations . . . <i>V. Yu. Terebizh</i>	327
Compact radio sources as a plasma turbulent reactor. III. An accretion model <i>A. M. Atoyan, A. G. Nahapettian</i>	341
NOTES	
Observations of the IC 4296 radio galaxy with RATAN—600 <i>K. D. Altakberov</i>	355

Техн. редактор Л. А. Азизбеян

Сдано в набор 6.04.1990. Подписано к печати 27. 07. 1990. ВФ 01499.
 Бумага № 1, 70×100¹/₁₆. Высокая печать. Печ. лист. 10,13+2 вкл. Усл. печ. лист. 13,49.
 Учет.-изд. 10,2. Тираж 940. Заказ 178. Издат. 7793.

Адрес редакции: 575019, Ереван, пр. Маршала Баграмяна, 24, I эт., 14 к., т. 52-70-03.
 Типография Издательства АН Армянской ССР, Ереван-19, пр. Маршала Баграмяна, 24.

СОДЕРЖАНИЕ (продолжение)

ДИФфуЗНОЕ ОТРАЖЕНИЕ СВЕТА СФЕРИЧЕСКОЙ ТУМАННОСТЬЮ <i>А. К. Колесов, В. В. Соболев</i>	277
ПРОФИЛЬ ТЕМПЕРАТУРЫ ВНУТРИ НАМАГНИЧЕННОЙ НЕЙТРОН- НОЙ ЗВЕЗДЫ <i>А. К. Аветисян, Д. М. Седракян</i>	291
ДВИЖЕНИЕ ВИХРЕЙ И ДИССИПАЦИЯ ЭНЕРГИИ В ЯДРЕ НЕЙТРОН- НЫХ ЗВЕЗД . . . <i>Д. М. Седракян, А. Д. Седракян, К. М. Шахабасян</i>	303
ЮПИТЕРЫ ВОКРУГ МЕРТВЫХ ЗВЕЗД И ОБРАЗОВАНИЕ ОДИНОЧ- НЫХ ПОДКРУЧЕННЫХ РАДИОПУЛЬСАРОВ <i>Г. С. Бисноватый-Коган</i>	313
МАКСИМАЛЬНО ПРАВДОПОДОБНОЕ ВОССТАНОВЛЕНИЕ ИЗОБРА- ЖЕНИЙ. I. ОСНОВНЫЕ СООТНОШЕНИЯ <i>В. Ю. Терезиш</i>	327
КОМПАКТНЫЕ РАДИОИСТОЧНИКИ КАК ПЛАЗМЕННЫЙ ТУРБУ- ЛЕНТЫЙ РЕАКТОР. III. АККРЕЦИОННАЯ МОДЕЛЬ <i>А. М. Атоян, А. Г. Напетян</i>	341
КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ	
НАБЛЮДЕНИЯ РАДИОГАЛАКТИКИ IC 4296 НА РАТАН-600 <i>К. Д. Алиакберов</i>	355