

ԱՍՏՂԱՖԻԶԻԿԱ

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 17

ФЕВРАЛЬ, 1981

ВЫПУСК 1

ИЗОЛИРОВАННЫЕ ТРИПЛЕТЫ ГАЛАКТИК НОВЫЕ ЛУЧЕВЫЕ СКОРОСТИ	<i>И. Д. Караченцев, В. Е. Караченцева</i>	5
СПЕКТРОФОТОМЕТРИЯ ЦЕНТРАЛЬНОЙ ОБЛАСТИ ГАЛАКТИКИ МАРКАРЯН 290	<i>И. И. Проник, А. П. Метик</i>	19
ПОЛЯРИЗАЦИОННОЕ И ФОТОМЕТРИЧЕСКОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ПЕКУЛЯРНОЙ ГАЛАКТИКИ NGC 3718 <i>В. А. Гален-Торн, И. И. Попов, В. А. Яковлева</i>		35
ФИЗИЧЕСКИЕ УСЛОВИЯ В ЯДРАХ ГАЛАКТИК С ЭМИССИОННЫМИ ЛИНИЯМИ	<i>Г. Т. Петров, И. М. Янкулова, В. К. Голев</i>	43
СРЕДНИЕ ПОВЕРХНОСТНЫЕ ЯРКОСТИ ОДИНОЧНЫХ И ДВОЙНЫХ ГАЛАКТИК	<i>М. А. Аракелян, А. П. Магтесян</i>	53
ФУНКЦИЯ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ЧИСЕЛ СЛАБЫХ ГАЛАКТИК <i>А. М. Фесенко</i>		61
ВСПЫХИВАЮЩИЕ ЗВЕЗДЫ В ПЛЕЯДАХ. VI. <i>Л. В. Мирзоян, О. С. Чавушян, Г. Б. Оганян, В. В. Амбарян, А. Т. Гарибджанян, Н. Д. Меликян, Р. Ш. Нацвлишвили</i>		71
ФЕНОМЕНОЛОГИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ АНТИВСПЫХИВАЮЩЕЙ ЗВЕЗДЫ RZ PSC	<i>А. Ф. Пуляч</i>	87
ПОЛЯРИЗАЦИЯ ИЗЛУЧЕНИЯ, РАССЕЯННОГО НЕОДНОРОДНОЙ АТМОСФЕРОЙ	<i>В. М. Лоскутов, В. В. Соболев</i>	97
СВЕТОВОЕ ДАВЛЕНИЕ В СПЕКТРАЛЬНЫХ ЛИНИЯХ В СРЕДЕ С АКСИАЛЬНО-СИММЕТРИЧНЫМИ СВЕРХЗВУКОВЫМИ ДВИЖЕНИЯМИ. III. ГАЗОПЫЛЕВЫЕ СИСТЕМЫ С КРУПНОМАСШТАБНЫМ РАДИАЦИОННЫМ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕМ	<i>В. П. Гринин</i>	109
ДЛИНА ТЕРМАЛИЗАЦИИ РЕЗОНАНСНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ПРИ ЧАСТИЧНОМ ПЕРЕРАСПРЕДЕЛЕНИИ ПО ЧАСТОТАМ	<i>М. М. Баско</i>	125
О КОГЕРЕНТНЫХ СВОЙСТВАХ ИЗЛУЧЕНИЯ ВРАЩАЮЩЕЙСЯ ЗВЕЗДЫ <i>А. В. Манджос, С. В. Хмиль</i>		141

(Продолжение на 4-й странице обложки)

Е Р Е В А Н

Журнал основан в 1965 г.,
выходит 4 раза в год
на русском и английском языках

Խ մ ր ա գ ր ա կ ա ն Կ ո լ լ Ե գ ր Ի խ

Ա. Ա. Բոյարչուկ, Վ. Գ. Գորբաչկի, Յա. Բ. Չոլոպի, Հ. Մ. Թովմասյան,
Ի. Մ. Կոպիլով, Վ. Հ. Համբարձումյան (գլխավոր խմբագիր), Բ. Ե. Մարգարյան,
Լ. Վ. Միրզոյան (գլխ. խմբագրի տեղակալ), Լ. Ի. Սեդով, Վ. Վ. Սոբոլև
(գլխ. խմբագրի տեղակալ), Ա. Տ. Քալոյլյան (պատասխանատու քարտուղար)

Редакционная коллегия

В. А. Амбарцумян (главный редактор), А. А. Боярчук, В. Г. Горбачкий,
Я. Б. Зельдович, А. Т. Каллоглян (ответственный секретарь), Н. М. Копылов,
Б. Е. Маркарян, Л. В. Мирзоян (зам. главного редактора), Л. И. Седов,
В. В. Соболев (зам. главного редактора), Г. М. Товмасын

«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 4 раза в год, цена одного номера 1 рубль, подписная плата за год 4 рубля. Подписку можно произвести во всех отделениях Союзпечати, а за границей через агентство «Международная книга», Москва, 200.

«ԱՍՏՂԱՅԻՋԻԿԱ»-ն գիտական ճանրես է, որը ճրատարակվում է Հայկական ՍՍՀ Գիտա-
բյուրոնների ակադեմիայի կողմից: Հանդեսը տպագրում է ինքնատիպ ճողվածներ տտղղրի
ֆիզիկայի, միգամածությունների ու միչասողային միչավայրի ֆիզիկայի, ասողարաշխություն
և արտագալակտիկական ասողադիտության, ինչպես նաև ասողաֆիզիկային սահմանակից
բնագավառների գծով:

Հանդեսը նախատեսված է գիտական աշխատակիցների, ասպիրանտների և բարձր կուր-
սերի ուսանողների ճամար:

Հանդեսը յույս է տեսնում տարեկան 4 անգամ, 1 ճամարի արժեքն է 1 ուրլի, բաժ-
նողղղրերը 4 ուրլի մեկ տարվա ճամար: Բաժանողղղրվել կարելի է «Սոյուզպեչատ»-ի բոլոր
բաժանմունքներում, իսկ արտասահմանում «Մեծղղղունարողղղայա կնիգա» գործակալության մի-
ջոցով: Մասկվա, 200.

АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 17

ФЕВРАЛЬ, 1981

ВЫПУСК 1

УДК 524.7

ИЗОЛИРОВАННЫЕ ТРИПЛЕТЫ ГАЛАКТИК. НОВЫЕ ЛУЧЕВЫЕ СКОРОСТИ

И. Д. КАРАЧЕНЦЕВ, В. Е. КАРАЧЕНЦЕВА

Поступила 4 апреля 1980

Принята к печати 14 июля 1980

В 1977—80 гг. на 6-м телескопе выполнялись спектральные наблюдения тройных галактик из списка [1]. Приводятся значения лучевых скоростей для 157 галактик, входящих в 54 триплета. Даны также линейные размеры галактик (до изофоты $25 m/\square''$) и абсолютные величины. Отмечены спектральные особенности отдельных объектов. Галактика IC 751 (С-компонент триплета № 40) классифицирована как сейфертовская 2-го типа; слабые сейфертовские признаки имеет галактика UGC 07064 (А-компонент триплета № 41). По всем имеющимся определениям лучевых скоростей соотношение между ложными («оптическими») триплетами, системами «2+1» и предполагаемыми физическими тройными системами в списке [1] таково: 0.05; 0.31; 0.64.

Список изолированных тройных галактик [1], составленный при сплошном обзоре карт Паломарского атласа, содержит 84 триплета с видимыми величинами компонентов $m_p \leq 15.7$ и $\delta > -3^\circ$. К моменту составления списка только у 9 триплетов были известны лучевые скорости всех компонентов; часть систем имела измеренные V_r у одной или двух галактик.

В 1977 г. на 6-м телескопе САО АН СССР начата программа определения лучевых скоростей у галактик списка [1]; в частности, был подробно изучен триплет № 69 [2], оказавшийся объектом сложной пекулярной структуры.

Наблюдения проводились со спектрографом UAGS с ЭОП УМ-92, дисперсия составляла ~ 100 А/мм, масштаб на щели 8.6/мм.

К настоящему времени получены спектры 157 галактик, входящих в 54 триплета. Вместе с другими наблюдениями известны лучевые скорости для 65 тройных систем (77% всего списка). Имеющийся материал позво-

ляет приступить к детальному изучению этих интересных и редко встречающихся систем. Перечислим несколько задач: определение вириальных масс и отношения «масса — светимость», морфология галактик в тройных системах, их функция светимости, ориентация плоскостей галактик и т. д. Эти и другие вопросы будут рассмотрены в следующих статьях цикла.

В данной работе мы приводим новые лучевые скорости и абсолютные характеристики членов изолированных триплетов.

В табл. 1 содержатся следующие сведения: 1 столбец — номер триплета по списку [1]; 2 — обозначение компонента; 3 и 4 — экваториальные координаты на эпоху 1950.0; 5 — исправленная лучевая скорость, V_0 , в км/с. Неуверенные измерения отмечены двоеточием; 6 — внутренняя ошибка измерения лучевой скорости, σ_{V_0} , в км/с, определенная по нескольким линиям, а для многих объектов — по нескольким спектрограммам; 7 — линейный диаметр галактики, D_{25}° , в кпс. Угловые диаметры, измеренные на синих картах Паломарского атласа, исправлялись за наклон и приводились к изофоте $25 m/\square''$ таким же способом, как и в работе [3]; 8 — абсолютные величины. Они вычислялись по видимой фотографической величине m_p из [1] и исправлялись за галактическое поглощение $\Delta m_1 = 0.25 \operatorname{cosec} |b^{\text{II}}|$ и красное смещение $\Delta m_2 = 1.77 \cdot 10^{-5} V_0$. В скобках даны абсолютные величины слившихся (видимых в передержке) компонентов.

Принятое значение постоянной Хаббла $H_0 = 75$ км/с Мпс.

Линейные размеры и абсолютные величины вычислялись по индивидуальной лучевой скорости данного компонента.

В последнем столбце табл. 1 указаны линии, видимые в спектре (эмиссионные линии обозначены их длиной волны в ангстремах, абсорбционные — общепринятыми буквенными символами).

Сравнение наших измерений с измерениями других авторов (см. примечания к табл. 1) дает среднюю разность оценок $\langle V_{\text{БТА}} - V_{\text{др. а}} \rangle = -31 \pm 19$ (км/с). Для пяти галактик имеются высокоточные наблюдения на 21 см [9], у них $\langle V_{\text{БТА}} - V_{21 \text{ см}} \rangle = -14 \pm 37$ (км/с).

Сопоставление лучевых скоростей компонентов показывает, что триплеты № 10, 24 и 63 — полностью оптические, образованные случайно близко спроектировавшимися галактиками; триплеты № 5, 6, 7, 8, 9, 13, 17, 18, 19, 20, 27, 29, 30, 32, 35, 37, 40, 53, 57 и 84 состоят из пары галактик с близкими значениями лучевых скоростей и третьего, оптического, компонента («2 + 1»)*.

* Видимое сходство угловых размеров, звездных величин, морфологических типов и даже свидетельства «взаимодействия», как показали спектральные наблюдения, не могут быть априори признаками физической связи между членами триплета. Исключения, возможно, составляют только очень тесные системы.

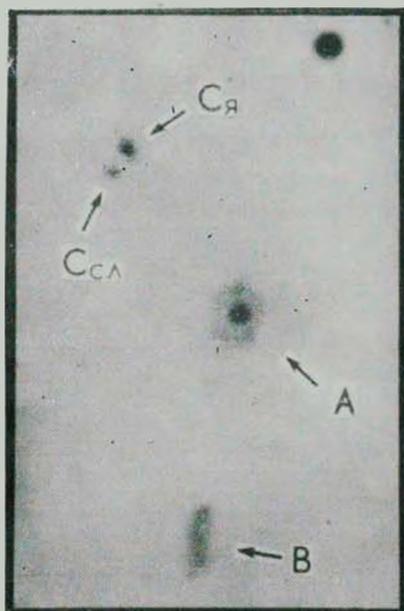


Рис. 1. Фотография триплета № 41, полученная А. Л. Щербановским в прямом фокусе 6-м телескопа 5/6. 03. 1978, без фильтра. Эмульсия III аJ, очувствленная в азоте. Экспозиция 40 мин, изображения $\sim 3''$. Размер поля репродукции $3' \times 4'$, север вверху, запад справа.

К ст. И. Д. Караченцева, В. Е. Караченцевой

№ триплета	Компонент	α_{1950}	δ_{1950}	V_0 (км/с)	$\pm \sigma_V$ (км/с)
1	2	3	4	5	6
3	A	01 ^h 05 ^m 6	+32 ^s 52	4931	74
	B	01 05.7	+32 53	4639	90
	C	01 05.8	+32 50	5082	55
4	A	01 13.1	+46 28	5602	15
	B	01 13.3	+46 29	5296	15
	C	01 13.4	+46 29	5660	15
5	A	01 16.6	+03 02	5596	120
	B	01 17.2	+03 08	2424	30
	C	01 17.5	+03 09	2393	40
6	A	01 19.7	+38 57	8084	15
	B	01 20.0	+39 00	8028	30
	C	01 20.3	+38 49	11608	20
7	A	01 21.5	+31 58	5214	34
	B	01 21.9	+31 55	10734	24
	C	01 22.0	+31 59	10790	79
8	A	01 44.6	+27 05	581	17
	B	01 45.0	+27 11	591	9
	C	01 47.3	+27 24	3160	30
9	A	02 36.5	+10 38	3689	23
	B	02 36.9	+10 35	3745	30
	C	02 36.9	+10 38	8648	30
10	A	03 12.8	+36 59	6168	40
	B	03 12.9	+36 56	5445	56
	C	03 13.0	+37 00	7075	15
11	A	06 42	+86 40	5000	12
	B	06 43	+86 38	4949	30
	C	06 48	+86 45	4880	30

Таблица 1

D_{25}^c (кпс)	M_0	Линии
7	8	9
25	-20. ^m 8	K, H, G, H _β
11	-19.7	K, H, G, H _β
12	-19.0	K? H, G
24	-20.2	6563, 6583, 6717, 6731; Na
31	-20.1	6548, 6583, 6563, 6717
42	-20.7	6548, 6563, 6583, 6717; Na
54	-21.4	K, H, G; Na
21	-20.4	3727, 4340, 6563, 6583, 6717, 6731
82	-19.9	K, H, G
28	-20.7	6563, 6583; Na
34	-21.3	Na
36	-21.5	6563, 6583, 6717
22	-19.7	K, H, G, H _β
54	-22.3	6548, 6563, 6583
38	-21.4	6563, 6583
14	-17.6	6548, 6563, 6583, 6717
14	-18.5	6548, 6563, 6583, 6717
34	-20.3	Na
56	-20.0	Na
20	-19.8	Na
34	-20.6	6548, 6563, 6583, 6717
26	-20.6	Na
23	-20.7	Na
33	-20.2	6563, 6583, 6717
35	-19.1	6548, 6563, 6583; Na
17	-19.9	Na
19	-19.4	6563, 6583; Na

ТРИПЛЕТЫ ГАЛАКТИК

Таблица 1 (продолжение)

1	2	3	4	5	6	7	8	9
12	A	06 ^h 42 ^m 4	+43° 53'	6379	15	12	-19 ^m 9	6563, 6583
	B	06 42.5	+43 50	6295	22	44	-20.3	6563, 6583; Na
	C	06 42.7	+43 52	6154:	60	36	-20.9	6563, 6583
13	A	07 03.3	+44 55	15339	30	77	-21.8	6563, 6583; Na?
	B	07 03.5	+44 53	5900	20	21	-20.6	6563, 6583; Na
	C	07 03.8	+44 52	5806	20	40	-19.5	6563, 6583
14	A	07 05.9	+48 00	6094	51	17	-20.0	K, H, G; 4861
	B	07 06.1	+47 59	6055	50	16		H, G; 4861
	C	07 06.1	+47 59	6143	50	14	(-20.6)	H; 3727, 4861
15	A	07 08.0	+31 16	7518:	62	32	-20.8	6563, 6583; Na
	B	07 08.1	+31 14	7259	84	17	-20.2	K, H, G
	C	07 08.2	+31 17	7228	8	28	-20.5	6563, 6583, 6717
16	A	07 13.4	+34 05	3835	30	24	-20.0	6563, 6583
	B	07 14.2	+34 10	3964	16	17	-19.5	6563, 6583, 6717, 6731
	C	07 14.2	+34 04	3848	35	18	-18.8	6563, 6583
17	A	07 36.8	+32 19	8190	82	29	-20.4	K, H, G; 4861
	B	07 36.9	+32 20	3982	64	15	-18.6	6563, 6583
	C	07 37.0	+32 23	3863	36	15	-18.8	6548, 6563, 6583
18	A	07 41.0	+29 21	4739	15	16		6563
	B	07 41.0	+29 21	4791	15	43	(-21.0)	H, G; 3727, 4861, 6563, 6583,
	C	07 41.2	+29 23	11652	120	27	-21.3	H, G, 4861
19	A	07 42.2	+59 03	6684	51	36	-20.4	K, H, G
	B	07 43.1	+59 00	9674	19	41	-20.8	6563, 6583; Na
	C	07 43.8	+59 01	6507	35	53	-20.5	6563, 6583; Na?
20	A	08 07.0	+25 03	4209	24	13	-19.1	6563, 6583, 6717, 6731; Na
	B	08 07.1	+25 00	6161:	100	17	-19.6	6563? Na?
	C	08 07.1	+25 01	4170	30	26	-18.9	6563
21	A	08 18.0	-01 13	4218	15	20	-19.4	6548, 6563, 6583
	B	08 18.2	-01 15	4241	15	16		6563, 6583, 6717
	C	08 18.2	-01 15	4043	35	16	(-19.5)	6563, 6583; Na

Таблица 1 (продолжение)

1	2	3	4	5	6	7	8	9
22	A	09 ^h 14 ^m 1	+42°07'	1734	18	7	-17. ^m 2	6563, 6717, 6731
	B	09 14.1	+42 12	1770	15	16	-19.4	6563, 6583, 6717, 6731; Na
	C	09 14.2	+42 12	1878	15	12	-18.0	6563, 6583, 6717; 6731
24	A	09 21.0	+02 20	4196	42	29	-20.1	6563, 6583; Na
	B	09 21.2	+02 19	6856	46	35	-19.9	6548, 6563, 6583, 6717, 6731
	C	09 21.5	+02 20	10750	45	42	-20.9	6548, 6563; Na
25	A	09 39.9	+32 05	1202	40	14	-19.3	3727, 4320, 4861, 5007
	B	09 40.2	+32 10	1530	80	14	-18.7	H
	C	09 40.6	+32 13	1531	30	6	-17.1	K, H, H ₂ , Mg I
26	A	09 45.6	+33 39	1500	15	26	-19.5	6548, 6563, 6583
	B	09 48.0	+33 47	1376	38	8	-19.0	6548, 6563, 6583, 6717, 6731
	C	09 55.4	+32 37	1398	15	10	-19.0	6548, 6563, 6583, 6717, 6731
27	A	09 47.1	+12 56	8828	30	44	-22.0	6563; Na
	B	09 47.4	+13 03	1203	26	14	-18.1	6548, 6563, 6583
	C	09 47.8	+13 00	1214	14	8	-17.6	6548, 6563, 6583
29	A	10 24.8	+01 30	9148	60	21	-20.5	G
	B	10 24.9	+01 31	6383	42	32		K, H, G
	C	10 24.9	+01 31	6454	25	20	(-20.2)	K, H, G
30	A	10 33.8	+12 57			21	-19.1	
	B	10 34.5	+13 02	9738	20	45	-20.9	6563, 6583
	C	10 34.5	+12 54	2696	20	14	-19.4	6548? 6563, 6583, 6717
31	A	10 38.9	+21 28	7461	60	32	-19.8	Na
	B	10 39.0	+21 35	7395	13	46	-20.3	6548, 6563, 6583
	C	10 39.1	+21 31	7336	10	43	-19.9	6300, 6548, 6563, 6583, 6717; Na
32	A	10 44.5	+07 30	6395:	60	15	-19.6	6563?; Na
	B	10 44.5	+07 32	6045	40	19	-19.9	6563, 6583; Na?
	C	10 44.8	+07 31	7897	20	34	-21.1	6563; Na
34	A	10 55.6	+75 28	7392	33	46	-20.9	Na
	B	10 58.0	+75 29	7571	20	41	-20.6	6563, 6583
	C	10 59.2	+75 24	7337	28	48	-21.7	6563, 6583; Na

Таблица 1 (продолжение)

1	2	3	4	5	6	7	8	9
35	A	11 06 ^h 1 ^m	+26°54'	6559	45	30	-19.7	6548?, 6563, 6583
	B	11 06.2	+26 53	11259	26	39	-20.8	6548?, 6563, 6583, 6717; Na?
	C	11 06.4	+26 54	6301:	50	24	-19.4	6563? Na?
36	A	11 18.3	+00 44	7151	60	14		H, H ₁ , H ₂ ,
	B	11 18.3	+00 44	7254	60	31	(-21.0)	K, H, G, H ₂ ? Mg I
	C	11 18.35	+00 43	7094	80	24		K, H?, G, H ₁ ?, H ₂ ?
37	A	11 25.2	+08 16	6251	76	32	-19.9	6563?, 6583?
	B	11 25.4	+08 15	22470	60	26	-22.5	K, H, G?
	C	11 25.6	+08 17	6171	41	24	-19.7	6563; Na
39	A	11 54.9	+32 36	3159	73	15	-19.6	3727, 4340, 4861, 4959, 5007, 6563, 6583
	B	11 55.0	+32 33	3045	36	13	-19.6	6563, 6583, 6717, 6731
	C	11 55.2	+32 34	3183	20	30	-20.5	6563, 6583, 6717, 6731
	C*			3239	16			6563
40	A	11 56.0	+43 00	855	60	8	-17.2	6563, 6583
	B	11 56.3	+42 59	807	16	8	-17.8	6563, 6583, 6717
	C	11 56.3	+42 50	9395	30	44	-20.8	5876, 6300, 6563, 6583, 6717+6713; Na
41	A	12 02.1	+31 27	7454	15	26	-21.4	4861, 4959, 5007, 6300, 6563, 6583
	B	12 02.2	+31 26	7796	15	12	-20.3	6563, 6583
	C _н	12 02.2	+31 28	7439	36	(6)	(-19.7)	K, H? G
	C _{с.а}			7570	60			H? G, H ₁ ?
42	A	12 09.7	+29 27	3840	95	25	-20.8	K, H, Na
	B	12 09.8	+29 29	1032	23	14	-17.2	6548, 6563, 6583
	C	12 10.0	+29 26	3832	24	24	-19.5	6563, 6583; Na
	D	12 09.9	+29 25	4040	60	12	-19.6	Na
43	A	12 18.5	+40 11	6914	40	11	-19.8	K, H, G, H ₂
	B	12 18.5	+40 08	6613	15	20	-20.0	6563, 6583
	C	12 18.6	+40 10	6716	26	16	-19.9	4861, 5007, 6563, 6583
44	A	12 32.9	+64 14	10890	30	34	-20.6	6563, 6583
	B	12 33.4	+64 15	10905	37	34	-21.2	6563, 6583; Na
	C	12 33.5	+64 16	11172	50	35	-21.1	6563, 6583

Таблица 1 (продолжение)

1	2	3	4	5	6	7	8	9
45	A	12 ^h 39 ^m 0	+26°21'	4898	10	11	-18.9	6563, 6583, 6717
	B	12 39.0	+26 18	4774	10	22	-20.2	6563, 6583, 6717
	C	12 39.1	+26 20	4658	10	29	-20.5	6548, 6563, 6583, 6717
46	A	13 15.4	+04 40	6192	30	46	-20.2	6563, 6583; Na
	B	13 15.8	+04 44	6351	62	22	-19.7	K, H
	C	13 16.0	+04 45	6015	30	56	-20.1	6563, 6583
48	A	13 41.1	+04 08	6810	25	32	-20.1	6563, 6583
	B	13 41.2	+04 08	6936	30	19	-19.6	5876, Na?; 6563, 6583
	C	13 41.6	+04 09	6898	50	32	-19.9	Mg I?, Na
51	A	13 54.7	+12 16	6309	41	22	-21.0	K, H, G
	B	13 54.7	+12 15	6072	44	24	-20.0	K?, H?, G?; 6563, 6583
	C	13 54.8	+12 14	5989	35	21	-19.7	6563, 6583
53	A	14 01.8	+16 34	4116	15	42	-18.3	6563, 6583
	B	14 02.0	+16 32	4141	15	13	-19.4	6563, 6583; Na
	C	14 02.4	+16 31	7810	20	27	-19.8	6563, 6583?
54	C	14 18.0	+04 12	1694	15	13	-17.2	6563, 6717
57	A	14 24.8	+05 01	8353	30	71	-21.7	6563; Na?
	B	14 25.0	+05 00	9100	100	39	-20.6	6563; Na?
	C	14 25.0	+05 02	8142	40	41	-20.8	6563, 6583 Na?
61	A	15 20.3	-01 11	8427	50	16	-20.1	K? G, Mg I
	B	15 20.4	-01 13	8381	65	20	-20.2	K? H? G? Mg I
	C	15 20.5	-01 10	8642	50	70	-20.5	Na
63	A	15 32.3	+56 45	934	47	14	-17.8	6563, 6583, 6717, 6731
	C	15 34.4	+56 39	4504	10	26	-19.3	6563, 6583
67	A	17 49.7	+24 30	3439	30	29	-20.4	6563
70	A	20 36.8	+01 55	4093	30	11	-19.1	6548, 6563, 6583, 6717, 6731
	B	20 36.9	+01 51	4227	10	18	-19.2	6563, 6583
	C	20 37.2	+01 52	4247	25	16	-19.6	6548, 6563, 6583

1	2	3	4	5
71	A	20 ^h 41 ^m .6	+12°20'	4983
	B	20 41.8	+12 14	4674
	C	20 42.1	+12 19	4865
80	B	23 22.3	+41 04	859
81	A	23 38.3	+77 58	4441
	B	23 39.0	+77 58	4607
	C	23 39.9	+77 54	4294
83	A	23 58.0	+28 07	9084
	B	23 58.1	+28 08	9066
	C	23 58.2	+28 08	8259
84	A	23 59.1	+23 13	4503
	B	23 59.2	+23 14	4660
	C	00 01.0	+22 56	7420

Таблица 1 (окончание)

6	7	8	9
28	39	-21.4	6548, 6563, 6583, 6717, 6731
13	14	-20.3	6548, 6563, 6583, 6717, 6731; Na
30	23	-19.7	Na
20	7	-17.1	6563
38	19	-19.1	K, H
35	9	-19.1	K, H, G
41	35	-18.8	K, H? G, H ₂
20	39	-21.1	6563? Na
127	32	-20.5	K, H, G, Na?
83	26	-21.4	K, H, G, Na?
10	45	-21.1	6563, 6583, 6717; Na
16	25	-20.5	6563, 6583; Na
40	52	-21.4	6563, 6583, 6717; Na

Примечания к таблице 1

- Т 3. В — щель вдоль большой оси.
- Т 4. А — линии искривлены вращением.
В — сильное вращение. Щель вдоль большой оси.
С — сильное вращение. Щель вдоль большой оси.
- Т 5. Имеются другие определения лучевых скоростей [4]:
 $V_{0A} = 5680 \pm 45$, $V_{0B} = 2268 \pm 40$, $V_{0C} = 2412 \pm 40$.
А — проектирующийся член.
- Т 6. А — диффузный объект, без видимого ядра. Щель вдоль большой оси.
В — компактный объект.
- Т 7. В — линии толстые, короткие, наклонные. Согласно [5], $V_{0B} = 10800 \pm 300$.
С — линии слабые.
А — оптический компонент.
- Т 8. А, В, С — щель вдоль большой оси.
 $V_{0A} = 528 \pm 50$, $V_{0B} = 578 \pm 7$ [4].
Триплет состоит из физической изолированной пары и проектирующегося С-компонента.
- Т 9. $V_{0A} = 3628 \pm 81$, $V_{0B} = 3568 \pm 103$ [6].
С — оптический компонент.
- Т 10. А — весьма компактный объект.
В — вытянутый, но довольно компактный объект. Щель вдоль большой оси.
С — компактный объект.
По-видимому, триплет 10 полностью оптический.
- Т 11. А — диффузный объект. Щель вдоль большой оси.
С — щель вдоль большой оси.
- Т 12. А — диффузный объект.
С — довольно компактная галактика. В центре наблюдается скачок ΔV порядка 300 км/с.
- Т 13. А — очень диффузный объект.
С — диффузная галактика со слабым ($\sim 18^m$) ядром.
А — оптический член.
- Т 14. В + С — щель через оба компонента.
- Т 16. А — линии длинные, наклонные. Щель вдоль большой оси.
В — линии длинные, узловатые, наклонные. Щель вдоль большой оси.

- Т 17. В — щель вдоль большой оси.
А — оптический член.
- Т 18. А + В — щель проходит через оба компонента.
В — более яркий и компактный, чем А.
Триплет состоит из физической изолированной пары и проектирующегося С-компонента.
- Т 19. А — звездообразное ядро.
С — щель вдоль большой оси.
Возможно, триплет полностью оптический, но не исключено, что А + С — широкая пара галактик.
- Т 20. В — диффузная галактика.
С — щель вдоль большой оси.
В — оптический компонент.
- Т 21. А — линии длинные и сильно наклоненные.
В + С — щель через обе галактики, у С возможно наложение эмиссий от В-компонента.
- Т 22. $V_{ОВ} = 1709 \pm 75$, $V_{ОС} = 1738 \pm 40$ [4].
- Т 24. Полностью оптический.
- Т 25. А — значение лучевой скорости приводится усредненное по трем спектрограммам. $V_{0А} = 1261 \pm 41$ [4].
В — значение лучевой скорости усреднено по двум спектрограммам. $V_{ОВ} = 1564 \pm 73$ [4].
С — отметим сильное различие в значениях лучевых скоростей между нашими данными и [7], где приведено $V_0 = 12720 \pm 100$.
- Т 26. А — щель вдоль большой оси. $V_{0А} = 1436 \pm 60$ [4], $V_{ОС} = 1414 \pm 36$ [4], $V_{ОВ} = 1495 \pm 32$ [4].
Триплеты 25 и 26 входят в рассеянную группу во Льве, содержащую пять галактик Маркаряна [8].
В [1] дана ошибочная величина углового расстояния между А и В
- Т 26. Верное значение $X_{АВ} = 30.2$.
- Т 27. А — линия Н α искривлена. $V_{0А} = 8696 \pm 48$ [6].
В — щель вдоль большой оси. $V_{ОВ} = 1274 \pm 221$ [6].
С — щель вдоль большой оси. $V_{ОС} = 1358 \pm 25$ [6].
Триплет состоит из тесной пары В + С (расстояние ~ 27 кпс) и проектирующегося А-компонента.
- Т 29. А — оптический член.

- Т 30. $V_{0A} = 2750 \pm 15$ [9].
 С — щель вдоль большой оси.
 В — оптический член.
- Т 31. А — довольно компактная галактика. Щель вдоль большой оси.
 В — «зернистая» структура.
 С — звездообразное ядро. Щель вдоль большой оси.
- Т 32. С — оптический член.
- Т 34. Очень широкий ($X_{AB} = 242$ кпс, $X_{BC} = 196$ кпс, $X_{AC} = 398$ кпс), но, по-видимому, физический триплет.
- Т 35. А — ядра не видно. Щель вдоль большой оси.
 В — оптический член.
- Т 37. А — звездообразное ядро.
 С — щель вдоль большой оси.
 В — оптический член.
- Т 39. А — КП 311a+b [10]. Для объекта получено несколько спектрограмм. Приводится значение лучевой скорости, среднее для этой пары. Щель располагалась вдоль галактики.
 $V_{0A} = 3322 \pm 23$ [4]. Различие значений скоростей может объясняться пекулярной структурой объекта.
 $V_{0B} = 3136 \pm 95$ [4], $V_{0C} = 3381 \pm 17$ [4].
 Получено также значение скорости для узла в южном спиральном рукаве С-компонента (обозначенном в табл. 1 как С*).
- Т 40. В — узловая структура. Щель вдоль большой оси.
 С — звездообразное компактное ядро. В ядре наблюдается скачок скорости ΔV порядка 560 км/с. Линии [S II]6717+6731 слились. По ряду признаков это — галактика типа Sy 2.
 А+В — изолированная физическая пара.
 С — оптический член триплета.
- Т 41. А — линия [N II] 6583 ярче, чем H_{α} .
 В [1] приведено ошибочное значение проекции углового расстояния X_{CA} . Верное значение $X_{CA} = 0.9$.
 Для Т 41 5/6 марта 1978 г. А. Л. Щербановский получил снимок на 6-м телескопе (см. фото). Триплет оказался системой, состоящей из четырех членов (галактика С, видимая в передержке на Паломарском атласе, является двойной, состоящей из более яркого S_{α} , северо-западного и более слабого, $S_{\alpha 1}$, юго-восточного компонентов. Расстояние между ними составляет 9", соотношение угловых размеров 2:1). Спектральные наблюдения подтвердили, что система А, В, S_{α} , $S_{\alpha 1}$ является физической. Интересна морфология галактик, входящих в эту систему.

А — кольцеобразная галактика, без видимой связи кольца со звездообразной центральной частью. В ее спектре видны слабо выраженные признаки сейфертовской галактики.

В — пекулярная галактика |-образной формы с 4-я диффузными сгущениями, расположенными цепочкой.

S_n , S_{ca} — две компактные эллиптические галактики. Мы приводим значения лучевых скоростей для обоих компонентов С-галактики, а линейный размер и абсолютную величину — по интегральной оценке на Паломарском атласе.

Детально система будет рассмотрена в следующей статье.

Т 42. $V_{0A} = 3827 \pm 150$ [4].

В — щель вдоль большой оси.

С — щель вдоль большой оси. Ядро в галактике расположено несколько асимметрично.

$V_{0C} = 4048 \pm 150$ [4].

В — оптический член.

В поле Т 42 расположен объект, обозначенный нами как Т 42 D.

После измерения его лучевой скорости оказалось, что физический триплет составляют галактики А, С, D.

Т 44. В — щель вдоль малой оси.

С — более диффузная галактика, чем В.

Т 45. С — щель вдоль бара. Линии показывают вращение.

Т 46. А — вращение.

С — щель вдоль большой оси.

Т 48. В — яркая H_1 .

Т 51. А — весьма компактная галактика.

В — звездообразное ядро.

Т 53. В — линия [N II] 6583 ярче, чем H_2 .

У В-компонента приводится линейный размер только компактной части (см. карту отождествления в [1]).

С — оптический член.

Т 54. $V_{0A} = 1775 \pm 20$ [6].

$V_{0B} = 1489 \pm 68$ [4].

С — диффузная галактика.

Т 57. В — не очень уверенно отождествляются линии [O III] 5007, He I 5876, [S II] 6717.

С — вращение.

В — по-видимому, оптический член. Нужны более точные измерения.

- Т 61. А — компактная галактика со звездообразным ядром.
 В — компактная без видимого ядра.
 С — виден бар.
- Т 63. $V_{0A} = 855 \pm 10$ [9].
 $V_{0B} = 3616 \pm 10$ [9].
- Т 70. В — довольно компактная галактика; проектируется звезда.
 С — компактная галактика.
- Т 71. В — довольно слабое ядро и диффузная оболочка.
- Т 80. В — диффузная галактика.
- Т 81. В, С — линия G-полосы подсвечена ртутью ночного неба.
- Т 83. В + С — щель через оба компонента.
- Т 84. А, В, С — спектры показывают сильное вращение.
 А + В — изолированная физическая пара.
 С — оптический член.

Таким образом, по имеющимся сейчас данным соотношение между ложными («оптическими»), «2+1» и предполагаемыми физическими триплетами в списке [1] таково: 0.05:0.31:0.64.

Авторы благодарят А. Л. Щербановского за получение снимка триплета № 41, а также А. И. Копылова и И. П. Костюк за помощь при наблюдениях.

Специальная астрофизическая
 обсерватория

ISOLATED TRIPLETS OF GALAXIES. NEW RADIAL VELOCITIES

I. D. KARACHENTSEV, V. E. KARACHENTSEVA

The spectral observations of the triple galaxies from the list [1] have been made in 1977-80 with the 6-meter telescope. The values of the radial velocities for 157 galaxies from the 54 triplets are presented. The linear diameters of the galaxies (up to the $25m/\square''$) and the absolute magnitudes are also given. The spectral features of some objects are noted. The galaxy IC 751 (C component of the triplet No. 40) is classified as galaxy of the Seyfert 2 type; the galaxy UGC 07064 (A-component of the triplet No. 41) have weak features of the Seyfert type. Taking into account all determinations of radial velocities we have

found the proportion among wrong ("optical") triplets, "2+1"-systems, and probable physical triple systems in the list [1] as 0.05:0.31:0.64.

ЛИТЕРАТУРА

1. В. Е. Караченцева, И. Д. Караченцев, А. Л. Щербановский, Изв. САО АН СССР (Астрофиз. исслед.), 11, 3, 1979.
2. И. Д. Караченцев, В. Е. Караченцева, А. Л. Щербановский, Письма АЖ, 4, 483, 1978.
3. В. Е. Караченцева, И. Д. Караченцев, Астрофизика, 15, 589, 1979.
4. G. de Vaucouleurs, A. de Vaucouleurs, H. G. Corwin, Jr., Second Reference Catalogue of Bright Galaxies, Univ. of Texas Press, 1976.
5. М. А. Аракелян, Э. А. Дибай, В. Ф. Есипов, Астрофизика, 11, 377, 1975.
6. J. Huchra, Catalogue of Radial Velocities, 1977.
7. Э. К. Денисюк, В. А. Липовецкий, В. Л. Афанасьев, Астрофизика, 12, 665, 1976.
8. И. Д. Караченцев, В. Е. Караченцева, Письма АЖ, 1, 3, 1975.
9. S. D. Peterson, Ap. J., Suppl. ser., 40, 527, 1979.
10. И. Д. Караченцев, Сообщ. САО АН СССР, 7, 3, 1972.

АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 17

ФЕВРАЛЬ, 1981

ВЫПУСК 1

УДК 524.7.77

СПЕКТРОФОТОМЕТРИЯ ЦЕНТРАЛЬНОЙ ОБЛАСТИ ГАЛАКТИКИ МАРКАРЯН 290

И. И. ПРОНИК, Л. П. МЕТИК

Поступила 6 марта 1980

Принята к печати 3 июня 1980

Приведены новые данные о структуре ядерной области галактики Маркарян 290 (тип *Sy 1*). Спектрограммы получены в первичном фокусе 6-м телескопа с применением спектрографа UAGS с ЭОП. На расстоянии $1''$ от ядра «b» галактики Маркарян 290 в направлении на звездopodobный объект «a» (расположенный в $8''$ (4.5 кпс) к юго-востоку от ядра) обнаружено газовое образование. По виду эмиссионных линий оно похоже на ядро галактики типа *Sy 1*. Для ядра галактики Маркарян 290 получены контуры водородных линий и относительные интенсивности эмиссионных линий. Контуры линий $H\beta$ и $H\gamma$ асимметричны. Причем их асимметрия меняется со временем. Получены некоторые параметры оболочки ядра. Электронная температура равна $20\,000^\circ\text{K}$. Электронная плотность $\approx 10^9\text{ см}^{-3}$, масса $\approx 4 M_\odot$. Сделано предположение, что околоядерная голубая газовая конденсация могла образоваться в результате взаимодействия галактики с возможным ее спутником — деталью «a».

1. *Введение.* Галактика Маркарян 290 является компактным образованием сферической формы, высокой поверхностной яркости (класс *s1e* по классификации Маркаряна [1]). Красное смещение ее равно 0.029 (при $H = 75\text{ км/с Мпс}$, $1''$ соответствует 560 пс). Абсолютная звездная величина ее равна -20^m6 [2]. В системе *UBV* ее наблюдали Видман [3] и Аракелян, Дибай, Лютый [4]. По характеру эмиссионного спектра излучения ядра Хачикян и Видман [5] отнесли галактику Маркарян 290 к типу *Sy 1*. Они нашли, что полуширина зеленой линии $[O III]$ в спектре излучения ее ядра равна 410 км/с , а линии $H\beta$ — более 1600 км/с . Детально эквивалентные ширины и ширины эмиссионных линий в спектре излучения ядра галактики Маркарян 290 исследовали Аракелян, Ди-

бай и Есипов [6], а также Маркарян [7, 8]. Брюн и Саржент получили распределение энергии по длинам волн в спектре излучения ядра галактики в абсолютных единицах [9]. Оно оказалось близким к распределению энергии в непрерывном спектре квазаров.

Многоцветная фотометрия галактики Маркарян 290, проведенная нами по снимкам, полученным в девяти фильтрах [10], показала, что эта галактика похожа на известную пекулярную галактику NGC 1275. В видимом свете обе галактики имеют сфероидальную форму, а в голубых лучах в околоядерных областях галактик наблюдаются конденсации. Около ядра галактики NGC 1275 такая голубая конденсация была открыта Бербиджами [11]. О наличии конденсации близ ядра галактики Маркарян 290 мы предположили на основании результатов многоцветной фотометрии [10]. Кроме этого, у обеих галактик на расстоянии нескольких кпс от их ядер были обнаружены звездообразные детали. Распределение энергии в непрерывном спектре этих деталей не похоже на распределение энергии в спектре излучения одиночной звезды. Мы предположили, что звездообразные детали являются спутниками соответствующих галактик, а голубые конденсации вблизи ядер — это результат взаимодействия спутника с галактиками. Для проверки этого предположения были проведены специальные спектральные наблюдения. Результаты исследования центральной области галактики NGC 1275 приведены нами в работе [12]. Мы обнаружили, что между этой галактикой и ее спутником в месте расположения голубой конденсации существует поток газа с дисперсией скоростей порядка нескольких тысяч км/с. Результаты исследования галактики Маркарян 290 и ее предполагаемого спутника приводятся в этой статье.

2. *Наблюдательный материал* получен 12—15 января 1977 г. В. А. Афанасьевым в прямом фокусе 6-метрового телескопа со спектрографом UAGS. Положение щели спектрографа во время наблюдений показано на рис. 1. Щель проектировалась на ядро галактики и красную звездообразную деталь «а» — предполагаемый спутник галактики Маркарян 290. Для регистрации спектров использовался трехкаскадный ЭОП УМ-92. Спектры фотографировались на пленке А-600. Рабочая дисперсия в спектральной области 3700—7300 Å составляла 93—98 Å/мм. Исследованный спектральный интервал перекрывался тремя спектрограммами, полученными при разных углах поворота дифракционной решетки. Было получено 5 спектрограмм с экспозициями от 2^м до 25^м без расширения. Изображения при фотографировании красной области спектра галактики Маркарян 290 были 0,8, а при фотографировании синей области — 1,5. Ширина щели спектрографа при этом равнялась 0,8.

В спектре излучения ядра галактики Маркарян 290 видны яркие эмиссионные линии $H_{\alpha} + [N II]$ — H_{α} , 4959 и 5007 [O III] и угадываются ли-

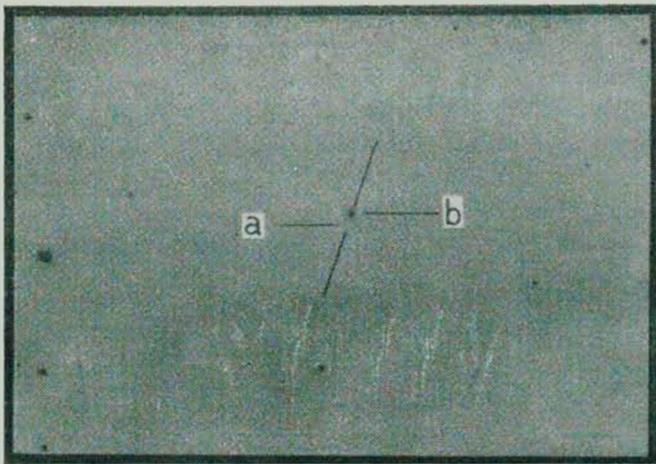


Рис. 1. Карта окрестности галактики Маркарян 290 — копия снимка, полученного на 2,6-м телескопе КРАО с фильтром $\lambda_{\text{инф.}} = 7400 \text{ \AA}$ [10]. «а» — предполагаемый спутник, «б» — ядро галактики. Прямая линия указывает направление щели спектрографа во время наблюдений. Масштаб — 5,5 в 1 мм. Север вверху, восток слева.

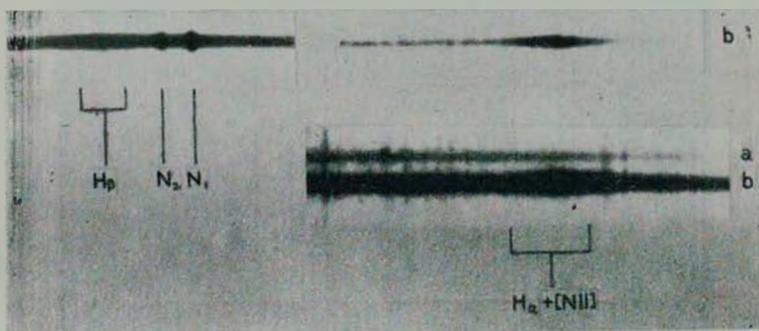


Рис. 2. Спектры околоядерной области галактики Маркарян 290:верху — с меньшей экспозицией, внизу — с большей: «а» — предполагаемый спутник, «б» — ядро галактики (см. рис. 1); на спектрахверху — юго-восток (направление на спутник «а»). Длины волн растут слева направо.

К ст. И. И. Проник, Л. П. Метик

нии [S II] 6717—31 Å. Спектр характерен для объектов типа Sy 1. В спектре излучения объекта «а», расположенного на расстоянии 8" (или 4.5 кпс) юго-восточнее ядра галактики, мы не обнаружили ни линий излучения, ни линий поглощения. Фотографии спектров излучения центральной области галактики Маркарян 290 в области самых ярких эмиссионных линий — H_{β} , 4959 и 5007 Å [O III] и $H_{\alpha} + [N II]$ показаны на рис. 2. При внимательном рассмотрении снимка (рис. 2) можно заметить некоторое усиление яркости этих четырех линий поперек дисперсии в направлении на деталь «а». Интересно, что в линии H_{α} усиление яркости наблюдается по всей ширине линии, включая и крылья, а не только в узкой центральной части, как у других галактик сейфертовского типа.

Все имеющиеся спектрограммы были измерены на нерегистрирующем микрофотометре с ФЭУ. Построенные затем регистрограммы использовались для анализа непрерывного и линейчатого спектров излучения ядра и околоядерной области галактики Маркарян 290, а также ее предполагаемого красного спутника — детали «а».

3. Спектр околоядерной области галактики Маркарян 290. Наибольший интерес представляло исследование обнаруженной нами особенности свечения околоядерной области галактики Маркарян 290: усиление яркости линий H_{α} , H_{β} и [O III] в направлении на деталь «а». Для получения количественных данных были измерены все спектры поперек дисперсии в пиках яркости этих линий и соседних участках непрерывного спектра. Результаты приведены на рис. 3 и 4. Из рис. 3 следует, что в голубых

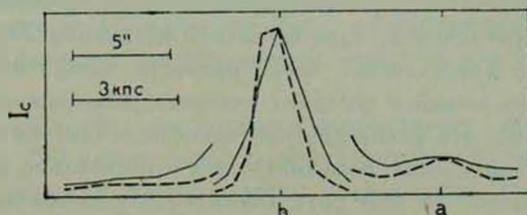


Рис. 3. Распределение яркости излучения в околоядерной области галактики Маркарян 290 в непрерывном спектре: сплошная линия — вблизи линий H_{β} и [O III], прерывистая — вблизи линии H_{α} («а» и «b» — то же, что и на рис. 1). Шкалы интенсивностей для центральной области и ореола галактики разные. Средняя квадратичная ошибка в определении среднего значения яркостей составляет 16 и 13% для голубой и красной областей спектра соответственно.

лучах непрерывного спектра галактика имеет небольшой избыток излучения в направлении на деталь «а» на всем протяжении от ядра до этой детали. Об этой особенности околоядерной области галактики Маркарян 290 мы уже упоминали ранее, при фотометрии галактики [10]. Спектральные измерения подтверждают это. Аналогичный, но несколько меньший эф-

фект наблюдается и в красной области спектра. Это может свидетельствовать о том, что близ ядра галактики, в направлении на деталь «а» (по сравнению с окружающим звездным фоном) наблюдается повышение пространственной плотности звезд. Причем, звезд ранних спектральных классов здесь, по-видимому, немного больше.

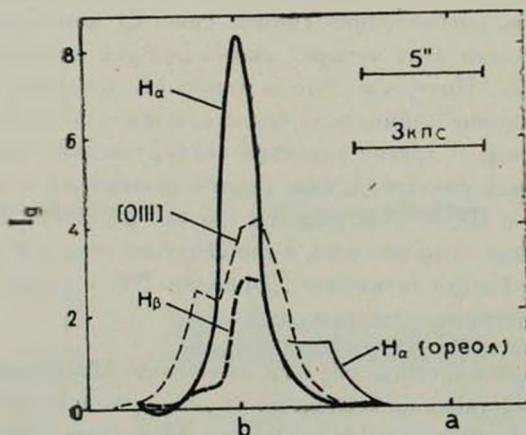


Рис. 4. Распределение яркости излучения газа в спектральных линиях в околоядерной области галактики Маркарян 290: (см. текст) «а» и «б» — то же, что на рис. 1. Интенсивности излучения центральной области и ореола галактики приведены в разных единицах.

На рис. 4 представлено распределение яркости галактики в эмиссионных линиях в направлении от ядра галактики Маркарян 290 до детали «а». Величина яркости представляет собой разности яркостей, измеренных в пиках эмиссионных линий и соседних участках непрерывного спектра. Из рис. 4 также видно, что распределение яркости галактики в эмиссионных линиях в этом направлении несимметрично относительно центра полосы непрерывного спектра: во всех трех линиях наблюдается избыток излучения в направлении на деталь «а». Причем, в линии H_α и $[O III]$ это заметно в непосредственной близости от ядра на расстоянии $< 1''$ (560 пс), а в линии H_β наблюдается и в ореоле галактики, т. е. на расстоянии $5''$ или 3 кпс от ядра.

Таким образом, полученные спектральные данные свидетельствуют о наличии в околоядерной области галактики Маркарян 290 конденсации голубоватого цвета, состоящей из звезд и газа. Ширины водородных и запрещенных линий в спектре излучения этой конденсации такие же, как в спектре излучения сейфертовского ядра галактики Маркарян 290, т. е. типа Sy 1 (см. рис. 2).

Какова природа образования, обнаруженного около ядра галактики Маркарян 290, пока сказать трудно. Ясно только, что оно не тождественно голубой конденсации около ядра галактики NGC 1275, открытой Бербиджами [11] и исследованной нами [12]. В том случае мы имели обычную сверхассоциацию голубых звезд, содержащую газы туманности, какие наблюдаются и в нашей Галактике, и других галактиках. Голубая конденсация галактики Маркарян 290 по спектру излучения больше похожа на образование ядерного типа. Здесь возможны два случая: либо галактика Маркарян 290 имеет два ядра сейфертовского типа 1, либо одно ядро такого же типа, но сильно вытянутое в сторону детали «а». В последнем случае размер образования должен быть несколько сот парсек. Этот случай менее вероятен, т. к. ядра типа $Sy 1$, излучающие в широких линиях водорода, имеют размеры < 1 пс. «Вытянутость» такого небольшого образования на наших спектрах заметить невозможно.

Полученные нами данные позволяют предположить, что пекулярность ядра (его двойственность или необычная асимметрия) есть результат взаимодействия галактики с красной деталью «а».

Отсутствие линий поглощения и излучения на наших спектрах детали «а» не позволяет определить ее красное смещение и расстояние до нее, но позволяет утверждать, что деталь «а» не является звездой нашей галактики позднего типа. А ранее в [10] мы показали, что деталь эта не может быть и сильно покрасневшей звездой раннего спектрального класса. Поэтому, мы считаем возможным предположить, что деталь «а» — взаимодействующий спутник галактики Маркарян 290. Объектом, через который осуществляется взаимодействие, или результатом этого взаимодействия является голубое образование с широкими водородными линиями в спектре излучения, расположенное между ядром галактики и деталью «а».

Для выяснения природы голубого околоядерного образования галактики Маркарян 290 нужны специальные спектральные наблюдения с высоким позиционным и спектральным разрешением. На наших снимках нельзя разрешить ядро и околоядерную деталь галактики Маркарян 290, а спектр представляет суммарный спектр обоих образований. Но все же мы рассмотрели этот спектр по возможности детально, чтобы выяснить, не заметны ли на нем следы излучения околоядерной детали.

4. Спектр излучения ядра галактики Маркарян 290. Регистрограмма голубой области спектра излучения ядра галактики Маркарян 290 показана на рис. 5. Видны широкие асимметричные линии H_{α} и H_{γ} , имеющие многокомпонентные профили, и узкие линии $[O III]$, N_1 и N_2 . Здесь же приведена регистрограмма спектра ядра галактики, полученная в 1970 г.

Аракеляном, Дибам и Есиповым [6]. Сравнивая обе регистрограммы, мы видим, что контуры линий H_4 и H_7 различаются. В обоих случаях контуры линий несимметричны, но в 1970 г. у них более пологим было голубое крыло, а в 1977 г.— красное. Брюн и Саргент [9] получили запись спектра ядра галактики Маркарян 290 в 1974 г., на которой линии H_3 и H_7 имели почти симметричные профили.

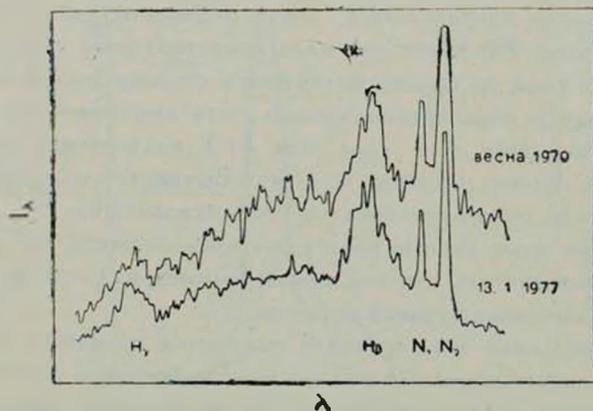


Рис. 5. Регистрограммы спектров излучения ядра галактики Маркарян 290, полученные в разные даты наблюдений. Верхняя регистрограмма взята из работы [6].

На рис. 6 мы приводим профили линий $H_4 + [N II] - H_3$ спектра излучения ядра галактики Маркарян 290 от 13 января 1977 г. По оси абсцисс отложены скорости в км/с. Как видно, контуры линий не гладкие — на них имеется множество деталей. Более крупные детали контуров повторяются от линии к линии. Они имеют ширины больше 10 Å, что соответствует на пленке ~ 0.1 мм. Эта величина примерно в два раза превосходит линейное разрешение примененного ЭОП. Относительная интенсивность одних и тех же деталей в контурах различных линий неодинакова. Контур линии H_4 более симметричен по сравнению с контурами других водородных линий, мало похож на контуры линий H_3 и H_7 , тогда как последние очень сходны между собой. Это может говорить о том, что газовая оболочка ядра галактики Маркарян 290, в которой возникают широкие бальмеровские линии, оптически непрозрачна, по крайней мере в линии H_4 . По форме контуры бальмеровских линий напоминают контуры линий газовых облаков, движущихся с градиентом скорости.

В табл. 1 и 2 мы приводим эквивалентные ширины и ширины эмиссионных линий в спектре ядра галактики Маркарян 290, полученные нами и другими авторами. Здесь же даны относительные значения эквивалентных ширин эмиссионных линий и их средние значения по двум или

трем наблюдениям. Средняя квадратичная ошибка определения среднего значения эквивалентной ширины линии невелика. Значит, в приведенных трех случаях яркости линий и непрерывного спектра оболочки ядра галактики Маркарян 290 или не менялись, или менялись синхронно. Кроме того, малая ошибка означает также, что существенных изменений градиен-

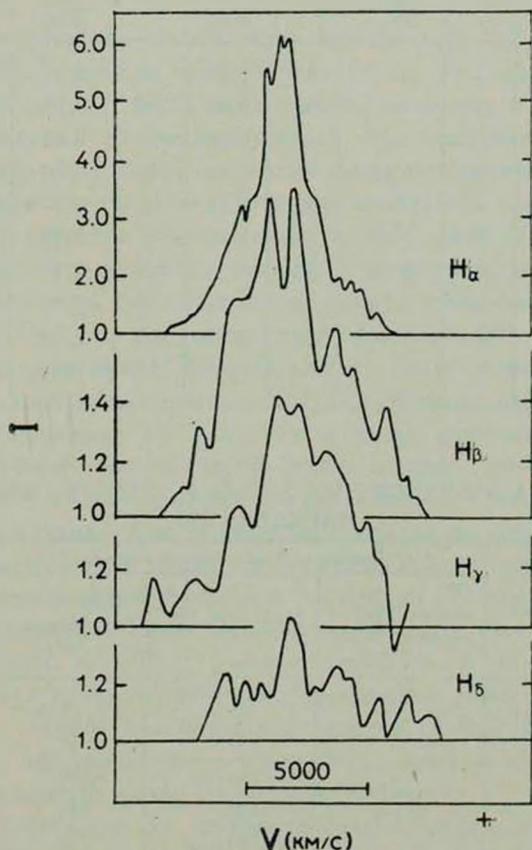


Рис. 6. Профили водородных линий в спектре излучения ядра галактики Маркарян 290. По оси абсцисс отложены скорости в км/с.

та непрерывного спектра ядра галактики также не наблюдалось. Поэтому мы воспользовались распределением энергии в непрерывном спектре ядра галактики Маркарян 290, приведенным Брюном и Саргентом в [9], и по относительным эквивалентным ширинам эмиссионных линий определили их относительные интенсивности. Результаты даны в табл. 1.

Таблица 1

ЭКВИВАЛЕНТНЫЕ ШИРИНЫ ЛИНИЙ В СПЕКТРЕ ГАЛАКТИКИ
МАРКАРЯН 290

Линия	Элемент	Время наблюдений и ссылки							Относитель- ные интенсив- ности линий
		Осень 1969— весна 1970 [4]		Май 1974 [9]		Январь 1977 (настоящая ра- бота)		$\frac{W_\lambda}{W_{H_\alpha}}$ среднее	
		W_{v°	$\frac{W_\lambda}{W_{H_\beta}}$	W_{λ°	$\frac{W_\lambda}{W_{H_\beta}}$	W_{λ°	$\frac{W_\lambda}{W_{H_\beta}}$		
3889	H ₈ +HeI	—	—	13	0.20	12	0.14	0.17 ± 18 ⁰ / ₀	0.20
3970	H ₈	—	—	5	0.08	8	0.09	0.08 ± 8	0.09
4101	H ₈	—	—	17	0.26	16	0.18	0.22 ± 18	0.23
4340	H ₇	25:	0.50	43	0.65	53	0.60	0.58 ± 7	0.56
4686	HeII	—	—	12	0.18	10	0.11	0.15 ± 25	0.15
4861	H _β	50	1.00	66	1.00	88	1.00	1.00	1.00
4959	[O III]	9	0.18	15	0.23	13	0.15	0.19 ± 11	0.18
5007	[O III]	25	0.50	49	0.74	38	0.43	0.56 ± 16	0.51
6563	H _α	200	4.00	290	4.39	350	3.98	4.12 ± 3	3.09
6717-31	[S II]	—	—	6:	0.09	13:	0.15:	0.12 ± 25	0.80:

Таблица 2

ШИРИНА ЭМИССИОННЫХ ЛИНИЙ В СПЕКТРЕ ГАЛАКТИКИ
МАРКАРЯН 290

Линия λ, Å	Элемент	Время наблюдений и ссылки			Средние зна- чения
		Осень 1969— весна 1970 [4]	Май 1974 [9]	Январь 1977 (настоящая ра- бота)	
3889	H ₈ +HeI	—	85 Å	75 Å	80 Å ± 6 ⁰ / ₀
3970	H ₈	—	90	55	72 ± 25
4101	H ₈	—	130	100	115 ± 13
4340	H ₇	100 Å	180	140	140 ± 20
4686	He II	—	150	105	127 ± 18
4861	H _β	150 Å	180	160	163 ± 5
4959	[O III]	—	40	40	40 ± 0
5007	[O III]	—	60	45	52 ± 15
6583	H _α	200 Å	280	185	222 ± 13

По полученным относительным интенсивностям водородных линий, после учета влияния межзвездного поглощения по данным Видмана [3], был определен средний (по данным наблюдений за 1970—1977 гг.) балмеровский декремент спектра излучения ядра галактики Маркарян 290:

$I_{H_2} : I_{H_3} : I_{H_4} : I_{H_5} : I_{H_6} = 2.17 : 1.00 : 0.61 : 0.26 : 0.11$. При определении считалось, что доля линий [N II] в яркости бленды $H_2 + [N II]$ составляет 15%, как обычно принимается для спектров ядер типа Sy 1 [13]. Бальмеровский декремент мы в дальнейшем использовали для определения физических условий в газовой оболочке ядра галактики Маркарян 290, которая излучает широкие водородные линии.

5. *Сопоставление бальмеровских спектров ядер галактик Маркарян 290 и NGC 7469.* Галактика NGC 7469 имеет тип Sy 1. Ее спектр подробно исследовался в [13]. Были обнаружены изменения в ее эмиссионном спектре и определены физические условия. Мы сравнили контуры эмиссионных бальмеровских линий и относительные интенсивности этих линий в спектрах ядер обеих галактик. По форме контуры бальмеровских линий в спектрах ядер галактик Маркарян 290 и NGC 7469 [13] имеют много общего. В обоих случаях контур линии H_2 отличается от контуров H_3 и H_4 , тогда как контуры последних схожи между собой. Как в спектре ядра галактики NGC 7469, так и в спектре ядра Маркарян 290, полученном весной 1970 г., контуры линий H_3 и H_4 имеют более длинные фиолетовые крылья и более короткие — красные. К 1977 г. контуры этих линий в спектре галактики Маркарян 290 изменились: более длинным стало красное крыло. К сожалению, нам неизвестна форма контура линии H_2 в спектре, полученном в 1970 г., но мы можем предположить, что контур этой линии практически не изменился по сравнению с контурами линий более высоких членов бальмеровской серии. Это предположение можно обосновать: на скане 1974 г., полученном Брюном и Саргентом [9] для галактики Маркарян 290, контуры всех линий бальмеровской серии (в том числе и H_2) почти симметричны. К 1977 г. контуры линий H_3 и H_4 изменились, а контур H_2 остался почти неизменным. Проведенное ранее в [13] исследование контуров линий бальмеровской серии в спектре ядра NGC 7469 также показало, что значительно изменяются контуры линий H_3 и H_4 , тогда как форма контура линии H_2 почти не меняется.

В табл. 3 приведены для сравнения бальмеровские декременты спектров ядер галактик Маркарян 290 и NGC 7469. Для последней в [13] были отмечены изменения бальмеровского декремента, поэтому значения декремента приведены для всех состояний: возбужденного (18.IX.1972 г.) и спокойного (7.I.1972 г.). Как следует из данных табл. 3, средний декремент спектра излучения ядра галактики Маркарян 290 ближе декременту спектра излучения возбужденного состояния ядра галактики NGC 7469.

6. *Физические условия в газовой оболочке ядра галактики Маркарян 290* в которой наблюдаются широкие водородные линии, мы анализировали методом, примененным ранее в [13] при исследовании оболочки

Таблица 3

БАЛЬМЕРОВСКИЕ ДЕКРЕМЕНТЫ В СПЕКТРАХ ЯДЕР ГАЛАКТИК
МАРКАРЯН 290 и NGC 7469

Линия	Маркарян 290	NGC 7460		Теоретич. декременты	
		7.01.1972	18.IX.1972	№ 1	№ 2
H _α	2.17±0.08	6.34	2.37	1.09	1.61
H _β	1.00	1.00	1.00	1.00	1.00
H _γ	0.61±0.04	0.89	0.54	0.57	0.57
H _δ	0.26±0.05	0.76	0.33	0.32	0.33
H _ε	0.11±0.01	0.470	0.21	0.19	0.20

галактики NGC 7469. При таком методе учитываются все полученные наблюдательные данные. Итак:

1. Запрещенные линии кислорода в спектре ядра Маркарян 290 (как следует из табл. 2) намного уже водородных линий. Это означает, что в зоне свечения широких водородных линий электронная плотность $> 10^7 \text{ см}^{-3}$.

2. Различия в форме при сравнении контуров линий H_α и линий H_β и H_γ, неизменность линии H_α со временем и изменения в линиях H_β и H_γ, происшедшие за 7 лет (период наблюдений), — все это говорит о том, что оптическая толща, по крайней мере в линии H_α, больше 1. Контуров водородных линий в спектре галактики Маркарян 290 по форме похожи на контуров линий газа, движущегося с градиентом скорости.

3. Ранее мы отмечали, что в спектрах ядер галактик Сейферта эквивалентные ширины находятся в прямой зависимости с показателями цвета ($U-B$) своих ядер [15]. На основании этого мы предполагаем, что свечение ядер в линиях водорода рекомбинационное — под действием ультрафиолетовых квантов. Теория такого механизма свечения для слоя газа, движущегося с градиентом скорости, предложена Соболевым [16]. Соответствующие расчеты приведены в работе Боярчука [17].

4. Результаты наблюдений ядра галактики Маркарян 290 в системе UBV [3, 4], приведенные в табл. 4, показали, что больших изменений яркости со временем в видимой области спектра ее ядра не наблюдается, но определенно изменяется показатель цвета ($U-B$). В нашем случае изменения произошли за время порядка двух месяцев. Это означает, что в ядре галактики Маркарян 290 размер области, излучающей непрерывный спектр, не более $1.5 \cdot 10^{17} \text{ см}$. По наблюдениям других галактик типа Sy 1 известно, что размеры таких областей в ядрах не более 10^{16} см [14]. Такой результат, возможно, будет получен и для галактики Маркарян 290,

если будет проведен длительный (по времени) ряд наблюдений галактики в системе UBV .

Таблица 4

ДАННЫЕ НАБЛЮДЕНИЙ ЯДРА ГАЛАКТИКИ
МАРКАРЯН 290 В СИСТЕМЕ UBV

Дата	D	V	$B-V$	$U-B$	Литература
Июнь 1970— апрель 1971	13.5	14 ^m 90	+0 ^m 56	-0 ^m 92	[4]
Февраль 25-24 1971	15	14.96	+0.60	-0.62	[3]
Апрель 1971	27	14.68	+0.67	-0.71	[4]

5. Физические условия в зоне свечения широких водородных линий не постоянны со временем. Об этом можно судить по изменениям (порядка ≤ 3 св. лет, ≤ 1 пс), которые произошли за период 3—4 года (весна 1970 г.—1974 г.—январь 1977 г.) в контурах линий $H\beta$ и $H\gamma$ (см. рис. 5). Наблюдаемый «переход» асимметрии из «голубой» в «красную» может свидетельствовать об изменении кинематических параметров оболочки галактики Маркарян 290.

6. Ядро галактики Маркарян 290 состоит из двух образований типа $Sy 1$.

Для определения некоторых параметров водородной оболочки можно использовать бальмеровские декременты, приведенные в табл. 1, и сравнить их с теоретическими из работы Боярчука [17]. В последней расчеты проведены для модели движущейся оболочки, предложенной Соболевым. Параметры теоретической модели в [17] следующие: T_* — температура ионизирующего излучения, T_e — электронная температура газовой оболочки, ω — коэффициент дилуции излучения, β_{12}^0 — вероятность выхода L_{α} -кванта из наблюдаемой оболочки (характеризует степень прозрачности газа в водородных линиях). Предполагается, что физические условия внутри оболочки однородны. Сопоставляя бальмеровские декременты оболочки ядра, наблюдаемые и теоретические из [17], мы не смогли подобрать теоретический декремент, близкий наблюдаемому для всех линий. Это удалось сделать только для некоторых из них. Аналогичный случай отмечен в [13] для ядра галактики NGC 7469. Наиболее близкие два варианта подбора наблюдаемых и теоретических декрементов для ядра Маркарян 290 приведены в табл. 3. Для относительных интенсивностей линий $H\beta$, $H\gamma$, $H\delta$ согласие хорошее и плохое для $I_{H\gamma} : I_{H\beta}$ и $I_{H\delta} : I_{H\beta}$. Такой результат может свидетельствовать о том, что предположение об однородности физических условий в оболочке ядра галактики Маркарян 290 —

неверно. По крайней мере, линию H_α излучают не одна, а несколько областей с неодинаковыми физическими условиями.

Необходимо отметить, что при определении бальмеровского декремента оболочки галактики Маркарян 290 не было учтено межзвездное поглощение света, которое может быть внутри галактики или ее ядра. Для анализа этого обстоятельства мы приняли, что поглощение внутри галактики Маркарян 290 (или ее ядра) A_V может быть 0^{m8} или 1^{m0} . Исправленные в соответствии с этим значением наблюдаемые бальмеровские декременты мы еще раз сравнили с теоретическими из [17]. Результат тот же: нельзя подобрать для всех линий такой теоретический бальмеровский декремент, чтобы он совпадал с наблюдаемым.

Таким образом, вывод о неоднородности физических условий внутри водородной оболочки ядра галактики Маркарян 290 правильный и в случае отсутствия, и в случае наличия межзвездного поглощения в самой галактике.

По подобранным теоретическим моделям мы определили параметры оболочки для моделей № 1 и 2 табл. 3. Значения параметров даны в табл. 5. Здесь D_* — размер ядра, излучающего непрерывную эмиссию, $D_{обол.}$ — размер водородной оболочки, N_e — средняя электронная плотность водородной оболочки, вычисленная по полному потоку излучения оболочки в линии H_β . Величина этого потока по данным Брюна и Саржента [9] равна $3.2 \cdot 10^{-13}$ эрг/с·см². M/M_\odot — масса водородной оболочки, выраженная в массах Солнца.

Таблица 5

ПАРАМЕТРЫ ВОЗМОЖНЫХ МОДЕЛЕЙ ВОДОРОДНОЙ
ОБОЛОЧКИ ЯДРА ГАЛАКТИКИ МАРКАРЯН 290

Параметры	№ 1		№ 2	
T_e	20 000 К		40 000 К	
T_*	20 000°К		40 000 К	
ω	10^{-1}		10^{-6}	
F_{12}^0	$2.5 \cdot 10^{-3}$		10^{-6}	
D_* см	10^{16}	10^{17}	10^{16}	10^{17}
$D_{обол.}$	$1.5 \cdot 10^{16}$	$1.5 \cdot 10^{17}$	$0.75 \cdot 10^{19}$	$7.5 \cdot 10^{19}$
N_e см ⁻³	$15 \cdot 10^8$	$0.5 \cdot 10^8$	$(\sim 7.5 \text{ св. лет})$	$(\sim 7.5 \text{ св. лет})$
M/M_\odot	4.2	140	$20 \cdot 10^4$	$0.6 \cdot 10^4$
			10^5	10^6

Анализ данных, приведенных в столбцах № 1 и 2 табл. 5, показал, что параметры для модели № 2 неприемлемы. В этом случае получается, что $N_e < 10^6$ и очень большой размер оболочки. А он должен быть не

больше 3 св. лет, если принять во внимание переменность эмиссионных линий. Все вышесказанное позволяет предположить, что теоретическая модель № 1 по своим физическим параметрам ближе к наблюдаемой газовой оболочке ядра галактики Маркарян 290, которая излучает в линиях $H\alpha$, $H\gamma$, $H\delta$ и частично в $H\alpha$.

Возникает вопрос: нельзя ли объяснить неоднородность физических условий внутри водородной оболочки ядра галактики Маркарян 290 влиянием обнаруженного нами околоядерного источника? По-видимому, нет. Поскольку неоднородные физические условия наблюдаются и в оболочке ядра галактики NGC 7469. Последняя, как известно, имеет только один источник свечения газа.

7. *Заключение.* Спектрофотометрическое исследование галактики Маркарян 290 позволяет считать ее ядро пекулярным среди других ядер галактик типа Sy 1.

На расстоянии $< 1''$ от пекулярного ядра галактики Маркарян 290 в направлении ее предполагаемого спутника (конденсация «а» на рис. 1) мы обнаружили голубоватое образование с сейфертовскими особенностями I типа. Есть основания предположить, что это образование является вторым ядром галактики Маркарян 290.

Оба ядра галактики Маркарян 290 взаимодействуют, по-видимому, не только между собой, но и со спутником «а».

Двойное ядро, причем каждое из этих ядер типа Sy 2, согласно Шкловскому [18] имеет пекулярная галактика NGC 1275.

Петросян, Саакян, Хачикян [19] приводят другие примеры галактик с двойными ядрами и считают, что среди объектов с УФ-избытком это — нередкое явление. Спектральные характеристики компонентов двухъядерных сейфертовских галактик могут быть как различными (например, Маркарян 739), так и одинаковыми (галактика Маркарян 673). Оба компонента ядра Маркарян 673 имеют признаки сейфертовских галактик второго типа [19].

В случае галактики Маркарян 290 оба компонента ядра, по-видимому, обладают сейфертовскими особенностями первого типа.

Природа сейфертовских галактик с двойными (или кратными) ядрами пока не ясна. Таких объектов открыто еще немного, и они недостаточно изучены. Вполне возможно, что вторые компоненты ядра таких галактик формируются в процессе их эволюции вместе с галактиками-спутниками. Последние (или их остатки) должны наблюдаться вблизи галактик с двойными ядрами. Для подтверждения нашего предположения необходимы дальнейшие специальные наблюдения — как прямые снимки галактик, так и их спектры.

Выражаем благодарность В. И. Пронику за полезные дискуссии, В. Т. Жоголевой и Г. Е. Лактионовой за помощь в подготовке статьи к печати.

Крымская астрофизическая
обсерватория

SPECTROPHOTOMETRY OF THE CENTRAL REGION OF THE GALAXY MARKARIAN 290

I. I. PRONIK, L. P. METIK

New data on the structure of the central region of the galaxy Markarian 290 are presented. They are based on the spectrograms obtained in the prime focus of 6-m telescope using Zeiss spectrograph UAGS and a three stage image tube. Near the nucleus of the galaxy "b" towards the starlike object "a", disposed at 8" (4.5 kps) to S-E of the nucleus, a gaseous formation has been discovered. The emission features of this formation are like those of the Sy I type galaxy nuclei.

The hydrogen line contours and the relative intensities of emission lines have been considered. H_3 and H_1 profiles are asymmetric. This asymmetry has been changing with time. Assuming homogeneity of physical conditions of the shell, the following parameters were obtained: $T_e = 20\,000^\circ\text{K}$, $n_e = 10^9\text{ cm}^{-3}$, $M = 4M_\odot$. It is suggested that the blue gaseous condensation was formed by interaction of Markarian 290 galaxy with the starlike object "a" which is supposed to be a satellite of the galaxy.

ЛИТЕРАТУРА

1. Б. Е. Маркарян, *Астрофизика*, 5, 581, 1969.
2. W. Sargent, *Ap. J.*, 173, 7, 1972.
3. D. Weedman, *Ap. J.*, 183, 29, 1973.
4. М. А. Аракелян, Э. А. Дибай, В. М. Лютый, *Астрофизика*, 8, 473, 1972.
5. Э. Е. Хачикян, Д. В. Видман, *Астрофизика*, 7, 389, 1971.
6. М. А. Аракелян, Э. А. Дибай, В. Ф. Есипов, Б. Е. Маркарян, *Астрофизика*, 7, 177, 1971.
7. В. Markarian, *Astron. Astrophys.* 58, 139, 1977.
8. Б. Е. Маркарян, *Астрофизика*, 9, 5, 1973.
9. А. Bruyn, W. Sargent, *A. J.*, 83, 1257, 1978.
10. Л. П. Метик, И. И. Проник, *Изв. Крымской обс.*, 55, 188, 1976.
11. E. M. Burbidge, G. R. Burbidge, *Ap. J.*, 142, 1351, 1965.
12. Л. П. Метик, И. И. Проник, *Астрофизика*, 15, 37, 1979.

13. *И. И. Проник*, Астрон. ж., 52, 481, 1975.
14. *В. М. Лютый*, Докторская диссертация, ГАИШ, М., 1976.
15. *И. И. Проник*, Астрон. ж., 49, 768, 1972.
16. *В. В. Соболев*, Движущиеся оболочки звезд. Изд-во ЛГУ, 1947.
17. *А. А. Боярчук*, Изв. Крымской обс., 35, 45, 1966.
18. *И. С. Шкловский*, Письма АЖ, 11, 493, 1978.
19. *А. Р. Петросян, К. А. Саакян, Э. Е. Хачикян*, Астрофизика, 15, 373, 1979.

АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 17

ФЕВРАЛЬ, 1981

ВЫПУСК 1

УДК 524.7—77

ПОЛЯРИЗАЦИОННОЕ И ФОТОМЕТРИЧЕСКОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ПЕКУЛЯРНОЙ ГАЛАКТИКИ NGC 3718

В. А. ГАГЕН-ТОРН, И. И. ПОПОВ, В. А. ЯКОВЛЕВА

Поступила 7 апреля 1980

Принята к печати 4 августа 1980

Приводятся результаты поляризационных и фотометрических наблюдений пекулярной линзовидной галактики NGC 3718. В районе темной полосы найдена заметная поляризация излучения. Покраснение в полосе составляет около $1^m 0$. Найденная поляризация аналогична межзвездной поляризации в нашей Галактике.

1. *Введение.* В Астрономической обсерватории Ленинградского университета с середины 60-х годов ведется работа по поляризационному исследованию галактик. Результаты этой работы показывают (см. [1], где дается обзор ранних наблюдений, и [2], где приведены данные о пекулярной галактике NGC 2685), что поляризационные наблюдения дают важную информацию о пылевой составляющей и магнитных полях в галактиках. В частности, большой интерес представляют поляризационные исследования пекулярных галактик. Настоящая статья посвящена изучению одной из таких галактик — NGC 3718 (Арп 214).

Эта галактика классифицирована в Атласе Хаббла [3] как $S0_{pec}$. Пекулярность ее состоит в наличии искривленной темной полосы, пересекающей основное тело галактики в непосредственной близости от ядра, и двух слабосветящихся протяженных образований, напоминающих спиральные ветви. Арп [4] классифицирует ее как SBb, отмечая, что пылевая полоса «выходит из ядра». Лучевая скорость $+1128$ км/с. Галактика имеет большой угловой размер ($4' \times 2'$ без учета слабых ветвей), но поверхностная яркость ее мала, и до последнего времени она почти не исследовалась.

NGC 3718 была включена в нашу программу поляризационных наблюдений в начале 1977 г. и наблюдалась в феврале 1977 г. и марте 1978 г. Поскольку в ходе этих наблюдений наличие поляризации было установлено (см. ниже), для более обоснованной интерпретации решено было провести фотометрические наблюдения, которые и были выполнены в 1978—79 гг. Таким образом, работа растянулась на несколько лет. За это время в печати появилась работа Эльвиус [5], в которой также имеются сведения о поляризации излучения NGC 3718.

2. *Поляризационные наблюдения и их результаты.* Поляризационные наблюдения были выполнены на 48-см телескопе АЗТ-14 Бюраканской станции АО ЛГУ с электрополяриметром АФМ-6 [6], использующим ФЭУ-79 с мультищелочным катодом. Наблюдения велись без фильтра ($i_{\text{эфф.}} = 0.53$ мкм), с круглыми диафрагмами размером 18.9 (d1), 26.7 (d3), 53.4 (d4). Методика наблюдений и обработки описана в наших предыдущих работах (см., например, [7]). Схема расположения измеренных областей дается на рис. 1. Результаты наблюдений приводятся в табл. 1: в первом столбце—номер области и угловое расстояние ее центра от яркой звезды к северу от галактики (зв. № 1); во втором—использованная диафрагма; в третьем—дата наблюдений; в четвертом и пятом—параметры поляризации и их ошибки, найденные из внутренней сходимости отдельных серий (серия включает одно определение относительных параметров Стокса, которое занимает 8—10 минут); в следующем столбце дается число серий и, наконец, в последнем столбце—отношение потока от измеренной области галактики к потоку от фона неба.

Для нескольких площадок наблюдения были выполнены в разные сезоны. Согласие между результатами этих наблюдений, как видно, вполне удовлетворительное. Найденные средние значения также приведены в табл. 1.

3. *Результаты фотометрических наблюдений.* Детальному фотометрическому изучению NGC 3718 будет посвящена специальная работа. Здесь мы дадим лишь отдельные результаты, необходимые для интерпретации поляризационных наблюдений. Наблюдательный материал был получен в прямом фокусе 2.6-м телескопа Бюраканской астрофизической обсерватории (прямые *UBV*-снимки) и на телескопе АЗТ-14 с той же аппаратурой, которая использовалась при проведении поляризационных наблюдений, дополненной фильтрами, осуществляющими систему *UBV* (наблюдения в отдельных площадках для стандартизации фотографических данных). Фотозлектрические наблюдения велись дифференциальным методом относительно звезд № 2 и 3 (см. рис. 1), величины и цвета которых, приведенные в табл. 2, были определены нами дифференциальным сравне-

нием со звездой $BD + 47^\circ 1888$ с известными UBV -величинами [8]. При обработке использовались средние значения коэффициента прозрачности для Бюракана, однако поскольку наблюдения велись вблизи зенита, это не могло внести ощутимой ошибки. Наша инструментальная система близка к стандартной, поэтому поправки за систему не превышали 0^m01-0^m02 .

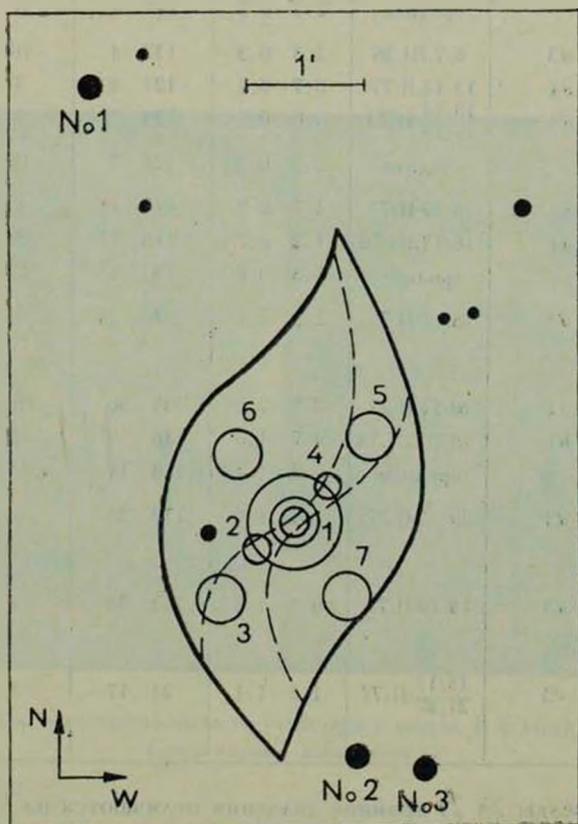


Рис. 1. Схема измеренных областей галактики.

Результаты фотоэлектрических наблюдений четырех площадок галактики даны в 3—6 строках табл. 2. В первом столбце даются номера площадок (центры их совпадают с центрами площадок, для которых измерялась поляризация) и их диаметры. Относительно точности приводимых в табл. 2 данных нужно заметить следующее. Для звезд № 2 и № 3 независимые определения, выполненные в разные ночи, дали результаты, отличающиеся не более, чем на 0^m03 в полосах B и V . В полосе U в худшем

Таблица 1

РЕЗУЛЬТАТЫ ПОЛЯРИЗАЦИОННЫХ НАБЛЮДЕНИЙ

Область и ее координаты	Диафрагма	Дата наблюдений	$(\rho \pm \sigma_\rho)^\circ$	$(\theta_0 \pm \sigma_{\theta_0})^\circ$	N	$\frac{n_{об}}{n_\phi}$
Т. 1 $\Delta\alpha = 100''$ $\Delta\delta = 222''$	d1	13/14. II.77	2.3 \pm 0.5	146 \pm 6	4	1.8
		10/11				
	d1	15/16 III.78	2.2 0.3	139 4	4	2.3
		среднее	2.2 0.3	142 4	8	
	d3	6/7.III.78	2.3 0.3	132 4	10	1.8
	d4	13/14.II.77	0.7 0.2	127 9	3	1.0
Т. 2 $\Delta\alpha = 79''$ $\Delta\delta = 235''$	d4	13/14	0.8 0.2	125 7	9	1.0
		17/18 III.78				
	среднее	0.8 0.2	126 7	12		
Т. 3 $\Delta\alpha = 61'' \cdot 5$ $\Delta\delta = 257'' \cdot 5$	d1	16/17 II.77	1.7 0.9	142 16	6	0.9
	d1	16/17.III.78	1.2 0.7	118 17	5	0.5
	среднее	1.3 0.6	133 13	11		
Т. 4 $\Delta\alpha = 117''$ $\Delta\delta = 199'' \cdot 5$	d3	16/17.II.77	2.3 2.1	70 26	6	0.3
	d1	20/21.II.77	2.1 2.2	125 30	6	0.4
	d1	18/19.III.78	4.7 1.0	146 6	4	0.4
	среднее	2.9 1.4	138 14	10		
Т. 5 $\Delta\alpha = 139''$ $\Delta\delta = 178''$	d3	20/21.II.77	1.4 1.7	179 35	6	0.2
	d3	18/19.II.77	0.9 1.2	167 38	4	0.45
Т. 6 $\Delta\alpha = 72''$ $\Delta\delta = 185'' \cdot 5$	d3	16/17	1.5 1.1	21 17	7	0.4
		21/22 II.77				

случае (для звезды № 2) крайние значения отличаются на $0^m 12$. Для более ярких областей галактики (т. 1) было выполнено по два определения блеска, для более слабых (т. 6 и 7) вдвое больше. Можно считать, что их величины и цвета определены с точностью $\pm 0^m 10$.

Из результатов фотографических наблюдений мы приведем здесь лишь следующие. 1. Результаты измерения двух пластинок на микрофотометре АМД Специальной астрофизической обсерватории (рис. 2). Здесь разными оттенками даны изоденсы центральной части галактики, показывающие различия в структуре ядерной области и темной полосы в цветах B и V . 2. Перпендикулярные темной полосе фотометрические и цветовые разрезы (в B и $B-V$), проходящие в $7''$ от ядра по обе его стороны



Рис. 2. Изоденсы центральной части галактики в цветах *B* (слева) и *V* (справа).
Север справа, запад внизу.

К ст. В. А. Гаген-Торна и др.

(рис. 3). Они получены в результате измерений негативов на микрофото-
метре прямых интенсивностей Главной астрономической обсерватории
АН СССР и стандартизации по фотоэлектрическим данным.

Таблица 2
РЕЗУЛЬТАТЫ ФОТОМЕТРИЧЕСКИХ
НАБЛЮДЕНИЙ

Объект	V	B-V	U-B
Зв. № 2	12 ^m 00	+0 ^m 59	+0 ^m 41
Зв. № 3	11.76	+0.95	+0.93
T. 1(53.4)	12.55	+1.09	+0.84
T. 1(26.7)	13.59	+1.30	—
T. 6(53.4)	13.47	+0.80	—
T. 7(53.4)	13.69	+0.95	—

4. Обсуждение результатов. Рассмотрение табл. 1 показывает, что в
центральной области галактики (область 1) поляризация определенно
имеется. Для всех трех диафрагм найдена степень поляризации, превы-

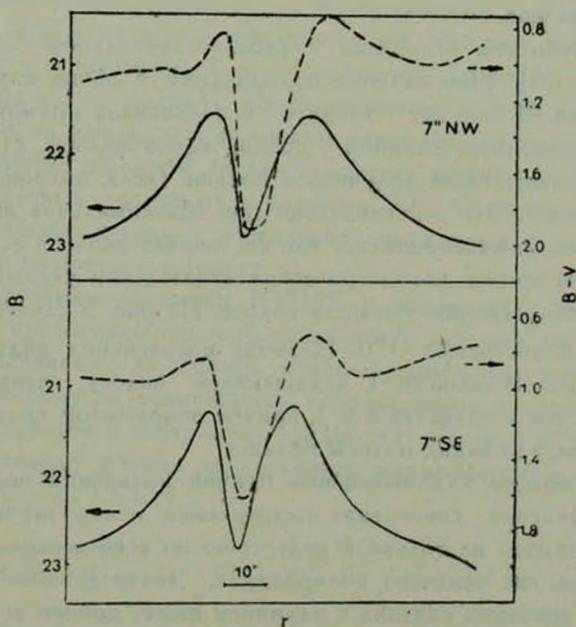


Рис. 3. Фотометрические и цветовые разрезы поперек полосы.

шающая 3α . Направление поляризации во всех случаях в пределах ошибок совпадает и среднее его значение ($\theta_0 = 133^\circ$) очень близко к позиционному углу темной полосы. В областях 2 и 4, расположенных по обе стороны от ядра в пределах полосы, поляризация зафиксирована на уровне, несколько превышающем 2α . Подтверждением ее реальности служит то, что ее направление в обоих случаях близко к направлению полосы и практически совпадает с направлением для области 1. Для остальных, более слабых областей наши данные недостаточно точны для того, чтобы можно было сделать сколько-нибудь определенное заключение.

Из результатов, полученных для области 1 с диафрагмами 53.4 и 26.7 можно, однако, заключить, что при удалении от центра поляризация исчезает. Действительно, для большой площадки степень поляризации примерно втрое меньше. Из данных табл. 2, с учетом того, что поляризация измерялась без фильтра, следует, что поток при поляризационных измерениях в $d4$ был больше, чем в $d3$, примерно в 3 раза ($\Delta V = +1^m04$, $\Delta B = +1^m25$, а значению $\Delta m = 1^m15$ соответствует отношение потоков ≈ 3). Следовательно поляризованный поток в диафрагмах $d3$ и $d4$ примерно одинаков, а значит излучение кольца неполяризовано. Правда в кольцо попадают участки полосы, так что поляризация, если она есть в областях 2 и 4, должна присутствовать, но вклад этих участков в поток от кольца мал.

Наши результаты находятся в удовлетворительном согласии с данными Эльвиус [5]. Направление поляризации в обоих случаях найдено одним и тем же. Поскольку Эльвиус использовала прямоугольную диафрагму, расположенную длинной стороной вдоль полосы, степень поляризации у нее должна была получиться больше (если поляризация связана с темной полосой). Это действительно так. Максимальное значение степени поляризации, зафиксированное ею, составляет около 6%.

Результаты наших фотометрических наблюдений указывают на наличие сильного покраснения в темной полосе. Из рис. 3 следует, что избытки цвета здесь достигают 1^m0 . Наличие покраснения подтверждается и данными табл. 2. В области 1, включающей полосу, показатель цвета $B-V$ больше, чем в областях 6 и 7, причем покраснение сильнее для меньшей диафрагмы, где вклад полосы больше.

Определяющими для выяснения причин появления поляризации являются два фактора: совпадение направления поляризации с направлением темной полосы не только в центре, но по всей полосе и существование в областях, где отмечена поляризация, значительного покраснения. Ясно, что поляризация связана с наличием пыли, причем ее появление, по всей вероятности, обусловлено тем же механизмом, что и появление меж-

звездной поляризации в нашей Галактике. В самом деле, если бы поляризация возникала при рассеянии, ее направление в области ядра совпадало бы с наблюдаемым, но уже недалеко от ядра в пределах полосы угол должен был бы повернуться на 90° , чего не наблюдается. Об этом говорят наши данные для областей 2 и 4 и высокая поляризация, найденная Эльвиус с прямоугольной диафрагмой. Сильное покраснение также наиболее естественно объясняется селективным поглощением излучения пылью.

Если предложенное объяснение появления поляризации верно, то необходимо наличие асимметричных частиц, определенным образом ориентированных. Для межзвездной пыли общепринятым сейчас является механизм ориентации Дейвиса—Гринстейна, требующий существования магнитного поля. Таким образом, поляризационные данные указывают на присутствие в пекулярной линзовидной галактике NGC 3718 крупномасштабного магнитного поля. Такой же вывод делает и Эльвиус [5].

В заключение отметим еще один интересный факт. Данные табл. 2 и рис. 3 указывают на наличие асимметрии в распределении цвета в галактике NGC 3718. Различия в структуре северо-восточной и юго-западной частей галактики в центральной области, свидетельствующие об асимметрии цвета, хорошо видны и на рис. 2. Цвет той половины галактики, где расположено ядро, более синий. Если считать, что в галактике имеется пылевой диск очень большого диаметра, то более красный цвет другой половины галактики, вероятно, можно объяснить тем, что свет галактики частично поглощается в периферийных его областях (плоскость диска несколько наклонена к лучу зрения). Изучение внешнего вида галактики наталкивает, однако, на мысль, что, возможно, здесь мы имеем дело с искривлением периферийных областей пылевого диска, подобно тому, как это имеет место у газовых дисков ряда галактик [9]. Отметим, что поиски искривления звездных дисков у нескольких спиральных галактик, видимых с ребра, пока не привели к успеху.

Авторы благодарны комиссии КТШТ и руководству Бюраканской обсерватории за предоставление наблюдательного времени на 2.6-м телескопе, А. С. Амирханяну за помощь в наблюдениях на этом телескопе, Ю. П. Коровяковскому за возможность использования аппаратуры САО для обработки негативов и построения изоденс галактики и В. Н. Карпинскому, предоставившему в наше распоряжение микрофотометр прямых интенсивностей ГАО АН СССР.

POLARIZATION AND PHOTOMETRIC INVESTIGATION OF
THE PECULIAR GALAXY NGC 3718

V. A. HAGEN-THORN, I. I. POPOV, V. A. YAKOVLEVA

The results of polarimetric and photometric observations of the peculiar lenticular galaxy NGC 3718 are given. Appreciable polarization is found in the dark band. Reddening in this region is about 1^m0 . The polarization is analogous to interstellar polarization in our Galaxy.

Примечание при корректуре: В связи с переопределением нуль-пунктов фотографических величин и цветов оцифровка шкал по оси ординат на рис. 3 должна быть изменена: на левой шкале значения следует уменьшить на 0^m6 , на правой — увеличить на 0^m1 .

ЛИТЕРАТУРА

1. В. А. Гаген-Торн, *Астрофизика*, 10, 127, 1974.
2. В. А. Гаген-Торн, И. И. Попов, В. А. Яковлева, *Письма АЖ*, 5, 8, 1979.
3. A. Sandage, *The Hubble Atlas of Galaxies*, Carnegie Inst. of Washington, 1961.
4. H. Arp, *Ap. J.*, 185, 797, 1973.
5. A. Elvius *Astrophys. Space Sci.*, 55, 49, 1978.
6. В. А. Домбровский, В. А. Гаген-Торн, С. М. Гуткевич, Т. А. Полякова, М. А. Свечников, О. С. Шулов, *Труды АО ЛГУ*, 22, 83, 1965.
7. В. А. Гаген-Торн, Н. В. Вошинников, *Астрофизика*, 13, 569, 1977.
8. V. M. Blanco, S. Demers, G. G. Douglass, M. P. Fitzgerald, *Publ. U. S. Naval Obs.*, 2-nd Ser., 21, 1, 1968.
9. R. Sanctsi, *Astron. Astrophys.*, 53, 159, 1976.

АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 17

ФЕВРАЛЬ, 1981

ВЫПУСК 1

УДК 524.7

ФИЗИЧЕСКИЕ УСЛОВИЯ В ЯДРАХ ГАЛАКТИК С ЭМИССИОННЫМИ ЛИНИЯМИ

Г. Т. ПЕТРОВ, И. М. ЯНКУЛОВА, В. К. ГОЛЕВ

Поступила 10 апреля 1980

Принята к печати 25 сентября 1980

По спектрам, полученным на 6-м телескопе САО АН СССР, проведено спектрофотометрическое исследование шести галактик с эмиссионными линиями, не относящихся к сейфертовскому типу. Оценены электронные плотности, $n_e \sim 10^3 \text{ см}^{-3}$, и электронные температуры, $T_e \sim 10^4 - 1.4 \cdot 10^4 \text{ К}$, излучающего газа. Приведены потоки, $F_{\text{H}\beta} \sim 10^{-13} - 10^{-14} \text{ эрг см}^{-2} \text{ с}^{-1}$, и светимости, $L_{\text{H}\beta} \sim 10^{35} - 10^{40} \text{ эрг с}^{-1}$, в линии $\text{H}\beta$. Эффективный объем, занимаемый газом, $\sim 10^{56} - 10^{59} \text{ см}^3$, а масса газа $\sim 10^3 - 10^4 M_\odot$. Число звезд O5 V, необходимое для ионизации газа, порядка нескольких сот, и это говорит о том, что наиболее вероятным источником ионизации является ультрафиолетовое излучение горячих звезд в этих галактиках.

1. *Введение.* Детальному спектрофотометрическому исследованию объектов сейфертовского типа и других крайне пекулярных галактик посвящено довольно много работ. Менее пекулярные объекты спектрофотометрически исследованы в гораздо меньшей степени. Так, Кохен [1] исследовала эмиссию $\text{H}\beta$ в дисках 53 спиральных галактик, а Хухра [2] приводит эквивалентные ширины $\text{H}\beta$ и отношения $I_{\lambda 5007}/I_{\text{H}\beta}$ для большого числа галактик Маркаряна. В работе [3] спектрофотометрически исследованы ядра 49 галактик несейфертовского типа — в том числе 27 галактик Маркаряна и 12 галактик Аракеляна.

В настоящем сообщении приводятся результаты спектрофотометрического исследования и определения физических условий ядер шести галактик с узкими эмиссионными линиями. Исследованные объекты за исключением NGC 7463 являются линзовидными галактиками — тип S0 или SB0. NGC 7465, 7648 и 7679 являются галактиками Маркаряна, а NGC 5929 и 7625 включены в списки компактных галактик Цвикки.

2. *Наблюдательный материал и результаты обработки.* В сентябре 1978 г. на 6-м телескопе САО АН СССР была проведена серия спектральных наблюдений шести близких галактик. С короткими экспозициями получены спектры галактик в синих и красных лучах (спектральные области соответственно λ 4000—6000 Å и λ 5800—7500 Å). Использован спектрограф UAGS с трехкаскадным электронно-оптическим преобразователем УМ-92, установленный в прямом фокусе. Дисперсия всех спектрограмм 100 Å мм⁻¹.

В табл. 1 приведены данные об исследованных галактиках. В соответствующих столбцах таблицы даны: 1) номер объекта по NGC; 2) координаты на эпоху 1950.0 [4]; 3) хаббловский тип согласно Нильсону [5]; 4) видимая фотографическая звездная величина галактики m_p [5].

Таблица 1

ДАННЫЕ ОБ ИССЛЕДОВАННЫХ ГАЛАКТИКАХ

Номер по NGC	Координаты 1950.0		Тип по Хабблу	m_p	z	M_p	Примечания
	α	δ					
5929	15 ^h 24 ^m 18 ^s .3	41° 50' 43"	E/S0	13 ^m .0	0.009	-19 ^m .8	1
7463	22 59 22.7	15 42 17	SB	13.5	0.009	-20.3	—
7465	22 59 31.8	15 41 50	SB0	13.3	0.008	-19.2	2
7625	23 18 00.6	16 57 15	S0	12.8	0.006	-19.2	3
7648	23 21 22.2	09 23 37	S0	13.5	0.014	-20.2	4
7679	23 26 12.8	03 14 11	S0	13.2	0.018	-21.2	5

Примечания к таблице 1.

1. I Zw 112. Двойная галактика в паре с NGC 5930. Масса всей пары, согласно Пейджу [22], $12.5 \cdot 10^9 M_{\odot}$.

2. Марк. 313.

3. III Zw 103. Спектральный тип G 1 [23], масса $8.0 \cdot 10^9 M_{\odot}$ в 3.5 кпс и $16.0 \cdot 10^9 M_{\odot}$ в 7.0 кпс [24].

4. Марк. 531.

5. Марк. 534. Спектральный тип F 5 по Хьюмасону и др. [23]. Спектры этой галактики передержаны. Пеймберт и Спинрад [20] наблюдали эту галактику со сканером с круглой диафрагмой 7" и получили

$$\frac{I_{\text{H}\alpha} \lambda 5876}{I_{\text{H}\beta}} = 0.11, \quad \frac{I_{\lambda 5007}}{I_{\text{H}\beta}} = 1.10, \quad \frac{I_{\lambda 6583}}{I_{\text{H}\beta}} = 1.35,$$

$F_{\text{H}\beta} = 1.69 \cdot 10^{-13}$ эрг см⁻² с⁻¹. Величины исправлены за покраснение с фактором $C_3 = 0.27$.

5) красное смещение z согласно Гислеру [6]; 6) абсолютная фотографическая звездная величина M_p , вычисленная при $H = 75 \text{ км с}^{-1} \text{ Мпс}^{-1}$, и 7) примечания.

Репродукции спектров в синих и красных лучах соответственно приведены на рис. 1. Отметим, что запрещенные линии [O III] λ 4959, 5007 обнаружены только в спектрах галактик NGC 5929 и 7679, а линия He I λ 5876 — только в спектре NGC 7679.

Таблица 2а

ОТНОСИТЕЛЬНЫЕ ИНТЕНСИВНОСТИ $I_\lambda/I_{H\beta}$
ЭМИССИОННЫХ ЛИНИЙ И ЭКВИВАЛЕНТНЫЕ ШИРИНЫ W

Номер по NGC	H β λ 4861	H α λ 6562	[NII] λ 6583	[NII] λ 6548	[SII] λ 6731	[SII] λ 6717	[OIII] λ 4959	[OIII] λ 5007	$W_{H\beta}$ (A)
5929	1.0	5.45	3.75	1.95	2.66	3.47	1.59	3.64	5.98
7463	1.0	3.45	0.84	0.72	1.49	0.88	—	—	6.80
7465	1.0	5.48	2.52	1.79	1.56	2.11	—	—	2.64
7625	1.0	4.48	2.59	0.65	0.56	0.58	—	—	3.71
7648	1.0	2.72	1.30	0.79	0.65	0.55	—	—	0.83
7679*	1.0	4.76	4.78	1.38	2.57	2.68	0.51	1.48	4.68

* Так как спектры NGC 7679 передержаны, эквивалентная ширина и относительные интенсивности для нее определены менее надежно. В красном спектре обнаружена линия He I λ 5876 с интенсивностью $I_{He I} \sim 0.1 I_{H\beta}$.

В табл. 2а приведены относительные интенсивности эмиссионных линий в единицах интенсивности H β , а также эквивалентные ширины H β .

Поправка за покраснение вводилась по формуле [7]

$$\lg I_\lambda^0 = \lg I_\lambda^{набл} + C_\beta \cdot f(\lambda). \quad (1)$$

Величина C_β определялась по бальмеровскому декременту. Согласно [8], отношение $I_{H\alpha}^0/I_{H\beta}^0$ принималось равным 2.88. Был использован закон межзвездного поглощения Уитфорда, табулированный в [9]. Исправленные таким образом относительные интенсивности эмиссионных линий приведены в табл. 2б. В последнем столбце таблицы даны значения фактора C_β .

3. *Определение физических условий излучающего газа.* Физические параметры излучающего газа можно оценить по относительным интенсивностям эмиссионных линий. Остерброк [10] приводит зависимость, свя-

зывающую отношение интенсивностей линий дублета [S II] $\lambda\lambda$ 6717 + 31 с величинами $X = n_e(10^4/T_e)^{1/2}$ см⁻³. Во втором столбце табл. 3 приведены эти величины для исследованных нами галактик.

Таблица 26

ОТНОСИТЕЛЬНЫЕ ИНТЕНСИВНОСТИ $I_{\lambda}^0/I_{H\beta}^0$,
ИСПРАВЛЕННЫЕ ЗА ПОКРАСНЕНИЕ, И ЗНАЧЕНИЯ ФАКТОРА ПОКРАСНЕНИЯ

Номер по NGC	H ₂ λ 4861	H ₂ λ 6562	[NII] λ 6583	[NII] λ 6548	[SII] λ 6731	[SII] λ 6717	[OIII] λ 4959	[OIII] λ 5007	C ₂
5929	1.0	2.88	2.02	1.07	1.41	1.80	1.50	3.32	0.79
7463	1.0	2.88	0.70	0.60	1.23	0.72	—	—	0.24
7465	1.0	2.88	1.38	1.00	0.84	1.12	—	—	0.79
7625	1.0	2.88	1.69	0.43	0.36	0.37	—	—	0.56
7648*	1.0	2.72	1.30	0.79	0.65	0.55	—	—	0.0
7679	1.0	2.88	2.92	0.86	1.53	1.57	0.48	1.36	0.61

* Галактика NGC 7648 не показывает покраснения.

Бэрбидж и др. [11] приводят зависимость отношения $f \cdot I_{H_2}/I_{NII\lambda\lambda 6548+84}$ от T_e , где f — степень ионизации азота. Следуя [12], можно принять $f = 0.4$; полученные таким образом значения T_e приведены в третьем столбце табл. 3. При известных X и T_e электронные плотности исследуемых галактик могут быть вычислены по формуле $n_e = X(10^4/T_e)^{-1/2}$: они приведены в четвертом столбце табл. 3. Значения n_e отличаются менее чем на 15% от плотностей, полученных при $T_e = 10^4$ К. Определение последних, кроме температуры, не требует никаких других дополнительных предположений. Поэтому для нахождения физических условий использовались значения n_e при $T_e = 10^4$ К.

Изображение линии [S II] λ 6731 на спектре NGC 7463 искажено зерном. Оценку n_e для этой галактики мы произвели методом пересечения кривых $\lg \theta(n_e, T_e)$ для линий [N II] $\lambda\lambda$ 6548+84 и [S II] $\lambda\lambda$ 6717+31 [13, 14] и получили $n_e \approx 10^3$ см⁻³ и $T_e \approx 7100$ К. Отметим, что эти оценки не очень надежны.

4. *Физические характеристики галактик.* Звездные величины ядерных областей исследованных нами галактик до сих пор не определялись. Методом наименьших квадратов мы построили зависимость, связывающую звездную величину ядерной области со звездной величиной самой галак-

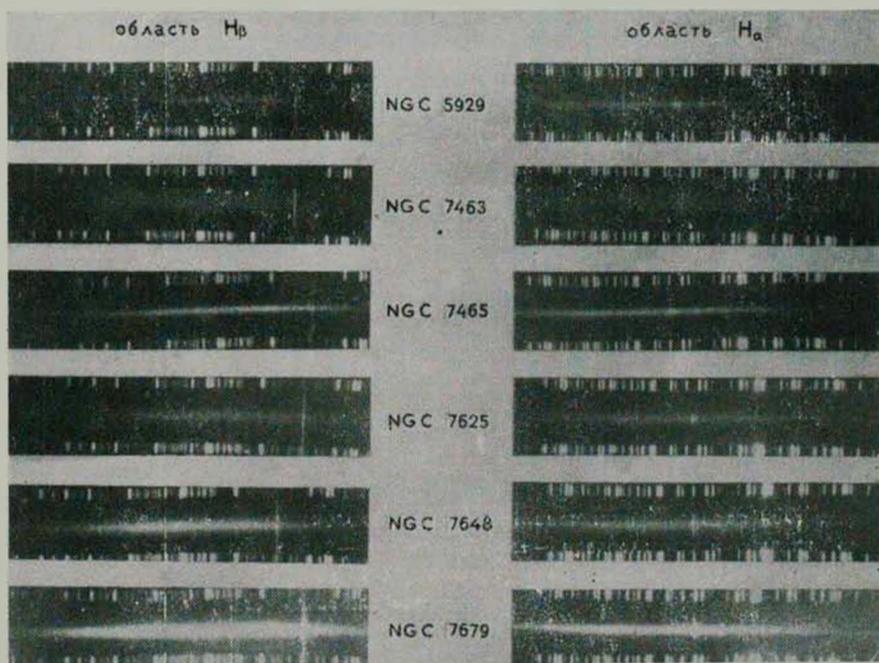


Рис. 1 Репродукции спектров галактик. Сверху вниз: NGC 5929, 7463, 7465, 7625, 7648 и 7679. Слева область H_{β} , справа — область H_{α} . Оригинальная дисперсия $\sim 100 \text{ \AA mm}^{-1}$. Разрешающая способность около 5 \AA .

К ст. Г. Т. Петров и др.

тики (использованы данные для галактик S0, приведенные в [15]). Зависимость оказалась вида

$$m_{\text{я.обл}} = 1.26 m_{\text{г.вал}} - 1.50. \quad (2)$$

Коэффициент корреляции равен 0.86.

Таблица 3

ЗНАЧЕНИЯ ЭЛЕКТРОННОЙ ПЛОТНОСТИ,
ТЕМПЕРАТУРЫ И ВЕЛИЧИНЫ $X = n_e (10^4 / T_e)^{1/2}$,
ОПРЕДЕЛЕННЫЕ ПО НАБЛЮДЕНИЯМ

Номер по NGC	$X = 10^2 \frac{n_e}{T_e}$	T_e , К	n_e , см ⁻³
5929	400	12500	445
7463*		8000	
7465	180	11000	188
7625	1120	10800	1170
7648	2040	10800	2122
7679	1150	14000	1360

* Ввиду того, что в спектре NGC 7463 изображение линии [S II] λ 6731 искажено зерном, получение оценки X по [10] невозможно. Метод, описанный в [13, 14], дает $n_e \sim 10^3 \text{ см}^{-3}$ и $T_e \sim 7100$ К, однако эти оценки не очень надежны.

Зная эквивалентную ширину линии H_{β} , расстояние галактики и звездную величину ядерной области, можно определить наблюдаемый поток на границе земной атмосферы $F_{H_{\beta}}^{\text{набл}}$ и светимость $L_{H_{\beta}}$ в линии H_{β} каждой галактики.

Значения электронной плотности n_e и температуры T_e дают возможность вычислить объемный коэффициент излучения газа в линии H_{β} в ядерных областях галактики:

$$4\pi j_{H_{\beta}} = h\nu_{H_{\beta}} \alpha_{42}^{\text{эф}}(T_e) n_e n_p \text{ эрг см}^{-3} \text{ с}^{-1}, \quad (3)$$

где

$$\alpha_{42}^{\text{эф}}(T_e) = 4.19 \cdot 10^{-16} 4^2 \frac{b_{42} e^{x_{42}/kT}}{T^{3/2}} A_{42} \text{ см}^3 \text{ с}^{-1},$$

а $A_{42} = 8.37 \cdot 10^6 \text{ с}^{-1}$.

Далее вычислены эффективные объемы, занимаемые газом, и массы газа. Отметим, что эффективные радиусы излучающих областей находятся в пределах 3—10 пс, что свидетельствует об очень малом факторе скважности.

Мощность излучения, необходимая для поддержания газа в ионизационно-рекомбинационном равновесии, может быть вычислена по суммарной интенсивности эмиссионных линий:

$$P = 11.2 \frac{L_{H\beta}}{h\nu_{H\beta}} (\bar{\varepsilon} + 2.18 \cdot 10^{-11}) \text{ эрг с}^{-1}, \quad (4)$$

где $\bar{\varepsilon}$ — средняя энергия свободных электронов, полученная при ионизации. Энергию $\bar{\varepsilon}$ можно определить по графику, приведенному в [16].

Светимость звезды спектрального класса O5 V равна $1.92 \cdot 10^{39}$ эрг с⁻¹. С этой величиной можно оценить количество O-звезд, необходимое для поддержания наблюдаемых интенсивностей эмиссионных линий [17]. Полученные значения и тот факт, что эти объекты не относятся к сильным радиоисточникам [18], приводят к выводу, что наиболее вероятным механизмом нагрева газа в этих галактиках является тепловое ультрафиолетовое излучение горячих звезд и для объяснения наблюдаемых эмиссионных спектров нет необходимости привлекать механизмы другой природы.

Таблица

ФИЗИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ГАЛАКТИК

Объект	$m_{я. обл.}$	$10^{14} \times F_{H\beta, обл.}$ эрг см ⁻² с ⁻¹	$10^{39} \times L_{H\beta}$ эрг с ⁻¹	$10^{19} \times 4\pi R^2$ эрг см ⁻³ с ⁻¹	$10^{-58} \times V_{эфф.}$ см ³	$M_{газ}$ в масс. сах Солнца	$10^{-41} P$ эрг с ⁻¹	Число звезд O5 V
NGC 5929	14.9	2.49	3.87	19.8	19.5	6500	2.82	640
NGC 7463	15.5	1.63	2.53	1.75	1.44	1420	1.67	380
NGC 7465	15.3	0.76	0.93	4.00	23.2	3470	0.63	140
NGC 7625	14.6	2.03	1.40	1.55	0.90	840	0.92	210
NGC 7648	15.5	0.20	0.75	0.05	0.15	250	0.50	110
NGC 7679	15.1	1.62	10.0	1.64	6.14	5860	6.86	1560
NGC 1068	12-13	70.0	—	27.0	80	$2 \cdot 10^5$	14.0	$3 \cdot 10^3 - 10^4$
Марк. 79	14-15	—	17J	—	0.02	$5 \cdot 10^4$	140.0	$3 \cdot 10^3$

В табл. 4 последовательно приведены звездные величины $m_{я. обл.}$ ядерных областей галактик, полученные по формуле (2); наблюдаемый

поток $F_{H\beta}^{набл}$ в линии $H\beta$; светимость $L_{H\beta}$; объемный коэффициент $4\pi j_{H\beta}$ в $H\beta$; эффективный объем $V_{эфф}$, занимаемый газом; масса газа M в единицах масс Солнца; мощность источника ионизации P , необходимая для поддержания газа в ионизационно-рекомбинационном равновесии, и соответствующее этой мощности число звезд O5 V.

Для сравнения приводятся аналогичные данные для галактики NGC 1068 (сейфертовская — тип 2) согласно [17] и для Марк. 79 (сейфертовская — тип 1) согласно [19].

Оценим на примере физических параметров галактики NGC 5929 насколько будут меняться физические условия при изменении T_e и n_e . Для $7500 \text{ K} < T_e < 12500 \text{ K}$ величина электронной плотности, определяемая методом Остерброка [10], меняется менее чем на $\pm 15\%$, а все физические параметры варьируют незначительно — в среднем на $1-5\%$. Таким образом, принимая $T_e = 10^4 \text{ K}$ и оценивая физические условия без каких-либо других допущений, можно считать внутреннюю точность применяемого метода вполне удовлетворительной.

5. *Заключение.* Для исследованных галактик по относительным интенсивностям запрещенных линий [S II] $\lambda\lambda 6717/31$, принимая $T_e = 10^4 \text{ K}$, определены $n_e \sim 2 \cdot 10^2 - 2 \cdot 10^3 \text{ см}^{-3}$. Следуя [11] по отношению $I_{H\alpha}/I_{[N II] \lambda\lambda 6548+84}$ определены электронные температуры $T_e \sim 10^4 - 1.4 \cdot 10^4 \text{ K}$.

Для $T_e = 10^4 \text{ K}$ определены физические условия в ядерных областях исследуемых галактик. Эффективные объемы, занимаемые излучающим газом, $\sim 10^{56} - 10^{58} \text{ см}^3$, а соответствующие массы газа $\sim 10^3 - 10^4 M_\odot$. Эти величины сравнимы с аналогичными характеристиками для ядра галактики Маркарян 79.

Необходимая для поддержания газа в ионизационно-рекомбинационном равновесии мощность излучения составляет $\sim 5 \cdot 10^{40} - 5 \cdot 10^{41} \text{ эрг с}^{-1}$, что на $1-2$ порядка ниже, чем в сейфертовских галактиках. Соответствующее число O-звезд, которые давали бы такое поле излучения, лежит в интервале от нескольких сотен до ~ 1500 . Если принять, следуя [17], что одна звезда класса O5 V приходится на 10^7 звезд более поздних спектральных классов, то в ядрах исследуемых галактик заключена масса $\sim 5 \cdot 10^9 - 10^{10} M_\odot$, что согласуется с имеющимися оценками масс галактик NGC 5929 и 7625 (см. примечания к табл. 1). Таким образом, можно заключить, что газ в ядерных областях этих галактик ионизируется ультрафиолетовым излучением горячих звезд.

Оценка изменения физических условий в интервале $T_e = 10^4 \pm 2.5 \cdot 10^3 \text{ K}$ показала, что параметры меняются слабо и выводы остаются в силе для температур, полученных по способу Бэрбиджа и др. [11].

Наконец отметим, что галактика NGC 7679 наблюдалась раньше Пеймбертом и Спирадодом [20] со сканером Вамплера с круглой диафрагмой диаметром 7". центрированной на ядро галактики (полученные ими результаты приведены в табл. 1). Наши спектры получены со щелью (3.5) высотой $\sim 5'$. Сравнение результатов показывает, что $I_{1500}/I_{H\beta}$ и $I_{45876}/I_{H\beta}$ находятся в хорошем согласии, а $I_{6583}/I_{H\beta}$ заметно различаются. Вероятно, это объясняется изменением интенсивности линии азота по диску галактики. Такое изменение может быть вызвано повышенным содержанием азота в ядре этой галактики. На повышенное содержание азота в ядрах некоторых близких галактик обращалось внимание и раньше (см., например, работу Пеймберта [21]). Имея в виду различие методов получения потока в $H\beta$, можно считать, что измеренный нами поток находится в удовлетворительном согласии с потоком, приведенным в [20].

Авторы благодарны В. Л. Афанасьеву и В. А. Липовецкому за получение наблюдательного материала.

Кафедра астрономии
Софийского университета

Секция астрономии
Болгарской Академии наук

PHYSICAL CONDITIONS IN THE NUCLEI OF THE EMISSION — LINE GALAXIES

G. T. PETROV, I. M. YANKULOVA, V. K. GOLEV

A spectrophotometric investigation of 6 galaxies with emission lines, not belonging to the Seyfert type has been carried out after spectra, obtained with the 6-m telescope of SAO. The electron densities $n_e \sim 10^3 \text{ cm}^{-3}$ and the electron temperatures $T_e \sim 10^1 - 1.4 \cdot 10^1 \text{ K}$ of the emitted gas are estimated. The $F_{H\beta} \sim 10^{13} - 10^{14} \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ fluxes and the $L_{H\beta} \sim 10^{36} - 10^{40} \text{ erg s}^{-1}$ luminosities in the $H\beta$ -lines are given. The effective volume occupied by the emitting gas is $10^{56} - 10^{58} \text{ cm}^3$ and the mass of the gas is $(10^3 - 10^4) M_{\odot}$. The number of the O5V stars which are necessary for gas ionisation is of the order of several hundreds which means that the most probable source of ionisation is the UV-emission of the hot stars in these galaxies.

ЛИТЕРАТУРА

1. *J. Cohen*, *Ap. J.*, 203, 587, 1976.
2. *J. P. Huhra*, *Ap. J., Suppl. ser.*, 35, 171, 1977.
3. *Г. Т. Петров*, *Письма АЖ*, 5, 267, 1979.
4. *L. L. Dressel, J. J. Condon*, *Ap. J., Suppl. ser.*, 31, 187, 1976.
5. *P. Nilson*, *Uppsala General Catalogue of Galaxies*, 1973.
6. *G. Gisler*, preprint, 1975.
7. *В. П. Архипова*, *Сообщ. ГАИШ*, 166, 31, 1970.
8. *M. Brocklehurst*, *M. N.*, 153, 471, 1971.
9. *M. Peimbert, S. Torres-Peimbert*, *Ap. J.*, 203, 581, 1976.
10. *D. E. Osterbrock*, *Astrophysics of Gaseous Nebulae*, Freeman & Co, San Francisco, 1974.
11. *G. R. Burbidge, R. G. Gould, S. R. Pottasch*, *Ap. J.*, 138, 945, 1963.
12. *И. М. Янкулова*, *Астрон. ж.*, 51, 1208, 1974.
13. *А. А. Боярчук, Р. Е. Гершберг, Н. И. Годовников, В. И. Проник*, *Изв. Крымской обс.*, 39, 147, 1969.
14. *В. В. Головатый, О. Н. Жуков*, *Пробл. косм. физ.*, 9, 162, 1974.
15. *Сообщ. Бюраканской обс.*, 47, 43, 1975.
16. *В. И. Проник*, *Вопросы космогонии*, 8, 191, 1962.
17. *Э. А. Дибай, В. И. Проник*, *Астрофизика*, 1, 78, 1965.
18. *G. de Vaucouleurs, A. de Vaucouleurs, H. G. Corwin*, *Second Reference Catalogue of Bright Galaxies*, Austin, 1976.
19. *И. М. Янкулова, Э. А. Дибай, В. Ф. Есипов*, *Астрон. ж.*, 51, 464, 1974.
20. *M. Peimbert, H. Spinrad*, *Ap. J.*, 159, 809, 1970.
21. *M. Peimbert*, *Ap. J.*, 154, 33, 1968.
22. *T. Page*, *Ap. J.*, 159, 799, 1970.
23. *M. L. Humason, N. U. Mayall, A. R. Sandage*, *A. J.*, 61, 97, 1956.
24. *M. H. Demoulin*, *Ap. J.*, 157, 69, 1969.

АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 17

ФЕВРАЛЬ, 1981

ВЫПУСК 1

УДК 524.7

СРЕДНИЕ ПОВЕРХНОСТНЫЕ ЯРКОСТИ ОДИНОЧНЫХ И ДВОЙНЫХ ГАЛАКТИК

М. А. АРАКЕЛЯН, А. П. МАГГЕСЯН

Поступила 9 июля 1980

Принята к печати 8 октября 1980

Показано, что средняя поверхностная яркость спиральных галактик, являющихся компонентами пар, с высокой степенью статистической значимости превосходит поверхностную яркость изолированных спиральных галактик. Отмечается рост средней поверхностной яркости спиральных галактик в парах с уменьшением линейного расстояния между компонентами. Выявлена также небольшая корреляция между средними поверхностными яркостями компонентов пар, убывающая с ростом линейного расстояния между ними.

1. *Введение.* Сравнение характеристик одиночных галактик и галактик, являющихся членами систем, представляет определенный интерес, т. к. имевшие место различия в условиях образования галактик могут в той или иной степени проявиться в самых различных характеристиках. С этой точки зрения, среди других параметров целесообразно также рассмотрение средних поверхностных яркостей одиночных галактик и членов систем. Существование различий между средними значениями средних поверхностных яркостей одиночных и кратных галактик представляется вероятным и потому, что с переходом от центральной части скопления в Волосах Вероники к его периферии происходит монотонное уменьшение этой величины [1].

2. *Средние поверхностные яркости объектов в Каталоге изолированных галактик и Каталоге изолированных пар.* Информация об изолированных галактиках и изолированных парах галактик содержится, соответственно, в опубликованных в последние годы каталогах В. Е. Караченцевой [2] и И. Д. Караченцева [3]. Каталог изолированных галактик (КИГ)

содержит 1051 объект, а каталог изолированных пар (КИП) — 603 пары. Критерии отбора, положенные в основу двух каталогов, допускают небольшое перекрывание, в результате чего имеется несколько галактик, содержащихся в обоих каталогах. Однако, с точки зрения производимого нами статистического рассмотрения, подобное перекрывание несущественно.

В настоящей статье, как и в [1], сравнение произведено на основе поверхностных яркостей, вычисленных по фотометрическим данным Каталога галактик и скоплений галактик (КГСГ) Ф. Цвикки и соавторов [4—9] и размеров, приведенных в морфологическом каталоге галактик (МКГ) Б. А. Воронцова-Вельяминова и соавторов [10—12]. Случаи, когда в каком-либо из указанных каталогов приводятся данные, относящиеся к паре галактик, исключены из рассмотрения.

По формуле, использованной ранее в [13], были вычислены средние поверхностные яркости \bar{B} всех галактик двух указанных каталогов, для которых в МКГ приведены внешние размеры. Числа галактик каждого каталога с вычисленными \bar{B} приведены во втором столбце табл. 1. В третьем столбце приведены средние значения средних поверхностных яркостей, в четвертом — соответствующие средние квадратичные отклонения. Поскольку относительные количества эллиптических и линзовидных галактик в КИП заметно превосходят их долю в КИГ, то имеет смысл отдельное рассмотрение галактик различных морфологических типов. Соответствующие данные приведены в последующих столбцах табл. 1.

Таблица 1

Каталог	Все галактики			Эллиптические галактики			Спиральные галактики		
	n	$\langle \bar{B} \rangle$	σ^2	n	$\langle \bar{B} \rangle$	σ^2	n	$\langle \bar{B} \rangle$	σ^2
КИГ	591	23.85	1.09	36	22.75	0.60	553	23.9	0.98
КИП	600	23.4	0.99	96	22.8	0.70	504	23.55	0.95

(При вычислении $\langle \bar{B} \rangle$ из числа одиночных эллиптических галактик исключены две галактики крайне низкой поверхностной яркости, по-видимому, относящиеся к объектам типа системы в Скульпторе).

Различие между средними поверхностными яркостями эллиптических галактик в двух каталогах статистически незначимо. Что касается спиральных галактик, то, как видим, при переходе от одиночных объектов к компонентам пар происходит заметный рост средней поверхностной яркости. Благодаря большому числу объектов, на которых основаны приведен-

ные средние, статистическая значимость различий между $\langle \tilde{B} \rangle$ для одиночных галактик и компонентов пар очень велика — 0.001.

Относительно высокое среднее значение средней поверхностной яркости компонентов пар, являющихся спиральными галактиками, по сравнению с изолированными спиральными галактиками дает основание ожидать также корреляции между поверхностными яркостями и линейными расстояниями между компонентами пар. Для проверки существования подобной корреляции были рассмотрены пары спиральных галактик для которых в литературе (преимущественно в [14—16]) удалось найти лучевые скорости. Для этих пар были вычислены проекции линейного расстояния на картинную плоскость.

$$x = 3.88 \cdot 10^{-3} V_r, \quad (1)$$

выраженные в кпс ($H = 75 \text{ км с}^{-1} \text{ Мпс}^{-1}$), θ в (1) есть угловое расстояние между компонентами пар согласно [3], а V_r — средняя лучевая скорость по двум компонентам пары. (Рассматривались лишь пары с разностью лучевых скоростей, не превышающей 500 км/с). Если известны лучевая скорость или поверхностная яркость лишь одного компонента пары, то использовались эти величины. На рис. 1 представлена зависимость между средними поверхностными яркостями компонентов пар и величиной x для 158 галактик из 81 пары с $x < 200$ кпс. Несмотря на очень боль-

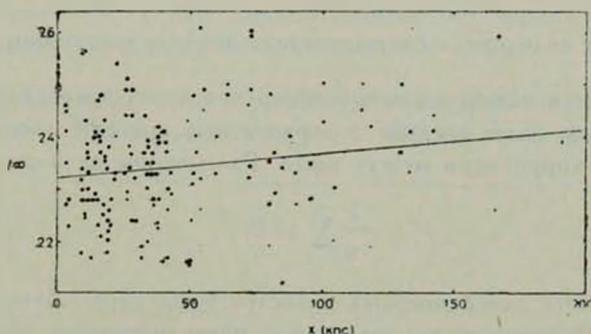


Рис. 1. Зависимость между средними поверхностными яркостями компонентов пар и проекцией линейного расстояния между ними.

шой разброс, между рассматриваемыми величинами усматривается определенная корреляция. Приведенная зависимость описывается соотношением

$$\begin{aligned} \bar{B} &= 0.0048x + 23.22 \\ &\pm 0.0020 \quad \pm 0.12 \end{aligned} \quad (2)$$

Коэффициент корреляции между рассматриваемыми величинами довольно мал (0.18 ± 0.08). Однако, принимая во внимание невысокую точность определения поверхностной яркости, мы можем объяснить малость коэффициента корреляции большими ошибками определения \tilde{B} .

Для подтверждения реальности зависимости между \tilde{B} и x вычислим среднюю поверхностную яркость для компонентов пар с проекцией расстояния между компонентами x , не превышающей 50 кпс. Среди объектов с известными лучевыми скоростями имеются 53 такие пары, и среднее значение средней поверхностной яркости для 102 их компонентов с известными значениями \tilde{B} составляет 23.30 ($\sigma^2 = 0.81$). Статистическая значимость различия между этим значением и средним по остальным 400 спиральным галактикам составляет 0.01.

Сопоставление (2) и данных табл. 1 показывает, что среднее значение \tilde{B} достигает среднего, соответствующего одиночным спиральным галактикам, при $x \approx 175$ кпс. С другой стороны, поскольку при случайной ориентации компонентов пар в пространстве среднее значение истинного линейного расстояния r между компонентами и проекция этой величины x связаны соотношением

$$r = \frac{4}{\pi} x, \quad (3)$$

то приведенному значению x соответствует линейное расстояние $r \approx 225$ кпс.

3. *Корреляция между средними поверхностными яркостями компонентов пар.* Обсудим далее средние поверхностные яркости компонентов пар с точки зрения корреляции между ними. Рассмотрим величину

$$\sigma^2 = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n (\Delta \tilde{B}_i)^2, \quad (4)$$

где $\Delta \tilde{B}_i$ — разность поверхностных яркостей i -той пары. Легко убедиться, что в случае отсутствия корреляции между поверхностными яркостями компонентов пар

$$\sigma^2 = 2\sigma^2, \quad (5)$$

где σ^2 — дисперсия средних поверхностных яркостей всего рассмотренного множества. Если же средние поверхностные яркости компонентов пар коррелированы, то, очевидно, коэффициент корреляции между ними равен

$$\rho = 1 - \frac{\sigma^2}{2\sigma^2}. \quad (6)$$

Вычисление α^2 по 193 парам спиральных галактик, у которых средние поверхностные яркости известны для обоих компонентов пар, дает

$$\alpha^2 = 1.32, \quad (7)$$

откуда, учитывая значение $\sigma^2 = 1.08$, полученное по тем же 386 галактикам, получим

$$\rho = 0.34. \quad (8)$$

Существование корреляции между средними поверхностными яркостями компонентов пар, с одной стороны, и полученная в предыдущем параграфе корреляция поверхностных яркостей компонентов пар с их взаимным расстоянием, с другой, дают косвенное основание ожидать также зависимости между разностью поверхностных яркостей компонентов пар и их взаимным расстоянием. Если подобная корреляция действительно существует, то параметр α^2 должен быть возрастающей функцией x , а коэффициент корреляции — убывающей. Эти величины были вычислены по данным о 68 парах спиральных галактик с $x < 100$ кпс, для которых известны лучевые скорости и средние поверхностные яркости обоих компонентов. Ожидаемый эффект, по-видимому, действительно имеет место. Значение α^2 по этим 68 парам оказывается равным 1.20, а α^2 вычисленное по 136 галактикам, — 1.04. Таким образом, для галактик с $x < 100$ кпс получаем $\rho = 0.42$, что несколько больше приведенного выше значения, соответствующего 193 парам, рассмотренным без ограничения проекции линейного расстояния между компонентами.

Произведем теперь непосредственную оценку темпа роста $|\Delta B|$ с x . Зависимость $|\Delta B|$ от x для 76 пар с $x < 200$ кпс представлена на рис. 2.

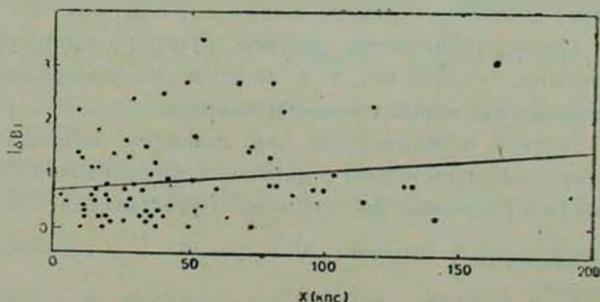


Рис. 2. Зависимость модуля разности средних поверхностных яркостей компонентов пар от проекции линейного расстояния между ними.

Как и в предыдущем случае, несмотря на большой разброс, можно усмотреть определенную корреляцию между рассматриваемыми величинами. Зависимость между ними описывается соотношением

$$|\Delta \tilde{B}| = 0.0039x + 0.70 \quad (9)$$

$$\pm 0.0022 \pm 0.13.$$

Малость коэффициента корреляции между рассматриваемыми величинами, 0.20 ± 0.11 , как и в предыдущем случае, можно объяснить низкой точностью определения средних поверхностных яркостей. Реальность же зависимости между $|\Delta \tilde{B}|$ и x иллюстрируется приведенными выше значениями коэффициента корреляции и особенно различием между коэффициентом, соответствующим всей выборке, и значением, соответствующим объектам с $x < 100$ кпс.

4. *Заключение.* Произведенное сравнение спиральных галактик в Каталоге изолированных галактик [2] и Каталоге изолированных пар [3] выявило разницу в средних значениях средних поверхностных яркостей тех и других. Хотя разница между средними невелика, 0.35, она имеет высокую статистическую значимость, поскольку каждая из рассмотренных выборок содержит не менее 500 галактик. Существование подобной разницы между компонентами пар, с одной стороны, и изолированными галактиками, с другой, может рассматриваться как свидетельство взаимного влияния компонентов пар на их эволюцию.

Такая интерпретация обнаруженной разницы согласуется с другой особенностью спиральных галактик, являющихся компонентами пар — зависимостью их средней поверхностной яркости от взаимного расстояния компонентов. По средним поверхностным яркостям компоненты пар превосходят изолированные галактики. Поэтому с предложенной интерпретацией вполне согласуется тот факт, что галактики, являющиеся компонентами более тесных пар, имеют в среднем более высокую поверхностную яркость. Среднее значение средней поверхностной яркости компонентов пар достигает среднего значения, соответствующего одиночным галактикам, при расстоянии $r \sim 225$ кпс, т. е. на этом расстоянии взаимное влияние компонентов пар становится незначительным.

Наконец, третьей особенностью пар галактик является корреляция между средними поверхностными яркостями компонентов, также максимальная при малых взаимных расстояниях и убывающая с их ростом.

THE MEAN SURFACE BRIGHTNESS OF THE SINGLE AND
 DOUBLE GALAXIES

M. A. ARAKELIAN, A. P. MAHTESSIAN

It is shown that the mean surface brightness of the spiral galaxies being the components of the pairs exceeds with high statistical significance that of isolated spiral galaxies. The increase of the mean surface brightness of the spirals in the pairs with decrease of their mutual linear distance is stated. The small correlation between the mean surface brightness of the components of the pairs is also revealed. It decreases with the increase of the mutual linear distances.

ЛИТЕРАТУРА

1. М. А. Аракелян, *Астрофизика*, 13, 651, 1977.
2. В. Е. Караченцева, *Сообщ. САО*, 8, 3, 1973.
3. И. Д. Караченцев, *Сообщ. САО*, 7, 3, 1972.
4. F. Zwicky, E. Herzog, P. Wild, *Catalogue of Galaxies and of Clusters of Galaxies*, I, 1961.
5. F. Zwicky, E. Herzog, *Catalogue of Galaxies and of Clusters of Galaxies*, II, 1963.
6. F. Zwicky, E. Herzog, *Catalogue of Galaxies and of Clusters of Galaxies*, III, 1966.
7. F. Zwicky, E. Herzog, *Catalogue of Galaxies and of Clusters of Galaxies*, IV, 1968.
8. F. Zwicky, M. Karpowicz, C. T. Kowal, *Catalogue of Galaxies and of Clusters of Galaxies*, V, 1965.
9. F. Zwicky, C. T. Kowal, *Catalogue of Galaxies and of Clusters of Galaxies*, VI, 1966.
10. Б. А. Воронцов-Вельяминов, А. А. Красногорская, *Морфологический каталог галактик*, т. I, М., 1962.
11. Б. А. Воронцов-Вельяминов, В. П. Архипова, *Морфологический каталог галактик*, т. II, М., 1964.
12. Б. А. Воронцов-Вельяминов, В. П. Архипова, *Морфологический каталог галактик*, т. III, М., 1963.
13. М. А. Аракелян, *Сообщ. Бюраканской обс.*, 47, 3, 1975.
14. I. D. Karachentsev, V. I. Pronik, K. K. Chuvaev, *Astron. Astrophys.*, 41, 375, 1975.
15. I. D. Karachentsev, V. I. Pronik, K. K. Chuvaev, *Astron. Astrophys.*, 51, 185, 1976.
16. И. Д. Караченцев, В. А. В. Сарджент, Б. Циммерман, *Астрофизика*, 15, 25, 1979.

АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 17

ФЕВРАЛЬ, 1981

ВЫПУСК 1

УДК 524.7

ФУНКЦИЯ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ЧИСЕЛ СЛАБЫХ ГАЛАКТИК

Л. М. ФЕСЕНКО

Поступила 18 марта 1980

Принята к печати 14 июля 1980

На основе ликских подсчетов галактик ярче $\sim 19^m$ рассмотрено распределение чисел галактик по элементарным площадкам (э.п.) $1^\circ \times 1^\circ$. Каждое поле $6^\circ \times 6^\circ$ изучено отдельно. Изменения от пластинки к пластинке исключены введением нормированных чисел галактик. При $|b| > 40^\circ$ вероятность наблюдать в э.п. n галактик есть экспоненциальная убывающая функция от величины n , если $n > \langle n \rangle$. Средняя видимая кратность галактики равна 2.8 ± 0.9 . Изучено теоретическое распределение чисел галактик в модели простого скучивания. Получено аппроксимирующее выражение для теоретической функции распределения. Наилучшее согласие этой функции с данными наблюдений получилось для областей неба с пониженными значениями межзвездного поглощения света и с улучшенными атмосферными и другими условиями в период наблюдений.

1. *Введение.* Одной из характеристик видимого распределения галактик по небу является функция $f(n)$, определяющая вероятность того, что в данной элементарной площадке (э.п.) будет наблюдаться точно n галактик ярче видимой звездной величины \bar{m} . Знание функции $f(n)$ необходимо, например, для оценки верхней и нижней границ чисел галактик переднего и заднего фона в области скопления или группы галактик. Эта функция отражает свойства распределения галактик в пространстве и может быть использована для проверки моделей, описывающих это распределение.

До сих пор основное внимание уделялось исследованиям корреляционных функций чисел галактик. Функция $f(n)$ изучена недостаточно. Известно, что эта функция не соответствует пуассоновскому распределению, и выяснены причины такого несоответствия: 1) галактики образуют груп-

пы и скопления и 2) глубина исследуемого пространства изменяется от области к области вследствие неравномерного поглощения света [1]. Кроме того, флуктуации чисел галактик возрастают благодаря изменчивости условий наблюдений от пластинки к пластинке.

Зонн [2] показал, что если исключить галактики, принадлежащие четко различимым группам и скоплениям, то функция $f(n)$ приблизительно соответствует гамма-распределению. При этом влияния неравномерного поглощения и неоднородности данных наблюдений не исключались. Аналогичный результат получен в [3] для распределения редуцированных чисел галактик после исключения флуктуаций, вызванных реальными сгущениями и неоднородностью данных.

Ниже оценивается реальная функция распределения величины ξ , линейно зависящей от n . Переход от n к ξ вызван необходимостью исключения влияния изменчивости условий наблюдений от пластинки к пластинке и эффекта уменьшения чисел галактик от центра пластинки к ее краям. Таким образом, на распределение величины ξ влияют: естественные сгущения галактик (группы, скопления), неравномерное поглощение света и изменчивость условий наблюдений в пределах пластинки, вызванная атмосферными причинами и, возможно, особенностями самой пластинки и методов ее обработки.

Распределение величины ξ сравнительно слабо зависит от $\langle n \rangle$ и это позволяет использовать для оценки такого распределения большой статистический материал, полученный в разное время, на разных пластинках.

Сравнивая результаты, полученные для разных областей и в разное время, можно оценить роль неравномерного поглощения и ухудшения атмосферных условий. Связь между интегральными распределениями величин ξ и n довольно простая; она определяется приближенным равенством (4). Распределение (3) и другие аналогичные распределения, рассмотренные в этой работе, соответствуют галактикам ярче $\sim 19^m$ в э. п. размерами $1^\circ \times 1^\circ$. В этом случае типичные угловые размеры групп и скоплений существенно меньше размеров э. п. Среднее число галактик в э. п. порядка 50, то есть довольно близкое к среднему числу галактик фона, проецирующихся на далекие скопления Эйбелла.

2. *Наблюдаемое распределение чисел галактик.* При изучении распределения чисел галактик обычный метод редукции данных мало пригоден. При введении поправочных коэффициентов, учитывающих изменчивость условий наблюдений, сорт пластинки, зенитное расстояние и многое другое, неизбежно вносятся существенные искажения, так как точное значение соответствующих коэффициентов неизвестно. К тому же метод их использования не является строгим.

Вводим величину

$$\xi = \frac{n - M(n)}{\sqrt{kM(n)}}, \quad (1)$$

где k — постоянная и $M(n)$ — математическое ожидание чисел галактик n в данной э. п.

Если бы распределение чисел галактик было пуассоновским, то распределение величины ξ не зависело бы от $M(n)$ при достаточно больших значениях последней величины. Аналогичное утверждение справедливо и в случае, когда величина n есть линейная функция величин с пуассоновскими распределениями. Изучая величину ξ вместо n , можно в значительной степени погасить влияние систематических изменений параметра $\langle n \rangle$ в больших областях неба, изменений, которые вызваны изменчивостью условий наблюдений и крупномасштабными колебаниями межзвездного поглощения.

Для исключения известного эффекта уменьшения плотности числа наблюдаемых галактик от центра пластинки к ее краям значение ξ определяем равенством:

$$\xi = \frac{n - \zeta \langle n \rangle}{\sqrt{k\zeta \langle n \rangle}}, \quad (2)$$

где $\langle n \rangle$ — среднее число галактик в э. п. для всей изучаемой пластинки и ζ — множитель, зависящий от положения э. п. на пластинке. 36 значений ζ были вычислены по данным для обобщенной пластинки, которые получены в [4] суммированием подсчетов на всех пластинках. Величина $\zeta \langle n \rangle$ соответствует математическому ожиданию $M(n)$ числа галактик в данной э. п. Значение постоянной k принято равным 3.46, как и в [5]. При пуассоновском распределении выполнялись бы равенства:

$$\langle \xi \rangle = 0, \quad \langle \xi^2 \rangle = \frac{1}{k}.$$

В табл. 1 приводится распределение 4500 э. п. по значениям величины ξ . Эти э. п. принадлежат случайным 125 полям каталога [4] при $|b| > 40^\circ$. В третьем столбце приводится теоретическое распределение, рассчитанное при помощи интерполяционной функции:

$$F(\bar{\xi}) = \begin{cases} \exp(-0.5806 + 0.7471 \bar{\xi} - 0.0209 \bar{\xi}^2 + 0.2036 \bar{\xi}^3), & \bar{\xi} < 0 \\ 1 - \exp(-0.820 - 0.949 \bar{\xi}), & \bar{\xi} \geq 0. \end{cases} \quad (3)$$

Здесь $F(\bar{\xi})$ — вероятность выполнения неравенства: $\xi < \bar{\xi}$. Таким образом, $F(\bar{\xi})$ есть интегральная функция распределения. Для получения

плотности вероятности следует найти производную от $F(\xi)$. Приближенный переход от $F(\xi)$ к интегральной функции распределения чисел галактик $F(n)$ выполняется при помощи равенства:

$$F(\xi) = F\left(\frac{n - \xi \langle n \rangle}{\sqrt{k^2 \langle n \rangle}}\right). \quad (4)$$

Таблица 1

ξ	Количество э. п.			
	Наблюдаемое распределение	Распределение (3)	Нормальное распределение	Гамма-распределение
-4 - -3	1	0.9	35.5	1.4
-3 - -2	101	101.0	212.7	141.8
-2 - -1	851	851.0	714.8	863.1
-1 - 0	1565	1565.4	1283.6	1433.2
0 - 1	1180	1214.7	1283.6	1154.2
1 - 2	495	470.2	714.8	591.8
2 - 3	177	182.1	212.7	224.6
3 - 4	78	70.5	34.5	67.5
4 - 5	34	27.3	3.2	17.6
5 - 6	10	10.6	0.2	4.0
6 - 7	5	4.1		0,8
7 - 8	2	1.6		
> 8	1	1.0		

Как видно из столбцов 2 и 3 табл. 1, распределение (3) хорошо согласуется с данными наблюдений. С другой стороны, нормальное и гамма-распределение заметно отличаются от наблюдаемого распределения. В этих случаях дисперсия теоретических распределений принята равной наблюдаемой дисперсии значений ξ (1.592).

Из (3) следует, что при $\xi \geq 0$, то есть при $n \geq \langle n \rangle$, плотность вероятности величины ξ убывает по экспоненциальному закону вплоть до значений $\xi \approx 8$. Это наиболее важный результат этого раздела. Число всех галактик составило 220 500. Среднее число галактик в одной э. п. равно 49. Вследствие изменчивости условий наблюдений от пластинки к пластинке величина $\langle n \rangle$ изменяется от поля к полю; ее среднее квадратическое отклонение составило 12.5.

Распределение (3) можно рассматривать как типичное распределение для областей неба с $|b| > 40^\circ - 50^\circ$ при среднем числе галактик ярче $\sim 19^E$ в одной э. п. порядка 50. При большом отклонении $\langle n \rangle$ от этого значения характер распределения меняется. Это хорошо видно из

табл. 2, в которой сравниваются относительные числа э. п. в укрупненных интервалах значений ξ при разной величине $\langle n \rangle$. Вероятности малых и больших значений ξ возрастают при увеличении $\langle n \rangle$.

Таблица 2

ξ	Относительное число э. п.		
	$\langle n \rangle = 26.4$ 468 э. п.	$\langle n \rangle = 49$ 4500 э. п.	$\langle n \rangle = 81,2$ 432э. п.
-4 — -1	0.173	0.212	0,268
-1 — 1	0.677	0.610	0.519
1 — 3	0.137	0.149	0.171
>3	0.013	0.029	0.042

3. *Искажения данных.* Распределение галактик ликских подсчетов искажено неравномерным поглощением света. Как показано в [6], при наличии таких искажений выполняется равенство:

$$\frac{\sigma^2(n)}{\langle n \rangle} \approx \langle s \rangle + (\langle s \rangle - 1)2x/3 + K \langle n \rangle, \quad (5)$$

где $\langle s \rangle$ — средняя кратность галактик в выборке по блеску, x — отношение среднего углового диаметра систем галактик к ширине э. п. и K — постоянная, учитывающая величину искажений данных. При выводе (5) предполагалось, что размеры неоднородностей поглощающего слоя больше $1-2^\circ$.

В правой части (5) величина x слабо зависит от $\langle n \rangle$, так как типичный угловой диаметр систем изменяется как $\langle n \rangle^{-1/3}$. В дальнейшем такой зависимостью пренебрегаем. Полагая

$$\frac{\sigma^2(n)}{\langle n \rangle} = \left\langle \frac{(n - \zeta \langle n \rangle)^2}{\zeta \langle n \rangle} \right\rangle, \quad (6)$$

где усреднение выполняется по всевозможным э. п. в пределах одной пластинки, и учитывая (5), составим систему уравнений:

$$\left\langle \frac{(n - \zeta \langle n \rangle)^2}{\zeta \langle n \rangle} \right\rangle_i = L + K \langle n \rangle, \quad (7)$$

где L и K считаются постоянными, i — номер пластинки.

Решение системы уравнений (7) для 99 полей с $|b| > 40^\circ$ и $\langle n \rangle \geq 35$ дает

$$K = 0.041 \pm 0.018 \text{ и } L = 3.8 \pm 1.0.$$

Аналогичная система уравнений была рассмотрена для 45 полей с 5-31

$30^\circ \leq |b| \leq 40^\circ$ и $\langle n \rangle \geq 35$. Они содержали 75 000 галактик. Получено

$$K = 0.165 \pm 0.046 \text{ и } L = -1.6 \pm 2.1.$$

Таким образом, эффект искажений данных, характеризуемый величиной K , возрастает вблизи Млечного Пути, как и следовало ожидать.

Величина L пропорциональна видимой средней кратности галактики. Распределение ошибок значения L не подчиняется нормальному закону, как это видно из сопоставления результатов для разных выборок (здесь эти результаты не приводятся). Среднее весовое из приведенных выше значений L равно 2.8 ± 0.9 , что не противоречит оценке средней кратности (3.46), полученной в [7].

В случае $\langle n \rangle < 35$ признаком влияния межзвездной среды является увеличение дисперсий величин, стоящих в левых частях равенств типа (7), в 2.12 раза при переходе от высоких широт к низким. Числа полей были равны 25 и 26 соответственно, а средние числа галактик в э. п. практически совпадали (29.7 и 29.3). Заметим, что причины понижения значений $\langle n \rangle$ в этих случаях не одинаковы. При $|b| \geq 40^\circ$ исследованы только те поля, снимки которых получены при ухудшенных атмосферных условиях, либо на пластинках малой чувствительности. При $30^\circ \leq |b| \leq 40^\circ$ условия наблюдений были хорошими, но зато более сильным, чем в предыдущем случае, было поглощение света.

4. Моделированное распределение чисел галактик. Согласно модели простого сгущивания галактик, рассмотренной в [7], в случае ликских подсчетов число галактик в э. п. $1^\circ \times 1^\circ$ можно представить в виде:

$$n = \sum_{s=1}^{165} s n_s, \quad (8)$$

где n_s — число систем видимой населенности s в э. п. Величины n_s распределены по закону Пуассона. Справедливо приближенное равенство:

$$\frac{s \langle n_s \rangle}{\langle n \rangle} = \frac{0.608}{s^2}, \quad s = 1, 2, \dots, 165. \quad (9)$$

Задав $\langle n \rangle$, можно рассчитать $\langle n_s \rangle$ при $s = 1, 2, \dots, 165$ и моделировать величины n_s и n . Повторив этот процесс достаточное число раз, можно найти затем и распределение величины n . Аналитический метод расчета оказывается в данном случае слишком сложным.

Вычисления выполнялись на малой ЭВМ «Наири-К» для $\langle n \rangle = 10$ (10) 70. При каждом значении $\langle n \rangle$ получалось приблизительно по 600 значений. Ввиду их громоздкости, результаты моделирования здесь

не приводятся. Оказалось, что моделированное распределение величины n можно аппроксимировать распределением непрерывной величины x с плотностью вероятности вида:

$$\varphi(x) = kx^{-p} e^{-\gamma/x}, \quad 0 < x < \infty, \quad (10)$$

где k , p и γ — положительные постоянные, определяемые так:

$$\begin{aligned} k &= \frac{\gamma^{p-1}}{\Gamma(p-1)}, \\ p &= \frac{\langle n \rangle}{3.46} + 3, \\ \gamma &= \frac{\langle n \rangle^2}{3.46} + \langle n \rangle. \end{aligned} \quad (11)$$

Здесь Γ — гамма-функция.

Среднее значение и дисперсия величины x совпадают с аналогичными характеристиками случайной величины n , определенной в (8). Распределение (10) отличается от гамма-распределения более медленным убыванием $\varphi(x)$ при больших x .

5. *Сопоставление теоретического распределения с наблюдаемым.* Сравним распределение, определенное в (10)—(11), с распределением для галактик ликских подсчетов. Благодаря неравномерному поглощению света и неоднородности процесса получения и последующей обработки снимков, среднее число галактик может изменяться в пределах пластинки. Следовательно, теоретическое распределение нужно определять как сумму распределений типа (10) — (11) при различных значениях $\langle n \rangle$. Это должно приводить к сглаживанию максимума распределения и к существенному изменению в его крыльях. Вероятность малых значений n возрастает благодаря существованию небольших областей с повышенным поглощением. Вероятности больших значений n увеличиваются из-за присутствия «окоп» в межзвездной среде. Наилучшего согласия между теоретическим и наблюдаемым распределениями следует ожидать после отбрасывания крыльев распределения.

Сравнение распределений выполнено в табл. 3 при $-2 \leq \xi \leq 5$ для областей с $|b| > 60^\circ$ и с поверхностной плотностью межзвездного нейтрального водорода $N_H < 15$ (по данным [8]). Рассматривались поля с улучшенными условиями видимости галактик (см. ниже). Плотность водорода выражена в единицах 10^{19} см^{-2} и соответствует атомам со скоростями $-25 - +25 \text{ км/с}$ относительно местного центроида.

Теоретическое распределение величины ξ определялось отдельно для каждой э. п. с учетом локального значения для математического ожидания.

чисел галактик (учет эффекта края поля), с использованием равенства (1) при $k = 3.46$ и аппроксимирующего распределения (10) — (11). С другой стороны, значения ξ рассчитывались по наблюдаемым значениям n по формуле (2) и затем строилось «наблюдаемое распределение».

Таблица 3

ξ	Число в. п.	
	Набл.	Теорет.
-2 — -1	262	254.9
-1 — 0	496	541.0
0 — 1	379	381.9
1 — 2	163	164.3
2 — 3	60	59.9
3 — 4	22	18.1
4 — 5	7	5.3

За пределы табличных значений ξ попало только 3.5% всех в. п. Применение критерия согласия Пирсона показало, что наблюдаемое распределение хорошо согласуется с теоретическим; вероятность того, что равное наблюдаемому или большее расхождение двух распределений могло получиться случайно, составляет около 0.5. Тем самым косвенно подтверждена модель сгущивания галактик, предложенная в [7].

Таблица 4

	Число в. п.	χ^2	$\bar{\eta}$	$\langle n \rangle$
$ b > 60^\circ, N_n < 15,$ хорошие условия	1440	5.36	2.1	61.4
$ b > 60^\circ, N_n < 15,$ плохие условия	936	12.49	1.4	41.2
$ b > 60^\circ, N_n > 15,$ плохие условия	2124	34.11	2.8	46.9
$30^\circ < b < 40^\circ,$ хорошие условия	2952	21.10	3.7	37.6

В табл. 4 наблюдаемое и теоретическое распределения сравниваются для областей неба с разной величиной искажений данных при том же интервале значений ξ , что и в табл. 3. Приведены значения величины χ^2 , используемой в критерии Пирсона. При $\chi^2 < 12.6$ согласие между распределениями можно считать удовлетворительным при 95% уровне значи-

мости. Величина φ характеризует избыток наблюдаемых чисел э. п. N по сравнению с их теоретическим числом T при $\xi < -2$ и равна $(N-T)/T$.

Из табл. 4 видно, что наилучшее согласие между наблюдаемым и теоретическим распределениями чисел галактик наблюдается при $|b| > 60^\circ$, $N_H < 15$ и хороших условиях видимости. Но даже в этом случае $\varphi > 1$, что может указывать на присутствие небольших областей с повышенным поглощением света. Различие между распределениями возрастает при увеличении плотности водорода и при ухудшении условий видимости галактик. В табл. 4 термин «хорошие условия» соответствует значению параметра, характеризующего видимость галактик на пластинке, меньшему 0.79. Данные об этом параметре приводятся в [4] для каждого поля. Чем меньше его значение, тем больше плотность числа галактик. Термин «плохие условия» соответствует значениям параметра, большим 0.79.

6. *Выводы.* 1. Распределение нормированных чисел галактик ярче $\sim 19^m$ по э. п. размерами $1^\circ \times 1^\circ$ внутри полей $6^\circ \times 6^\circ$ при $|b| > 40^\circ$ описывается интегральным законом (3). Вероятности чисел галактик убывают по экспоненциальному закону при $n > \langle n \rangle$.

2. Средняя видимая кратность галактик, выведенная из соотношений типа (7), равна 2.8 ± 0.9 . Почти такое же значение было получено в [6] другим методом.

3. После учета искажений, вносимых неравномерным поглощением и неоднородностью данных, распределение чисел галактик может быть приближенно описано дифференциальным законом (10)–(11).

4. Имеются признаки существенного влияния межзвездного поглощения света на распределение галактик даже при $|b| > 40^\circ$ – 60° . Возможно, что ухудшение атмосферных условий также увеличивает отклонение наблюдаемого распределения чисел галактик от теоретического в пределах одного поля $6^\circ \times 6^\circ$.

Псковский педагогический
институт

THE FUNCTION OF THE DISTRIBUTION OF NUMBERS OF FAINT GALAXIES

L. M. FESSENKO

The Lick observatory counts of galaxies are considered. The distribution of number of galaxies in elementary regions (e. r.) of $1^\circ \times 1^\circ$ is investigated. Each field of $6^\circ \times 6^\circ$ was treated separately and plate to plate variations were excluded with the introduction of normalized counts

of galaxies. At $|b| > 40^\circ$ the probability to observe of n galaxies in e. r. is an exponential decreasing function of n , if inequality $n > \langle n \rangle$ were fulfilled. The mean apparent multiplicity of a galaxy (2.8 ± 0.9) was derived. The galaxy number distribution was stimulated with accounting of a simple model for the number of various systems of galaxies, the superclustering of galaxies was not introduced. Based on that model the approximate expression for galaxy number distribution was considered and was compared with observed distributions. The agreement between these distributions become better with the diminishing of the interstellar absorption of light and of other distortion of data.

ЛИТЕРАТУРА

1. Т. А. Агекян, Астрон. ж., 34, 371, 1957.
2. W. Zoll, Acta Astronomica, 18, 273, 1968.
3. Б. И. Фесенко, Астрон. ж., 52, 287, 1975.
4. С. D. Shane, С. A. Wirtanen, Publ. Lick Obs., 22, 1, 1967.
5. Б. И. Фесенко, Астрон. ж., 56, 1165, 1979.
6. Б. И. Фесенко, Л. М. Фесенко, Астрон. ж., 55, 262, 1978.
7. Б. И. Фесенко, Н. П. Путьев, Астрон. ж., 51, 736, 1974.
8. Ch. R. Tolbert, Astron. Astrophys., Suppl. ser., 3, 349, 1971.

АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 17

ФЕВРАЛЬ, 1981

ВЫПУСК 1

УДК 524.33+524.352

ВСПЫХИВАЮЩИЕ ЗВЕЗДЫ В ПЛЕЯДАХ. VI

Л. В. МИРЗОЯН, О. С. ЧАВУШЯН, Г. Б. ОГАНЯН, В. В. АМБАРЯН,
А. Т. ГАРИБДЖАНЫАН, Н. Д. МЕЛИКЯН, Р. Ш. НАЦВЛИШВИЛИ

Принята к печати 1 сентября 1980

Приводятся результаты фотографических наблюдений звездных вспышек в области Плеяд, выполненных в Бюраканской и Абастуманской астрофизических обсерваториях в течение в основном 1976—1979 гг. На основе этих наблюдений, охватывающих около 270 часов, а также ревизии снимков, полученных ранее, обнаружено 17 новых вспыхивающих звезд (табл. 2) и 54 повторные вспышки уже известных вспыхивающих звезд (табл. 4). Продолжена единая нумерация вспыхивающих звезд в Плеядах, включающая и вспыхивающие звезды, обнаруженные за этот период в других обсерваториях (табл. 3). Общее число известных к 1 июня 1980 г. вспыхивающих звезд в области Плеяд достигло 524, а число вспышек — 1244 (исключая вспыхивающую звезду № 55 и ее вспышки). Эти результаты получены приблизительно за 3055 часов эффективного времени фотографических наблюдений, выполненных широкоугольными телескопами в обсерваториях, главным образом, Тонантинтла, Азиаго и Бюраканской. Наблюдательные данные о распределении вспыхивающих звезд по количеству наблюденных вспышек удовлетворительно представляются функцией средней частоты (1), выведенной В. А. Амбарцумяном (табл. 5). Показано, что неизвестных вспыхивающих звезд среди звезд с большими средними частотами вспышек в агрегате Плеяды в настоящее время практически нет: все неизвестные в этой системе вспыхивающие звезды находятся среди звезд, имеющих очень низкие средние частоты вспышек (табл. 6 и рис. 1). Полное число вспыхивающих звезд в Плеядах, оцененное с помощью формулы (4), равно по порядку величины 1100. Выполнены синхронные фотографические наблюдения звездных вспышек в агрегате Плеяды в системе U, B, V с применением трех телескопов. Во время этих наблюдений у вспыхивающих звезд № 105 и 156 обнаружены «медленные» вспышки. Показатели цвета $U-B$ и $B-V$ звездных вспышек в периоды, включающие максимум вспышки (табл. 7), мало отличаются от этих величин, определяемых фотоэлектрически для вспышек звезд типа UV Кита, что свидетельствует о физическом родстве вспыхивающих звезд в агрегатах и в окрестности Солнца.

1. Введение. В настоящее время многочисленными наблюдательными данными подтверждено, что вспыхивающие звезды в звездных агрегатах

представляют собой одну из наиболее ранних стадий развития карликовых звезд (см., например, [1, 2]).

С этой точки зрения их всестороннее исследование представляет большой интерес для проблем эволюции звезд, так же, как и для понимания пока необъяснимого явления звездной вспышки.

Настоящая очередная статья серии, посвященной исследованию вспыхивающих звезд в области агрегата Плеяды, содержит результаты фотографических наблюдений звездных вспышек последних лет.

2. *Наблюдения.* При фотографических наблюдениях звездных вспышек применялись широкоугольные телескопы: 40" и 21" системы Шмидта Бюраканской астрофизической обсерватории АН Арм.ССР и 28" системы Максутова Абастуманской астрофизической обсерватории АН Груз.ССР.

Методика проведения и обработки этих наблюдений прежняя и описана в предыдущих статьях этой серии (см., например, [3]).

Фотографические наблюдения области агрегата Плеяды велись в период с августа 1976 г. по декабрь 1979 г. Общая продолжительность всех фотографических наблюдений на всех трех телескопах за указанный период составляет около 267 часов, из них 219 часов — в Бюракане (в *U* и фотографических лучах) и 48 часов — в Абастумани (в фотографических лучах).

Кроме того в ноябре—декабре 1979 г., с помощью вышеуказанных телескопов, была организована кампания синхронных наблюдений звездных вспышек в области Плеяд — в трех полосах системы *UBV*. В полосах *U* и *B* общее эффективное время этих наблюдений составляет 38 часов. К сожалению, из этого времени, из-за погодных условий, в *V*-лучах (28") наблюдения были выполнены только 20 часов 40 минут.

Распределение времени фотографических наблюдений звездных вспышек по годам и телескопам представлено в табл. 1.

Таблица 1

ФОТОГРАФИЧЕСКИЕ НАБЛЮДЕНИЯ ВСПЫШЕК В ОБЛАСТИ
АГРЕГАТА ПЛЕАДЫ

Телескоп	1976	1977	1978	1979	
				обычные	синхронные
40'	17 ^h 13 ^m	42 ^h 25 ^m	49 ^h 20 ^m	50 ^h 20 ^m	38 ^h 00 ^m
28	9 30	33 20	5 30	—	20 40
21	—	—	16 18	42 45	38 00
Всего	26 43	75 45	71 08	93 05	—

Результаты синхронных колориметрических наблюдений звездных вспышек в области агрегата Плеяды будут подробно изложены в отдельной статье [4]. Здесь же мы рассмотрим эти результаты вкратце.

3. *Новые вспыхивающие звезды.* В результате вышеописанных наблюдений было обнаружено 16 новых вспыхивающих звезд. Табл. 2 содержит данные о новых вспыхивающих звездах, обнаруженных в Бюракане и Абастумани после 1 мая 1976 г. Все наблюдения, выполненные до этого срока, охвачены в последней статье данной серии [5]. В табл. 2 включена и вспыхивающая звезда (№ 524), обнаруженная во время ревизии пластинки, полученной в Бюракане в 1972 г. В соответствующих столбцах табл. 2 приведены: номер вспыхивающей звезды по единой нумерации, принятой в Бюракане [6], координаты, звездная величина в минимуме блеска и амплитуда вспышки в U - или Pg -лучах, дата обнаружения и телескоп.

Таблица 2'

НОВЫЕ ВСПЫХИВАЮЩИЕ ЗВЕЗДЫ В ПЛЕЯДАХ

№	НИ	α (1900)	δ (1900)	m_U	Δm_U^*	Дата	Телескоп
524		3 ^h 36 ^m 0	22° 33'	17 ^m 3	2 ^m 8	31.12.1972	40"
525		36.5	24 52	16.7 _{Pg}	0.8 _{Pg}	22.08.1976	40
526		39.8	23 46	15.2 _{Pg}	0.8 _{Pg}	14.11.1976	28
527		38.4	24 17	19.5 _{Pg}	4.4 _{Pg}	14.11.1976	28
528		33.5	24 51	16.6	2.1	14.09.1977	40
529		39.3	23 03	18.9	3.3	20.09.1977	40
530		47.9	23 20	>21.0	>5.7	19.10.1977	40
531		40.0	23 25	>20.0	>3.8	19.10.1977	40
532		35.2	23 24	18.2 _{Pg}	2.5 _{Pg}	13.11.1977	28
533	3193	46.0	23 06	16.6	1.2	10.10.1978	40
534		44.7	22 28	20.0	3.5	25.11.1978	40
535		41.6	25 20	20.1 _{Pg}	3.6 _{Pg}	26.11.1978	28
536		33.6	25 00	18.6	3.0	16.10.1979	40
537		40.4	22 24	19.5 _{Pg}	3.0 _{Pg}	19.10.1979	21
538	2109	43.0	24 45	15.5	1.4	26.11.1979	40, 21
539		43.4	25 07	19.9	4.7	10.12.1979	40, 21, 28
540		33.4	25 08	16.5	1.7	11.12.1979	40, 21, 28

* В некоторых случаях наблюдения велись не в U , а в фотографических лучах, о чем каждый раз делаются указания (приписка Pg).

После 1 мая 1976 г. в других обсерваториях было обнаружено 38 новых вспыхивающих звезд (табл. 3) и 44 повторные вспышки*. Данные о некоторых из этих вспыхивающих звезд и повторных вспышек мы заимствовали из литературных источников [2, 7—13]. К сожалению, данные, относящиеся к вспышкам, обнаруженным в Тонантцинтла, опубликованы не полностью и о них можно только догадаться по номерам, приведенным в статье Аро [2].

Тем не менее, мы включили и эти звезды в единую нумерацию (табл. 3).

Таблица 3

ЕДИНАЯ НУМЕРАЦИЯ ВСПЫХИВАЮЩИХ ЗВЕЗД В ПЛЕЯДАХ,
ОБНАРУЖЕННЫХ ПОСЛЕ ОПУБЛИКОВАНИЯ РАБОТЫ [5]
(А-АЗИАГО, К-КОНКОЛИ, Т-ТОНАНТЦИНТЛА)

№ по единой нумерации	Литература	№ по первоисточнику
485—493	[2]	T 61b—65b, T 70b—72b
494—496	[7]	(2—4)*
497—499	[8]	(1—3)*
500—512	[9]	A151, 152, 155, K36, 38, 39, 42, K44-48, 50.
513—516	[10]	(1—4)*
517—519	[11]	(1—3)*
520	[12]	(1)*
512—523	[13]	(1—3)*
524—540	Настоящая статья	

* Для вспыхивающих звезд, обнаруженных в последнее время в обсерватории им. Конколи (Венгрия), авторы каждый раз приводят только последовательные номера.

С учетом новых вспыхивающих звезд к 1 июня 1980 г. число известных вспыхивающих звезд в Плеядах достигло 524**, а число зарегистрированных у них вспышек — 1244. За все время наблюдений области агрегата Плеяды общая продолжительность непрерывающихся наблюдений к этому сроку составила около 3055 часов.

* Относительно этих данных отметим, что часть обнаруженных вспышек является результатом ревизии пластинок, полученных в 1973—78 гг. в обсерваториях Азиаго и им. Конколи. Можно предполагать, что за этот период повторные вспышки были обнаружены и в Тонантцинтла, но они не вошли в это число, так как еще не опубликованы.

** Исключены звезды, повторно открытые и получившие, по ошибке, новые номера, и звезда № 55, принадлежащая к скоплению Гиады [6].

Следует добавить, что порядок единой нумерации по-прежнему является хронологическим, соответствующим временам открытия.

4. *Повторные вспышки ранее известных вспыхивающих звезд.* Число обнаруженных в области агрегата Плеяды в период после 1 мая 1976 г. повторных вспышек в Бюракане и Абастумани равно 54. Это число, как и в [5], более чем в три раза превышает число обнаруженных в этой области за это же время новых вспыхивающих звезд. Это обусловлено тем, что большинство вспыхивающих звезд, обладающих сравнительно большой частотой вспышек, уже обнаружено, и мы в настоящее время открываем почти исключительно звезды, которые обладают довольно низкой частотой вспышек.

В табл. 4 приводятся данные об обнаруженных за этот период повторных вспышках.

5. *Распределение средней частоты вспышек и полное число вспыхивающих звезд в агрегате Плеяды.* В предыдущих статьях этой серии выяснилось, что по мере возрастания числа известных вспыхивающих звезд в Плеядах удовлетворительное представление чисел n_k — вспыхивающих звезд, у которых наблюдалось по k вспышек, требует суперпозиции все большего числа распределений Пуассона с разными средними частотами вспышек и полными числами соответствующих вспыхивающих звезд. Например, данные о кратности вспышек до 1976 г. удалось удовлетворительно представить, предполагая, что среди вспыхивающих звезд агрегата Плеяды имеются четыре отдельные группы, обладающие весьма разными средними частотами, а также полными числами звезд [5]. Это, несомненно, означало, что на самом деле в агрегате имеются вспыхивающие звезды, показывающие вспышки с весьма различными средними частотами. Иначе говоря, должна существовать определенная функция средней частоты — $f(\nu)$, представляющая наблюдаемое распределение этой величины для всех вспыхивающих звезд в агрегате Плеяды.

Вскоре В. А. Амбарцумян [14] разработал метод для определения указанной функции с помощью хронологии открытий и хронологии подтверждений звездных вспышек.

Согласно этой функции большинство вспыхивающих звезд в агрегате Плеяды (см. табл. 1 в [14]) имеет такие низкие средние частоты вспышек, что их открытие требует новых, весьма продолжительных наблюдений области Плеяд.

Об этом свидетельствует также факт значительного превышения чисел новых повторных вспышек относительно чисел новооткрытых вспыхивающих звезд при наблюдениях последних лет.

Таблица 4

НОВЫЕ ПОВТОРНЫЕ ВСПЫШКИ ИЗВЕСТНЫХ ВСПЫХИВАЮЩИХ
ЗВЕЗД В ПЛЕЯДАХ

№	НП	α (1900)	δ (1900)	m_U	Δm_U	Дата	Телескоп
1	2	3	4	5	6	7	8
2		$3^h 34^m 8$	$24^\circ 27'$	$19^m.8$	$5^m.0$	10.12.79	40,21"
13	686	39.6	23 59	16.2	2.0	22.11.78	40
18		41.6	22 02	16.6_{pg}	0.6_{pg}	22.08.76	40
"				16.6_{pg}	0.5_{pg}	"	"
"				17.3	1.6	09.11.17	"
"				"	1.8	27.09.79	"
25		42.6	21 54	16.0	2.3	11.10.78	"
26		43.2	24 02	20.2	7.1	23.11.79	40,2Г
36		36.2	23 46	18.4	1.9	13.09.77	40
51	1827	42.4	23 40	17.9	1.6	12.09.77	"
55	2411	43.7	24 01	16.9	0.7	29.12.75	24
"				"	0.8	09.11.77	"
"				"	1	13.11.77	"
"				"	0.8	8.10.78	"
"				"	3.2	23.11.79	40,2Г
56	2601	44.2	24 03	16.6_{pg}	1.4_{pg}	29.11.73	21
"				17.6	3.8	01.09.78	40
61		48.1	23 03	16.8	2.2	06.11.78	"
62		33.9	24 56	17.9	2.4	10.10.78	"
64		34.1	23 08	$16.1V$	$1.7V$	19.12.79	28
73	335	38.4	23 45	16.0	1.4	09.11.77	40
"				"	1.6	17.10.79	"
"				"	1.2	17.10.79	"
83		42.0	22 15	17.8	3.6	26.11.78	"
91		43.8	24 26	15.9_{pg}	0.9_{pg}	14.11.77	28
97		46.0	23 16	$17.6V$	$3.2V$	19.12.79	"
101		33.2	24 25	18.8	1.0	19.10.74	40
"				"	3.7	04.11.77	"
103		36.9	23 08	17.7	3.7	25.11.78	"
105		41.7	23 23	17.7	5.3	10.12.79	40, 2Г
106		42.1	23 11	19.1	2.7	13.09.77	40
107	2208	43.3	24 16	18.1	1.5	21.11.79	"
111	3104	45.7	22 53	15.9	3.4	18.10.79	"
138		33.2	23 41	18.3_{pg}	2.5_{pg}	29.09.78	21
156		42.6	23 58	18.4	2.4	25.11.79	40, 2Г

Таблица 4 (окончание)

1	2	3	4	5	6	7	8
156				18 ^m 4	4 ^m 2	12.12.79	40, 21, 28
167		3 ^h 37 ^m 5	24°34'	20.0	6.2	21.12.79	40, 21
174		36.8	23 03	20.0	5.8	09.11.77	40
"				"	3.3	01.09.78	"
176		43.0	24 36	19.7	4.2	02.11.78	"
179		38.6	24 22	19.7	7.8	08.10.78	"
180		41.0	23 45	19.2	3.2	18.10.79	40, 21
199		41.4	22 03	20.5	6.5	25.11.79	"
280		38.5	25 17	17.7	1.1	09.11.77	40
297		34.5	24 15	18.0 _{pg}	3.0 _{pg}	15.10.76	28
306		36.06	24 24	16.0	0.6	25.11.79	40
"				"	0.6	12.12.79	"
308°		33.6	23 11	16.8	2.0	05.11.77	"
334	1280	41.1	23 51	16.3 _{pg}	0.8 _{pg}	30.09.78	21
399		38.4	24 33	20.0	6.0	21.10.77	40
434	3197	46.1	24 22	14.2	1.6	02.11.78	"
467		42.3	21 51	17.5 _{pg}	1.5 _{pg}	22.08.76	"
477		37.9	23 38	20.0	7.2	13.11.77	40, 28
489	1516	41.7	24 59	16.4	1.2	10.10.78	40

* Эта вспышка совпадает с вспышкой первой вспыхивающей звезды, обнаруженной в обсерватории им. Конколи [7].

Функция средней частоты, выведенная В. А. Амбарцумяном [14], имеет вид:

$$f(\nu) = C e^{-\nu S} \nu^{-4/3}, \tag{1}$$

где C — постоянная величина, а параметр S , имеющий размерность времени, равен 385 часам.

С помощью функции (1), следуя [14], можно оценить числа вспыхивающих звезд, показавших по k вспышек за эффективное время наблюдений t для разных значений k .

Для нормировки этих оценок, в соответствии с [14], нами использовано число вспыхивающих звезд, наблюдавшихся за время t только в одной единственной вспышке.

Полученные оценки представлены в табл. 5. Во втором столбце табл. 5 приведены числа \bar{N}_k по всем наблюдениям. Сравнение теоретических оценок этих чисел с наблюдаемыми числами показывает удовлетво-

рительное согласие между ними, что свидетельствует в пользу функции средних частот (1)*.

Таблица 5

ПРЕДСТАВЛЕНИЕ НАБЛЮДЕНИЙ
ВСПЫХИВАЮЩИХ ЗВЕЗД В ОБЛАСТИ
АГРЕГАТА ПЛЕЯДЫ С ПОМОЩЬЮ ФУНКЦИИ
СРЕДНЕЙ ЧАСТОТЫ (1)

k	n_k	
	набл.	теор.
1	302	(302)
2	79	89
3	45	44
4	37	26
5	13	17
6	15	12
>7	33	29
Всего	524	519

Исходя из данных табл. 5, можно привести следующий наглядный пример, свидетельствующий о существовании в агрегате Плеяды вспышкающих звезд весьма различных средних частот.

Предполагая, что все вспышкающие звезды в агрегате обладают одинаковой средней частотой вспышек и представляя распределение этих вспышек законом Пуассона, можно для математического ожидания числа вспышкающих звезд, показавших по k вспышек за время t , написать [15]:

$$n_k = e^{-\nu t} \frac{(\nu t)^k}{k!}. \quad (2)$$

После подстановки в это выражение значений $k = 0, k$ и $k + 1$ и некоторых преобразований для определения числа неизвестных в системе вспышкающих звезд n_0 имеем

$$n_0 = \frac{k!}{(k+1)^k} \frac{n_k^{k+1}}{n_{k+1}^k}. \quad (3)$$

В табл. 6 приводятся оценки числа неизвестных вспышкающих звезд n_0 в агрегате Плеяды для различных значений $k = 1, 2, \dots, 6$, по формуле (3), с использованием данных табл. 5.

* Функция средней частоты $f(\nu)$ в работе [14] была получена с использованием только тех вспышек, амплитуда которых в фотографических лучах превышала (или была равна) $1^m 0$.

В табл. 6 обращает на себя внимание быстрое убывание n_0 при возрастании значения k . Отклонением от этой тенденции является значение n_0 , определенное для $k = 4$ по данным наблюдаемых n_k . Это отклонение следует объяснить ошибками статистики. Подтверждением этому являются данные, приведенные в последнем столбце табл. 6, когда использованы сглаженные значения n_k по функции средней частоты. В этом случае четко видна тенденция систематического убывания n_0 при возрастании значения k .

Таблица 6
ОЦЕНКИ ЧИСЛА НЕИЗВЕСТНЫХ
ВСПЫХИВАЮЩИХ ЗВЕЗД n_0 В АГРЕГАТЕ
ПЛЕЯДЫ ПО ФОРМУЛЕ (3)

k	n_0	
	набл.	теор.
1	577	512
2	54	81
3	8	20
4	93	5
5	0	2
6	0	1

Имея в виду, что по мере возрастания k мы имеем дело со вспыхивающими звездами, обладающими все большими средними частотами вспышек, а также то обстоятельство, что полное время фотографических наблюдений области Плеяд уже превышает 3000 часов, на основе данных табл. 6 можно заключить, что неизвестных вспыхивающих звезд среди звезд с большими, скажем больше $(100 \text{ час})^{-1}$, средними частотами вспышек в агрегате Плеяды в настоящее время уже практически нет: все неизвестные вспыхивающие звезды в этой системе находятся среди звезд, имеющих очень низкие средние частоты вспышек. Этот факт находится в согласии с функцией средней частоты (1).

Подтверждением вышесказанного является рис. 1, на котором представлены три кривые: изменения чисел известных n , неизвестных n_0 (определяемая с помощью формулы (4) оценка), а также оценки полного числа $N = n + n_0$ вспыхивающих звезд в агрегате Плеяды с увеличением эффективного времени наблюдений области этой системы широкоугольными камерами. Как показывает рис. 1, все эти величины непрерывно возрастают. Если возрастание числа известных вспыхивающих звезд в Плеядах связано с обнаружением в них новых вспыхивающих звезд, по мере увеличения эффективного времени наблюдений, то сильно замедлившееся к

настоящему времени возрастание оценки неизвестных вспыхивающих звезд, приводящее к возрастанию полного числа этих звезд, свидетельствует о том, что прежние оценки этой величины давали заниженные значения. Этот факт легко понять, если учитывать наличие в системе большого количества неизвестных вспыхивающих звезд, обладающих очень небольшими средними частотами вспышек, вытекающее из функции средней частоты $f(\nu)$, представленной формулой (1).

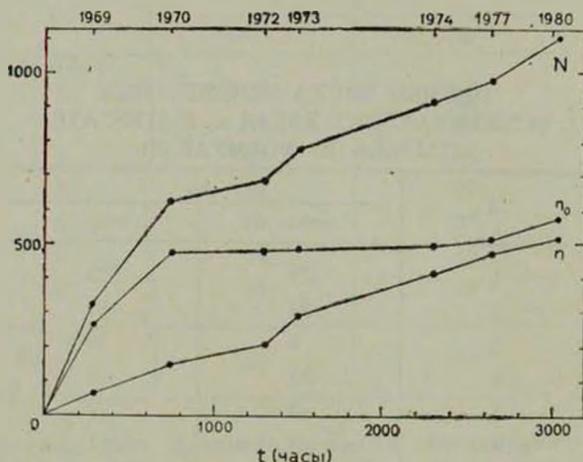


Рис. 1. Изменения чисел известных — n , неизвестных — n_0 и полного числа — N (оценки) вспыхивающих звезд в агрегате. Пляды с возрастанием эффективного времени наблюдений области агрегата.

Функция средней частоты $f(\nu)$ при ее выражении формулой (1), не может быть использована для оценки n_0 — еще неизвестных вспыхивающих звезд в системе, из-за ее бесконечного возрастания при малых ν , что приводит к расходимости интеграла, определяющего n_k при $k = 0$ [14].

Поэтому, для грубой оценки n_0 , мы воспользуемся известной формулой [15]:

$$n_0 = \frac{n_1^2}{2n_2}, \quad (4)$$

вытекающей из (3) при $k = 1$. По данным табл. 5 это приводит к значению $n_0 = 577$.

Суммируя это число n_0 с числом известных в системе вспыхивающих, для нижней границы полного числа вспыхивающих звезд в агрегате Пляды получим

$$N = 1101.$$

В связи с вышесказанным следует сделать два замечания.

Во-первых, функция средней частоты $f(\nu)$, выведенная из данных наблюдений, содержит в себе фактор наблюдательной селекции, заключающийся в том, что при наблюдениях звездных вспышек по мере перехода к абсолютно более слабым звездам обнаруживаются вспышки все более возрастающих амплитуд. В результате средняя частота вспышек для звезд разных светимостей соответствует вспышкам разных амплитуд. Учет этого фактора, при существующей небольшой статистике, не представляется возможным.

Во-вторых, сильное возрастание числа звезд при малых средних частотах, как отмечено В. А. Амбарцумяном [14], по-видимому, требует некоторого изменения постановки задачи оценки числа неизвестных вспыхивающих звезд в системе: вместо числа всех неизвестных вспыхивающих звезд определить число неизвестных вспыхивающих, имеющих средние частоты вспышек, превосходящие некоторое значение ν_0 .

Следует добавить, что функция средней частоты (1), конечно, не может рассматриваться как окончательная, однако, как показывают данные табл. 5, она удовлетворительно представляет наблюдения. Вместе с тем, эти данные не указывают на увеличение разности между наблюдаемыми и вычисленными величинами n_i по сравнению с данными, представленными в работе В. А. Амбарцумяна [14]. Поэтому, хотя указанная функция имеет большей частью условное значение и иллюстрирует возможности разработанного в [14] метода вывода распределения средних частот вспышек в агрегате на основе хронологии открытий и хронологии подтверждений наблюдаемых в нем вспышек, она пока может считаться полезной для статистической обработки результатов наблюдений звездных вспышек.

6. *Фотографическая колориметрия звездных вспышек.* В ноябре—декабре 1979 г. были осуществлены синхронные фотографические наблюдения звездных вспышек в агрегате Плеяды с помощью трех телескопов: 40" и 21" камер системы Шмидта Бюраканской астрофизической обсерватории АН Арм. ССР и 28" менисковой камеры системы Максудова Абастуманской астрофизической обсерватории АН Груз. ССР. Полное эффективное время этих наблюдений составляло 38 часов, из них 20 часов 40 минут наблюдения велись в трех полосах, U, B, V , а в остальное время (из-за погоды) только в двух полосах, U и B .

В период синхронных наблюдений вспыхивающих звезд в области агрегата Плеяды были зарегистрированы всего 12 вспышек. Из них 6 вспышек произошли во время наблюдений во всех трех полосах, U, B, V , остальные вспышки—в период наблюдений только в двух полосах, U и B .

Однако во время UBV -наблюдений во всех трех цветах были измерены лишь четыре вспышки, зарегистрированные у звезд № 2, 105, 156 и

540*. В двух остальных случаях вспышка была зарегистрирована либо лишь в одной полосе, U (из-за малой ее мощности: $\Delta U = 0.6$, у звезды № 306), либо в двух полосах, U и B (из-за слабости самой звезды № 539: $U = 17.64$, $\Delta U = 4.7$).

Далее, из 6 вспышек, происшедших во время наблюдений в двух полосах, U и B , в обеих полосах были измерены лишь 5 вспышек: одна вспышка, происшедшая у звезды № 306,— вторая вспышка у этой звезды в период наших синхронных колориметрических наблюдений, из-за малой ее мощности ($\Delta U = 0.6$), и в этот раз была зарегистрирована только в полосе U .

Основной результат наших синхронных колориметрических наблюдений звездных вспышек в агрегате Плеяды представлен в табл. 7. В ней в последовательных столбцах приведены: номер вспыхивающей звезды,

Таблица 7

ПОКАЗАТЕЛИ ЦВЕТА ВСПЫШЕЧНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В ПЕРИОДЫ,
ОХВАТЫВАЮЩИЕ МАКСИМУМ ВСПЫШКИ

Звезда	Дата вспышки (1979)	U	ΔU	$(B-V)_+$	$(U-B)_+$
2	10 декабря	19.8	5.0	-0.4	-0.7
26	23 ноября	20.2	7.0	—	-0.6
55	24 "	16.9	3.2	—	-0.4
105	10 декабря	17.7	5.3	-0.1	-1.2
156	25 ноября	18.4	2.4	—	-1.3
156	12 декабря	18.4	4.2	0.2	-0.6
167	21 "	20.0	6.2	—	-1.2
199	25 ноября	20.5	6.5	—	-0.3
538*	26 "	15.5	1.4	—	-0.9
539*	10 декабря	19.9	4.7	—	-0.1
540*	11 "	16.5	1.7	1.0	-0.4
Средние цвета				+0.2	-0.7

* Вспыхивающие звезды № 538, 539 и 540, как вспыхивающие, были обнаружены во время синхронных колориметрических наблюдений.

дата зарегистрированной у нее вспышки, звездная величина — U , амплитуда вспышки — ΔU и показатели цвета — $(B-V)_+$ и $(U-B)_+$ вспышки.

* Следует отметить, что вспышки звезд в агрегатах в трех полосах U, B, V , ранее были измерены Джонсоном и Митчеллом [16], фотоэлектрическим методом, для звезды Н II 1306 = № 17 в Плеядах, и О. С. Чавушьяном и Н. Д. Меликьяном [17], фотографическим методом, для звезды № 236 в Орионе. Причем, в обоих случаях регистрация вспышек осуществлялась совершенно случайно.

шечного излучения для всех наблюдаемых вспышек в периоды, охватывающие максимумы указанных вспышек.

Эти данные, относительно показателя цвета $(U - B)_+$ вспышечного излучения, находятся в удовлетворительном согласии с результатами наших предыдущих двухцветных наблюдений вспышек в агрегате Плеяды [5].

Данные табл. 6 в целом находятся в удовлетворительном согласии также с аналогичными данными для вспышек звезд типа UV Кита, полученными из синхронных фотоэлектрических наблюдений с высоким разрешением по времени (см., например, наблюдения Моффетта [18]).

Это свидетельствует о том, что вспыхивающие звезды в агрегатах, по цветовым характеристикам вспышечного излучения в период максимума вспышки, не отличаются, практически, от вспыхивающих звезд типа UV Кита окрестности Солнца.

Следует подчеркнуть, однако, что как в случае вспышек звезд в агрегатах, так и в случае вспышек звезд типа UV Кита окрестности Солнца, наблюдаются значительные различия в цветах различных вспышек.

7. *Заключение.* Предсказание об обилии вспыхивающих звезд в агрегате Плеяды, основанное на первой статистической оценке их полного числа в этой, сравнительно старой по сравнению с ассоциацией Ориона, системе, полученной В. А. Амбарцумяном [15] в 1968 г., когда в ней было обнаружено всего 60 вспыхивающих звезд, стимулировало наблюдения и исследования вспыхивающих звезд в звездных агрегатах, которые привели к важным эволюционным результатам.

Наблюдениями было установлено обилие вспыхивающих звезд в агрегатах, что подтверждает важный вывод, впервые сделанный Аро [19], о том, что вспыхивающие звезды представляют собой одну из наиболее ранних стадий эволюции звезд, которая следует за более ранней стадией типа Т Тельца. Были изучены физические и статистические особенности стадии вспыхивающей звезды. В частности, в настоящее время уже имеются некоторые данные о цветовых и частотных характеристиках звездных вспышек в агрегатах, которые подтверждают физическое родство вспыхивающих звезд в агрегатах и звезд типа UV Кита окрестности Солнца.

Эти результаты обусловлены планомерными наблюдениями и исследованиями вспышек прежде всего в области агрегата Плеяды.

Отметим, однако, что, несмотря на то, что фотографические наблюдения области Плеяд широкоугольными камерами продолжают уже более 10 лет (полное время этих наблюдений превышает 3000 часов), благодаря чему в ней открыто и статистически изучено значительно больше вспыхивающих звезд (524), чем давала первая (320), вначале казавшаяся

слишком оптимистической, оценка В. А. Амбарцумяна [15], исследования указывают, что дальнейшие наблюдения и изучение этой удивительной системы представляют исключительный интерес как для проблем эволюции звезд, так и для вскрытия физической природы звездных вспышек.

Бюраканская астрофизическая
обсерватория

Абастуманская астрофизическая
обсерватория

FLARE STARS IN PLEIADES. VI

L. V. MIRZOYAN, H. S. CHAVUSHIAN, G. B. OHANIAN, V. V. HAMBARIAN,
A. T. GHARIBDJANIAN, N. D. MELIKIAN, R. SH. NATSVLISHVILI

The results of photographic observations of stellar flares in the Pleiades region carried out at the Byurakan and Abastumani astrophysical observatories, mainly during 1976—1979, are given.

On the basis of these observations, lasting for 270 hours, and also the revision of plates obtained before 17 new flare stars (Table 4) have been found.

The general numeration of flare stars in Pleiades including the flare stars found in the other observatories during the same period is continued (Table 3). Total number of 'all known flare stars in the Pleiades region at 1 June 1980 reached 524, and the number of all flares-1244 (excluding the flare star No. 55 and its flares). These results are obtained during about 3055 hours of effective time of photographic observations carried out by means of wideangle telescopes mainly at the Tonantzintla, Asiago and Byurakan observatories. The observational data on distribution of flare stars according to the observed flares is satisfactorily represented by the average frequency function (1) introduced by V. A. Ambartsumian (Table 5).

It is shown that in fact at present there are no unknown flare stars among the stars with great average frequencies of flares in Pleiades aggregate: all the unknown flare stars in this system are among stars having very low average frequencies of flares (Table 6 and Fig. 1).

The total number of the flare stars in the Pleiades, estimated by means of the formula (4) is of the order of 1100.

Using three telescopes, synchronous photographic observations of stellar flares in Pleiades aggregate in U, B, V system are carried out. During these observations on flare stars No. 105 and 156 "slow" flares are discovered.

The colour indices $U-B$ and $B-V$ of stellar flares in periods including the maximum of the flare (Table 7) slightly differ from that of photoelectrically defined for flares of UV Ceti type stars, which testifies the physical relationship of flare stars in aggregates and in the vicinity of the Sun.

ЛИТЕРАТУРА

1. V. A. Ambartsumian, L. V. Mirzoyan, Variable Stars and Stellar Evolution, IAU Symposium No. 67, ed. V. Sherwood, L. Plaut, Reidel, Dordrecht, 1975, p. 3.
2. G. Haro, Bol. Obs. Tonantzintla, 2, 3, 1976.
3. В. А. Амбарцумян, Л. В. Мирзоян, Э. С. Парсмян, О. С. Чавушян, Л. К. Ерастова, Астрофизика, 6, 3, 1970.
4. Л. В. Мирзоян, О. С. Чавушян, Н. Д. Меликян, Р. Ш. Нацвлишвили, Г. Б. Оганян, В. В. Амбарян, А. Т. Гарибджанян, Астрофизика (в печати).
5. Л. В. Мирзоян, О. С. Чавушян, Л. К. Ерастова, Г. Б. Оганян, Н. Д. Меликян, Р. Ш. Нацвлишвили, М. К. Цветков, Астрофизика, 13, 205, 1977.
6. В. А. Амбарцумян, Л. В. Мирзоян, Э. С. Парсмян, О. С. Чавушян, Л. К. Ерастова, Э. С. Казарян, Г. Б. Оганян, И. И. Янкович, Астрофизика, 9, 461, 1973.
7. I. Jankovics, G. B. Ohanian, IBVS, No. 1455, 1978.
8. I. Jankovics, M. K. Tsvetkov, IBVS, No. 1456, 1978.
9. L. Rosino, G. Szecsényi-Nagy, IBVS, No. 1528, 1978.
10. H. S. Ghavushian, I. Jankovics, IBVS, No. 1626, 1979.
11. J. Kelemen, I. Jankovics, IBVS, No. 1696, 1979.
12. M. K. Tsvetkov, S. A. Tsvetkov, Assya G. Tsvetkova, IBVS, No. 1749, 1980.
13. I. Jankovics, J. Kelemen, M. K. Tsvetkov, IBVS, No. 1780, 1980.
14. В. А. Амбарцумян, Астрофизика, 14, 367, 1978.
15. В. А. Амбарцумян, Звезды, туманности, галактики, Изд. АН Арм. ССР, Ереван, 1969, стр. 283.
16. H. L. Johnson, R. I. Mitchell, Ap. J., 128, 31, 1954.
17. О. С. Чавушян, Н. Д. Меликян, Вспыхивающие звезды, ред. Л. В. Мирзоян, Изд. АН Арм. ССР, Ереван, 1977, стр. 74.
18. T. J. Moffett, Ap. J., Suppl. ser., 29, 1, 1974.
19. G. Haro, Symposium on Stellar Evolution, ed. J. Sahade, Astron. Obs. Nat. Univ. of La Plata, La Plata, 1962, p. 37.

АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 17

ФЕВРАЛЬ, 1981

ВЫПУСК 1

УДК 524.33+524.352

ФЕНОМЕНОЛОГИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ АНТИВСПЫХИВАЮЩЕЙ ЗВЕЗДЫ RZ PSC

А. Ф. ПУГАЧ

Поступила 18 декабря 1979

Принята к печати 10 сентября 1980

Рассмотрена модель явления в звездах типа Is(A), приводящего к наблюдаемым ослаблениям блеска (антивспышкам). Используются 2 предположения: 1) Ослабления блеска вызываются появлением над фотосферой звезды гипотетического поглощающего свет абсорбента, оптическая плотность которого растет от нуля до некоторой величины τ_{\max} . 2) Дополнительное коротковолновое излучение, наблюдаемое у некоторых антивспыхивающих звезд, возникает в области, лежащей выше зоны действия абсорбента. Следствия модельных расчетов позволяют качественно объяснить многозначный характер связи между блеском и цветом быстрых неправильных переменных звезд, установленный по фотоэлектрическим наблюдениям. Для количественных расчетов использованы фотоэлектрические *UBV* наблюдения антивспыхивающей звезды RZ Psc, проведенные автором в 1972—75 гг. Вычисленные цвета *B—V* и *U—B* хорошо совпадают с наблюдаемыми. Определены относительные интенсивности фотосферы звезды и дополнительного хромосферного излучения в полосах *U, B, V*; найдена зависимость коэффициента поглощения абсорбента от длины волны $\tau_{\lambda} \propto \left(\frac{1}{\lambda}\right)^{1.4}$ и получены значения τ_{\max} .

1. *Введение.* Несмотря на то благоприятное обстоятельство, что многие неправильные переменные звезды доступны фотоэлектрическим наблюдениям с телескопами умеренного размера, информация колориметрического характера, полученная за последние два десятилетия, в значительно меньшей степени, чем ожидалось, способствовала расширению наших представлений о физической сущности неправильных переменных звезд. Прогресс в этой области большей частью обязан ИК-наблюдениям, благодаря которым возникли и укрепились представления о чрезвычайно важной роли пыли (имеется в виду пыль скоплений и околозвездных оболочек).

чек) как активного агента, влияющего на наблюдаемые характеристики звезд.

Колориметрические наблюдения быстрых неправильных переменных звезд за последние два десятилетия не только не прояснили феноменологическую картину изменчивости, но, кажется, даже усложнили понимание происходящего своими зачастую противоречивыми результатами. В частности, не выяснено, как меняется цвет неправильных переменных в зависимости от их блеска [1]. И дело совсем не в малочисленности или неточности наших наблюдений — сложным оказался сам предмет исследования. Не только у различных звезд, но иногда даже у одной и той же звезды обнаруживался различный характер связи показателя цвета $B - V$ и величины V . Так, одна из наиболее хорошо изученных в фотометрическом отношении звезд — RY Tau иногда «краснела» при ослаблении блеска, иногда «голубела», иногда при почти постоянном показателе $B - V$ другой показатель цвета $U - B$ менялся на $0^m2 - 0^m3$ [2, 3].

Одно время казалось, что ситуация прояснилась в отношении по крайней мере одной обособленной разновидности звезд — группы быстрых неправильных переменных с алголеподобными ослаблениями блеска — $Is(A)$. Сложилось мнение, что эти звезды не изменяют цвет или же изменяют его в небольших пределах при довольно значительных (порядка 2^m) вариациях блеска [4]. Это обстоятельство легло в основу модели, объясняющей ослабления блеска $Is(A)$ -звезд поглощением его гипотетическим поясом околосредных облаков, состоящих из крупных частиц [5, 6].

Однако постепенное накопление наблюдательного материала вновь возродило ситуацию, сложившуюся при изучении RY Tau, так как звезды с алголеподобными ослаблениями блеска, становясь слабыми, могут:

- а) увеличивать показатель $B - V$, как BH Cep [7] и SU Aur [2, 8];
- б) не проявлять цветовых изменений, как SV Cep [2];
- в) обнаруживать сложный характер зависимости цвета от блеска, как UX Ori [9, 10] и RZ Psc [16].

Сложность колориметрической картины усугублялась тем обстоятельством, что в изменчивости некоторых объектов (как, например, у RZ Psc [11]) было выделено два типа ослаблений, сопровождающихся либо постоянством показателя $B - V$, либо его «покраснением».

В последние годы стала известна ранее не обнаруженная особенность $Is(A)$ -звезд — наличие в их спектрах слабой или умеренной эмиссионной линии H_α [12, 13], что совершенно однозначно интерпретировалось исследователями как результат проявления газовых оболочек у этих звезд.

Кроме того, у быстрых неправильных переменных звезд с алголеподобными ослаблениями блеска, BO Cep, UX Ori, WW Vul, обнаружено избыточное ультрафиолетовое излучение [7, 13]. Ультрафиолетовый эксцесс, вероятно, присутствует и в излучении RZ Psc, поскольку наблюдаемый в

максимуме ее показатель цвета $U - B = 0^m 09$ не соответствует спектральному классу G8—K0. Обнаружение этих особенностей привело к убеждению, что в излучении Is (A)-звезд заметная доля в сравнении с излучением фотосферы принадлежит источникам дополнительного излучения как дискретного, так и непрерывного характера. Тот факт, что такими же источниками дополнительного излучения, но проявляющимися в гораздо большей степени, обладают звезды типа RW Возничего, хорошо известен [14, 15].

Теперь распространение вышеописанных особенностей и на группу Is (A)-звезд открывает новые возможности для построения моделей, описывающих наблюдаемые свойства этих интересных звезд. В частности ясно, что при описании колориметрического поведения Is (A)-звезд нельзя игнорировать вклад, вносимый дополнительным в сравнении с фотосферой излучением.

2. *Модель антивспыхивающей звезды.* Исходя из представления о том, что алгоподобные ослабления блеска, так называемые антивспышки, вызываются экранированием света пока гипотетическим поглощающим веществом, рассмотрим упрощенную модель антивспыхивающей звезды. Модель включает звезду главной последовательности, обладающую в отличие от нормальных звезд протяженной оболочкой (назовем ее условно хромосферой), в которой расположены источники дополнительного излучения. Для нас пока не важно, имеет это излучение дискретный или непрерывный характер. Существенно только, чтобы геометрический размер хромосферы был больше по порядку величины или сравним с размером звезды. Интенсивность излучения хромосферы на эффективных длинах волн системы VBU обозначим соответственно i_V , i_B и i_U . Пусть между звездой и хромосферой появляется поглощающая среда, оптическая толщина которой в визуальной области τ_V растет от нуля до некоторой максимальной величины $\tau_{V\max}$. Сейчас мы не задаемся вопросом о генезисе поглощающей среды (абсорбента) и не рассматриваем причины его появления над фотосферой. Отметим только, что появление абсорбента на луче зрения связывается в этой модели с наблюдаемым ослаблением блеска.

Обозначим интенсивность излучения фотосферы на ранее упомянутых длинах волн через I_V , I_B и I_U , а оптическую толщину абсорбента τ_V , τ_B и τ_U . Тогда наблюдаемые в максимуме блеска фотоэлектрические величины m_V , m_B и m_U можно выразить через интенсивности:

$$\begin{aligned} m_V &= -2.5 \lg (I_V + i_V), \\ m_B &= -2.5 \lg (I_B + i_B), \\ m_U &= -2.5 \lg (I_U + i_U). \end{aligned} \quad (1)$$

Аналогично для минимума блеска:

$$\begin{aligned}
 m'_V &= -2.5 \lg [I_V \cdot \exp(-\tau_{V \max}) + i_V]; \\
 m'_B &= -2.5 \lg [I_B \cdot \exp(-\tau_{B \max}) + i_B]; \\
 m'_U &= -2.5 \lg [I_U \cdot \exp(-\tau_{U \max}) + i_U].
 \end{aligned}
 \tag{2}$$

В этой системе число неизвестных (9) можно сократить, если наделить абсорбент какими-нибудь определенными оптическими свойствами. Поскольку об этих свойствах априори ничего не известно, будем считать, что экранирующее вещество поглощает в разных длинах волн как межзвездная среда, для которой:

$$A_V = 3.2 E_{B-V}; \quad E_{U-B} = 0.8 E_{B-V}. \tag{3}$$

Таким образом закон поглощения, принятый в форме (3), позволяет выразить τ_B и τ_U через τ_V :

$$\tau_B = 1.312 \tau_V; \quad \tau_U = 1.576 \tau_V. \tag{4}$$

Кроме этого, знание спектрального класса звезды, а следовательно неискаженного межзвездным поглощением показателя цвета $(B-V)_0$ дает возможность получить дополнительное уравнение

$$(B-V)_0 = -2.5 \lg \frac{I_B}{I_V}. \tag{5}$$

Решая систему семи уравнений с семью неизвестными относительно $\tau_{V \max}$, получаем уравнение для наибольшего значения оптической толщи, которой соответствует минимум блеска в полосе V :

$$\begin{aligned}
 & \frac{(-0.4 m_B) \text{ dex} - (-0.4 m'_B) \text{ dex}}{[-0.4 (B-V)_0] \text{ dex} \cdot [(-0.4 m_V) \text{ dex} - (-0.4 m'_V) \text{ dex}]} = \\
 & \frac{1 - \exp(-1.312 \tau_{V \max})}{1 - \exp(-\tau_{V \max})}
 \end{aligned}
 \tag{6}$$

Определив отсюда $\tau_{V \max}$, находим неизвестные значения интенсивностей I_V, I_B, I_U, i_V, i_B и i_U . Вычисления по приведенным выше формулам дают в конечном итоге расчетную зависимость цветов $B-V$ и $U-B$ от величины V . В качестве пробного объекта для проверки предложенной методики возьмем RZ Psc — типичную антивспыхивающую звезду, у которой, как указывалось выше, подозревается присутствие ультрафиолетового избытка.

RZ Psc интересна еще и тем, что относится к числу наиболее холодных антивспыхивающих звезд, так как подавляющее большинство Is (A)-

звезд принадлежит к спектральным классам А и F. Это обстоятельство играет немаловажную роль при выборе пробного объекта, поскольку в холодной звезде относительно сильнее проявляется присутствие дополнительного излучения в *B* и особенно в *U* полосах. Помимо этого RZ Psc удобна еще и тем, что расположена вдали от галактической плоскости ($b_1 = 35^\circ$) и ее излучение мало подвержено действию межзвездного покраснения.

Трехцветные фотоэлектрические наблюдения RZ Psc проводились автором в 1972—75 гг. в Высокогорной экспедиции ГАО АН УССР на пике Терскол. Результаты *UBV* измерений (средние за ночь) представлены точками на рис. 1 и 2. Кроме того в табл. 1 даны усредненные наблюдаемые *U*, *B*, *V* величины переменной для максимума и минимума, которые

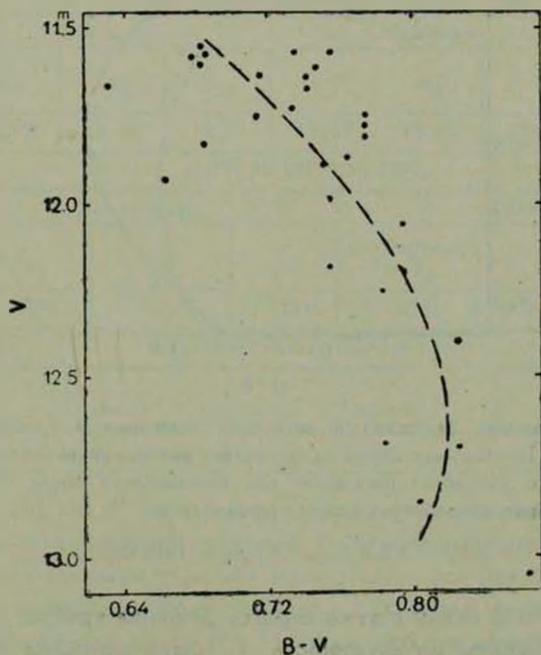


Рис. 1. Наблюдения (кружки) и расчетная зависимость изменения наблюдавшегося цвета *B—V* при изменении блеска RZ Psc в предположении, что на показатель *B—V* влияют поглощение и излучение хромосферы.

использовались при расчетах. Решение в общем случае дает для RZ Psc интенсивности фотосферы и хромосферы, однако интенсивность i_V получается отрицательной. Этот результат естественным образом связан со спектральными особенностями дополнительного коротковолнового излучения. Как следует из многочисленных наблюдений распределения энергии,

дополнительный коротковолновый избыток излучения у тех звезд, где он уверенно регистрируется, начинает обнаруживаться в синей области спектра у $\lambda \approx 4000 \text{ \AA}$ и резко возрастает в сторону коротких волн. На длинах волн больше 4000 \AA излучение хромосферы отсутствует, либо необнаружимо мало. Отрицательное значение i_V несомненно свидетельствует о том, что у RZ Psc хромосфера не излучает, а поглощает в области длин

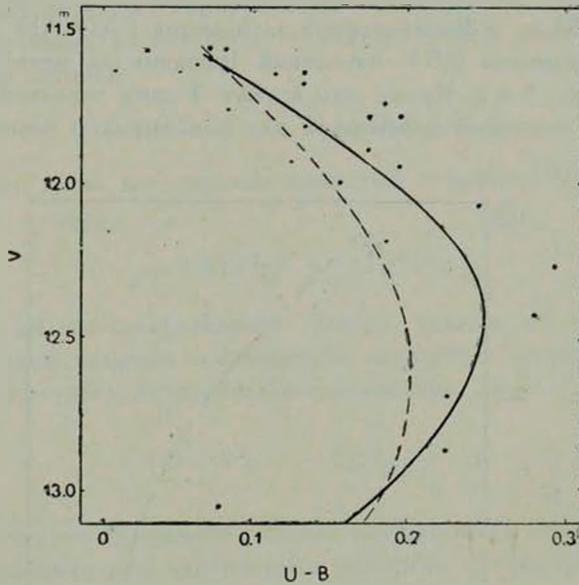


Рис. 2. Наблюдения (кружки) и расчетные зависимости (линии) цвета $U-B$ и блеска переменной. Пунктирная линия представляет вычисленную зависимость $(U-B)-V$ при допущении, что абсорбент поглощает как межзвездная среда. Сплошная линия — если закон поглощения абсорбента задается выражением:

$$A_V = 3.2 E_{B-V}, \quad E_{U-B} = 1.08 E_{B-V}.$$

волн $\lambda > 4000 \text{ \AA}$. В связи с этим строгое решение требует, чтобы конкретно для данной звезды интенсивность i_V была записана как функция от I_V , поскольку часть поглощенного фотосферного излучения пропорциональна интенсивности I_V . Записав выражение для выходящего суммарного излучения в фильтре V соответственно для максимума и минимума как

$$I_V(1 - \alpha) \quad \text{и} \quad I_V(1 - \alpha) \exp(-\tau_{V \text{ макс}}), \quad (7)$$

где α — доля фотосферного излучения, поглощенного хромосферой в фильтре V , $e^{-\tau_V}$ — часть V -излучения, поглощенная абсорбентом, полу-

чаем в частном случае для RZ Psc выражение для максимальной оптической толщи абсорбента:

$$(-0.4 m_V) \text{ dex} = \exp[-\tau_{V \max}] [-0.4 m_V'] \text{ dex} \quad (8)$$

и выражения для вычисления блеска и цветов переменной при изменении оптической толщи:

$$\begin{aligned} V &= -2.5 \lg [I_V (1 - \alpha) \exp(-\tau_V)]; \\ B &= -2.5 \lg [I_B \exp(-1.312 \tau_V) + i_B]; \\ U &= -2.5 \lg [I_U \exp(-1.576 \tau_V) + i_U]. \end{aligned} \quad (9)$$

Таблица 1

НАБЛЮДАЕМЫЕ ВЕЛИЧИНЫ

Символ	Максимум			Минимум			$(B-V)_0$
	m_V	m_B	m_U	m_V	m_B	m_U	
Значение	11.60	12.30	12.39	13.02	13.81	13.93	0.81

ИНТЕНСИВНОСТИ

Символ	Фотосфера			Хромосфера		
	I_V	I_B	I_U	поглощение ($1-\alpha$)	i_B	i_U
Значение	1.01234	0.48180	0.41246	0.98781	0.04454	0.07228

ОПТИЧЕСКИЕ ТОЛЩИ

Символ	$\tau_{V \max}$	$\tau_{B \max}$	$\tau_{U \max}$
Значение	1.302	1.708	2.360

По формулам (6) были определены величины переменной и результаты вычислений представлены на графиках 1 и 2 пунктирными линиями. Сравнение их с наблюдаемыми точками показывает, что предложенная модель и метод учета влияния дополнительного излучения верно отражают наблюдаемую картину для цвета $B-V$ и находятся в качественном согласии с наблюдаемым цветом $U-B$. Качественное согласие состоит в том, что звезда по мере увеличения оптической толщи абсорбента сначала увеличивает показатель $U-B$ по закону межзвездного покраснения, но в какой-то момент, когда доля проходящего через абсорбент излучения становится настолько малой, что доминирующим оказывается излучение хромосферы, показатель $U-B$ начинает уменьшаться. Это и определяет наблюдаемый загиб зависимости $U-B$ от V . Причина количественного несоответствия наблюдаемых и вычисленных показателей $U-B$ лежит в том, что мы выбрали закон поглощения абсорбента таким, каким он наблюдается у меж-

звездной среды, используя такое приближение в качестве первого шага. Сейчас есть возможность ввести необходимую поправку. Изменим несколько закон поглощения абсорбента, приняв его в виде

$$A_V = 3.2 E_{B-V}, \quad E_{U-B} = 1.08 E_{B-V}. \quad (9a)$$

Просчитанная с этими новыми значениями зависимость показана на рис. 2 жирной линией. Хорошее совпадение с наблюдениями говорит о правильности подобранного закона поглощения. Из уравнения (9a) следует, что

$$\tau_B = 1.312 \tau_V; \quad \tau_U = 1.80 \tau_V. \quad (10)$$

Отсюда можно вычислить зависимость коэффициента поглощения абсорбента χ_λ от длины волны на ограниченном интервале длин волн $\Delta\lambda = 5510-3800$ А. Этот интервал определяется разностью эффективных длин волн полос V и U для цветовой температуры 4900° . Вычисления дают:

$$\chi_\lambda \propto \left(\frac{1}{\lambda}\right)^{1.4}. \quad (11)$$

Промежуточные результаты вычислений указаны в табл. 1. Используя значения i_B и i_U , можно определить показатель цвета $(U-B)_{\text{cp}}$ самой хромосферы, который оказывается равным $-0^m.53$. Это значение близко к показателям цвета $U-B$ некоторых звезд типа Т Тельца и вспыхивающих звезд, имеющих в хромосфере источники нетеплового излучения [17].

3. *Заключение.* Таким образом, предложенная модель цветových изменений RZ Psc во время антивспышек основана на двух наблюдательных фактах:

- а) особой, меняющей знак, зависимости цвета $U-B$ от V ;
- б) наличии дополнительного ультрафиолетового излучения, проявляющегося в том, что в максимуме блеска показатель $U-B$ не соответствует спектральному классу G8 — K0.

Кроме этого в основу модели легли два предположения:

1. Ослабления блеска происходят вследствие появления над фотосферой звезды некоторого поглощающего свет агента с оптической плотностью τ_λ , причем τ_λ меняется от нуля до τ_{max} .

2. Дополнительное ультрафиолетовое излучение, влияющее на величины B и U , возникает в области, лежащей над фотосферой достаточно высоко для того, чтобы появление абсорбента не поглотило существенной части дополнительного излучения.

Вытекающие из этих посылок следствия позволяют объяснить многозначный характер зависимости показателей $B-V$ и $U-B$ от блеска переменной V . Кроме этого появляется возможность качественного описания

цветового поведения других быстрых неправильных переменных звезд, ибо соответствующим подбором параметра τ , можно объяснить не только постоянство показателя $B-V$ при ослаблении блеска, но и его увеличение или уменьшение.

Главная астрономическая
обсерватория АН УССР

A PHENOMENOLOGICAL MODEL OF THE ANTIFLARE STAR RZ PSC

A. F. PUGACH

A model of the phenomenon which leads to the light-fading of the brightness of $I_S(A)$ stars is discussed. Two hypotheses have been used. 1. The appearance of some obscuring matter over the star-disk causes the light fading, optical depth of matter τ increasing from 0 up to τ_{\max} . 2. Short-wave excess of radiation emergences in the zone lying over the region of light absorption. The model proposed allows to account for a multiplex relation between V magnitudes and $B-V$, $U-B$ colours that have been shown by some rapid irregular variables. The results of numerical calculation were compared with the observed V , $B-V$, and $U-B$ magnitudes of RZ Psc which have been obtained by the author in 1972-1975. Calculated colours $B-V$ and $U-B$ coincided with the observed ones. The UBV intensities of short-wave excess and values τ_{\max} as well as the extinction law of obscuring matter $\kappa_\lambda \propto (1/\lambda)^{1.1}$ are found.

ЛИТЕРАТУРА

1. Л. В. Мирзоян, в сб. «Ранние стадии эволюции звезд», Наукова Думка, Киев, 1977, стр. 100.
2. Г. В. Зайцева, Переменные звезды, 16, 435, 1968.
3. Г. В. Зайцева, В. М. Лютый, А. М. Черепашук, Астрофизика, 10, 357, 1974.
4. W. Wenzel, in "Non-Periodic Phenomena in Variable Stars", IAU Colloq., Budapest, 1969, p. 61.
5. W. Wenzel, MVS, 5, 75, 1970.
6. S. Rössiger, W. Wenzel, AN, 295, 47, 1974.
7. W. Wenzel, V. Bruckner, MVS, 8, 35, 1978.
8. Put Kuan, Ap. J., 210, 129, 1976.
9. Е. А. Колотилов, Астрофизика, 13, 33, 1977.
10. Е. А. Колотилов, Г. В. Зайцева, В. И. Шенаврин, Астрофизика, 13, 449, 1977.
11. Г. В. Зайцева, Письма АЖ, 4, 283, 1975.
12. Г. В. Зайцева, В. Ф. Есипов, Астрон. цирк., № 712, 7, 1972.
13. Г. В. Зайцева, Е. А. Колотилов, Астрофизика, 9, 185, 1973.

14. П. П. Петров, в сб. «Ранние стадии эволюции звезд», Наукова Думка, Киев, 1977, стр. 66.
15. G. H. Herbig, *Adv. Astron. Astrophys.* 1. 47, 1962.
16. А. Ф. Пугач, в сб. «Вспыхивающие звезды, флуоры и объекты Хербига--Аро», Изд. АН Арм. ССР, Ереван, 1980, стр. 153.
17. Г. А. Гурздян, *Вспыхивающие звезды*, Наука, М., 1973.

АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 17

ФЕВРАЛЬ, 1981

ВЫПУСК 1

УДК 52—3/—7

ПОЛЯРИЗАЦИЯ ИЗЛУЧЕНИЯ, РАСSEЯННОГО НЕОДНОРОДНОЙ АТМОСФЕРОЙ

В. М. ЛОСКУТОВ, В. В. СОБОЛЕВ

Принята к печати 30 июня 1980

Рассматривается задача об определении интенсивности и степени поляризации излучения, выходящего из полубесконечной среды при внутренних источниках энергии. Предполагается, что в среде происходит рассеяние излучения по закону Рэлея и истинное поглощение. В предыдущей статье [19] эта задача была решена для случая, когда отношение коэффициента рассеяния к коэффициенту поглощения постоянно в среде. При этом использовались линейные интегральные уравнения, определяющие непосредственно интенсивности выходящего из среды излучения. Теперь эти уравнения обобщены на случай, когда упомянутое отношение зависит от оптической глубины. В результате решения уравнений найдена степень поляризации излучения, которая приводится в таблицах. Сделаны применения к определению степени поляризации излучения звезд.

1. *Введение.* Для некоторых астрофизических применений представляет интерес задача об определении степени поляризации излучения, выходящего из среды, рассеивающей излучение по закону Рэлея. Из астрофизических объектов к таким средам относятся, в частности, атмосферы горячих и холодных звезд. В первых из них рассеяние излучения происходит на свободных электронах, во вторых — на молекулах. Источники энергии в этих случаях находятся внутри среды. Другим важным случаем сред, рассеивающих излучение по закону Рэлея, являются планетные атмосферы, светящиеся под воздействием внешнего солнечного излучения.

Уравнения переноса поляризованного излучения при рэлеевском рассеянии были получены С. Чандрасекаром [1, 2] и В. В. Соболевым [3, 4]. Названные авторы решили эти уравнения как для случая освещения атмосферы внешними параллельными лучами (задача о диффузном отраже-

нии), так и для случая нахождения источников внутри атмосферы на бесконечно большой оптической глубине (проблема Милна). Упомянутые уравнения рассматривались затем также во многих других работах [5—19].

В нашей предыдущей статье [19] была решена задача об определении интенсивности поляризованного излучения, выходящего из полубесконечной атмосферы при внутренних источниках энергии. При этом принималось, что в атмосфере происходит как рассеяние, так и истинное поглощение излучения, а величина λ , представляющая собой отношение коэффициента рассеяния к сумме коэффициентов рассеяния и истинного поглощения, считалась постоянной в атмосфере. Для решения этой задачи использовались линейные интегральные уравнения, полученные ранее В. В. Соболевым [3, 4].

В данной статье рассматривается задача, отличающаяся от описанной выше тем, что величина λ считается зависящей от оптической глубины (и в этом смысле атмосфера называется неоднородной). Эта задача сводится к линейным интегральным уравнениям, обобщающим уравнения, использованные в предыдущей статье [19]. Такое обобщение для уравнений, определяющих интенсивности неполяризованного излучения, уже было сделано раньше (см., например, [20]).

При решении указанных уравнений мы считаем, что величина λ убывает с оптической глубиной по экспоненте. Поскольку предполагается, что источники энергии находятся внутри среды, то полученные результаты могут быть применены к звездным атмосферам. Аналогично может быть решена также задача об определении степени поляризации излучения, диффузно отраженного планетной атмосферой, но здесь мы на ней не будем останавливаться.

2. *Основные уравнения.* Будем считать, что в полубесконечной среде, состоящей из плоскопараллельных слоев, находятся источники энергии, излучательная способность которых зависит только от оптической глубины τ и от угла $\arccos \eta$ между направлением излучения и направлением внешней нормали к слоям. Тогда поле поляризованного излучения в среде будет характеризоваться двумя интенсивностями излучения: интенсивностью $I_l(\tau, \eta)$ с колебаниями в плоскости, проходящей через луч и нормаль к слоям, и интенсивностью $I_r(\tau, \eta)$ с колебаниями перпендикулярно этой плоскости. Вместо величин I_l и I_r целесообразно ввести величины I и K , равные

$$I = I_l + I_r, \quad K = I_r - I_l. \quad (1)$$

Величина I есть полная интенсивность излучения, а величина $p = K/I$ — степень поляризации излучения.

Согласно работам [1] и [3], в случае рассеяния по закону Рэлея интенсивности излучения $I(\tau, \eta)$ и $K(\tau, \eta)$ определяются из уравнений переноса излучения

$$\tau \frac{dI(\tau, \eta)}{d\tau} = I(\tau, \eta) - B(\tau, \eta), \quad (2)$$

$$\tau \frac{dK(\tau, \eta)}{d\tau} = K(\tau, \eta) - C(\tau, \eta), \quad (3)$$

в которых функции источников $B(\tau, \eta)$ и $C(\tau, \eta)$ даются формулами

$$B(\tau, \eta) = \frac{\lambda(\tau)}{2} \int_{-1}^1 I(\tau, \eta') \left| 1 + \frac{1}{2} P_2(\eta) P_2(\eta') \right| d\eta' + \\ + \frac{3}{8} \lambda(\tau) P_2(\eta) \int_{-1}^1 K(\tau, \eta') (1 - \eta'^2) d\eta' + B_0(\tau, \eta), \quad (4)$$

$$C(\tau, \eta) = \frac{3}{8} \lambda(\tau) (1 - \eta^2) \int_{-1}^1 I(\tau, \eta') P_2(\eta') d\eta' + \\ + \frac{9}{16} \lambda(\tau) (1 - \eta)^2 \int_{-1}^1 K(\tau, \eta') (1 - \eta'^2) d\eta' + C_0(\tau, \eta). \quad (5)$$

Здесь $B_0(\tau, \eta)$ и $C_0(\tau, \eta)$ — функции источников, обусловленные непосредственно источниками энергии, величина $\lambda(\tau)$ равна

$$\lambda(\tau) = \frac{\sigma(\tau)}{\sigma(\tau) + \kappa(\tau)}, \quad (6)$$

где $\sigma(\tau)$ — коэффициент рассеяния и $\kappa(\tau)$ — коэффициент истинного поглощения, $P_2(\eta)$ — второй полином Лежандра.

Так как нет излучения, падающего на среду извне, то к уравнениям (2)—(5) следует добавить граничные условия в виде

$$I(0, \eta) = 0, \quad K(0, \eta) = 0 \quad (7)$$

при $\eta < 0$.

Следует подчеркнуть, что все написанные выше соотношения относятся к определенной частоте. Зависимость входящих в них величин от частоты мы не отмечаем, но она подразумевается.

3. Уравнения для интенсивностей излучения, выходящих из среды. Уравнения (2)—(5) определяют интенсивности $I(\tau, \eta)$ и $K(\tau, \eta)$ на всех

оптических глубинах. Однако для практических применений особый интерес представляют интенсивности излучения, выходящего из среды, т. е. величины $I(0, \eta)$ и $K(0, \eta)$. Ранее [3, 4] из уравнений (2)—(5) при $\lambda = \text{const}$ были получены уравнения, определяющие непосредственно эти величины. В нашей предыдущей статье [19] такие уравнения были решены для некоторых типов внутренних источников энергии.

Теперь мы получим уравнения, определяющие непосредственно величины $I(0, \eta)$ и $K(0, \eta)$ для среды, в которой величина λ зависит от оптической глубины. При этом для простоты будем считать, что λ дается формулой

$$\lambda(z) = \lambda_0 e^{-mz}, \quad (8)$$

где λ_0 и m — некоторые параметры.

В интересах простоты также допустим, что внутри среды находятся изотропные источники неполяризованного излучения, т. е.

$$B_0(\tau, \eta) = B_0(\tau), \quad C_0(\tau, \eta) = 0. \quad (9)$$

Действуя способом, предложенным в [3, 4], из уравнений (2)—(5) при учете (8) и (9) получаем следующие формулы для искомых величин $I(0, \eta)$ и $K(0, \eta)$:

$$I(0, \eta) = u_0(\eta) + P_2(\eta) u_2(\eta), \quad (10)$$

$$K(0, \eta) = \frac{3}{2} (1 - \eta^2) u_2(\eta), \quad (11)$$

в которых функции $u_0(\eta)$ и $u_2(\eta)$ определяются из уравнений

$$u_0(\eta) = \frac{\lambda_0}{2 \cdot (1 + m\eta)} \left[\int_{-1}^1 \frac{\eta' I(0, \eta') - \mu I(0, \mu)}{\eta' - \mu} d\eta' - 3\mu^2 u_2(\mu) \right] + I_0(\eta), \quad (12)$$

$$u_2(\eta) = \frac{\lambda_0}{4(1 + m\eta)} \left[\int_{-1}^1 P_2(\eta') \frac{\eta' I(0, \eta') - \mu I(0, \mu)}{\eta' - \mu} d\eta' + \frac{9}{4} \int_{-1}^1 (1 - \eta'^2)^2 \frac{\eta' u_2(\eta') - \mu u_2(\mu)}{\eta' - \mu} d\eta' \right], \quad (13)$$

где

$$I_0(\eta) = \int_0^{\infty} B_0(\tau) e^{-\frac{\tau}{\eta}} \frac{d\tau}{\eta} \quad (14)$$

и

$$\psi = \frac{\eta}{1 + m\eta}. \quad (15)$$

В согласии с граничными условиями (7), в уравнениях (12) и (13) надо считать, что $I(0, \eta') = 0$ и $u_2(\eta') = 0$ при $\eta' < 0$.

При $m = 0$, т. е. при $\lambda = \text{const}$, уравнения (12) и (13) переходят в уравнения, рассмотренные в нашей предыдущей статье [19].

Формулы (10) и (11) вместе с уравнениями (12) и (13) дают возможность определить полную интенсивность излучения, выходящего из среды под углом $\arcs \cos \eta$ к нормали, и степень поляризации этого излучения. В работе [20] уже была найдена величина $I(0, \eta)$ без учета поляризации для случая, когда величина λ меняется с оптической глубиной. При этом зависимость λ и τ задавалась не простым выражением (8), а более общей формулой

$$\lambda(\tau) = \int_0^{\infty} L(m) e^{-m\tau} dm, \quad (16)$$

где $L(m)$ — произвольная функция от m . Очевидно, что уравнения (12) и (13) также легко обобщаются на случай зависимости λ от τ , даваемой формулой (16), но здесь мы не будем рассматривать этих обобщенных уравнений.

4. Численные результаты. Уравнения (12) и (13) могут быть легко решены численными методами. Предварительно должна быть задана функция $B_0(\tau)$, характеризующая распределение источников энергии в среде. Имея в виду возможные применения теории к звездным атмосферам, мы примем, что

$$B_0(\tau) = [1 - \lambda(\tau)] B_*(\tau), \quad (17)$$

где $B_*(\tau)$ — функция Планка для данной частоты (см., например, [20]).

Как часто делается, допустим, что функция $B_*(\tau)$ линейным образом зависит от оптической глубины. Тогда, учитывая (8), вместо (17) имеем

$$B_0(\tau) = (1 - i_0 e^{-m\tau}) (1 + a\tau), \quad (18)$$

где a — некоторый параметр. Подставляя (18) в (14), находим

$$I_0(\eta) = 1 + a\eta - \frac{i_0}{1 + m\eta} \left(1 + \frac{a\eta}{1 + m\eta} \right). \quad (19)$$

После определения из уравнений (12) и (13) функций $u_0(\eta)$ и $u_2(\eta)$, а затем по формулам (10) и (11) интенсивностей $I(0, \eta)$ и $K(0, \eta)$, искомая степень поляризации находится по формуле

$$p(\eta) = \frac{K(0, \eta)}{I(0, \eta)}. \quad (20)$$

В рассматриваемом нами случае величина $p(\eta)$ зависит от трех параметров: i_0 , m и a .

В табл. 1—3 приведены результаты вычислений величины $p(\eta)$, выраженной в процентах. Каждая из таблиц относится к определенному значению параметра a , которые равны 0, 1 и ∞ , и содержит значения величины $p(\eta)$ при разных i_0 и m . Подробные таблицы этой величины при $m = 0$ даны в нашей статье [19].

Таблица 1
СТЕПЕНЬ ПОЛЯРИЗАЦИИ ИЗЛУЧЕНИЯ $p_0(\eta)$ ПРИ $B_0(\tau)=1$

λ_0	0.5			0.9			1.0			
	m	0	1	2	0	1	2	0	1	2
0		0.21	0.33	0.35	2.56	2.77	2.51	11.7	4.95	4.11
0.1		-1.04	-0.81	-0.69	-0.33	-0.38	-0.49	7.45	0.42	-0.10
0.2		-1.32	-0.94	-0.74	-1.26	-1.03	-0.88	5.41	-0.65	-0.73
0.3		-1.35	-0.89	-0.66	-1.64	-1.16	-0.88	4.04	-0.95	-0.81
0.4		-1.28	-0.79	-0.56	-1.74	-1.10	-0.79	3.03	-0.97	-0.75
0.5		-1.14	-0.66	-0.46	-1.66	-0.96	-0.66	2.25	-0.89	-0.64
0.6		-0.95	-0.53	-0.36	-1.47	-0.78	-0.52	1.63	-0.74	-0.51
0.7		-0.74	-0.40	-0.26	-1.18	-0.59	-0.39	1.11	-0.57	-0.38
0.8		-0.51	-0.26	-0.17	-0.84	-0.40	-0.25	0.68	-0.39	-0.25
0.9		-0.26	-0.13	-0.08	-0.44	-0.20	-0.13	0.32	-0.19	-0.13
1.0		0	0	0	0	0	0	0	0	0

Значения функции $p(\eta)$ при указанных значениях a обозначены соответственно через $p_0(\eta)$, $p_1(\eta)$ и $p_\infty(\eta)$. Знание этих трех величин дает возможность определить величину $p(\eta)$ при любом a по формуле

$$p = \frac{p_0(p_\infty - p_1) + a p_1(p_1 - p_0)}{p_\infty - p_1 + a(p_1 - p_0)}, \quad (21)$$

вытекающей из того факта, что интенсивности $I(0, \eta)$ и $K(0, \eta)$ являются линейными функциями от a .

Таблица 2

СТЕПЕНЬ ПОЛЯРИЗАЦИИ ИЗЛУЧЕНИЯ $p_1(\eta)$ ПРИ $V_s(\tau) = 1 + \tau$

λ_0	0.5			0.9			1.0			
	m	0	1	2	0	1	2	0	1	2
0		3.18	3.14	3.11	8.66	7.96	7.63	11.7	9.90	9.33
0.1		1.63	1.46	1.33	5.15	3.95	3.36	7.45	4.98	4.11
0.2		1.06	0.90	0.80	3.60	2.47	2.00	5.41	3.11	2.44
0.3		0.72	0.61	0.52	2.61	1.66	1.31	4.04	2.09	1.59
0.4		0.51	0.42	0.36	1.91	1.15	0.89	3.03	1.45	1.09
0.5		0.36	0.29	0.25	1.38	0.80	0.62	2.25	1.01	0.75
0.6		0.25	0.20	0.17	0.98	0.55	0.42	1.63	0.70	0.51
0.7		0.16	0.13	0.11	0.66	0.36	0.28	1.11	0.46	0.34
0.8		0.10	0.08	0.07	0.40	0.22	0.16	0.68	0.27	0.20
0.9		0.04	0.04	0.03	0.18	0.10	0.07	0.32	0.12	0.09
1.0		0	0	0	0	0	0	0	0	0

Таблица 3

СТЕПЕНЬ ПОЛЯРИЗАЦИИ ИЗЛУЧЕНИЯ $p_2(\eta)$ ПРИ $V_s(\tau) = \tau$

λ_0	0.5			0.9			1.0			
	m	0	1	2	0	1	2	0	1	2
0		18.0	18.1	18.2	14.1	15.6	16.2	11.7	14.8	15.6
0.1		10.5	10.0	9.60	9.62	10.9	11.0	7.45	10.5	10.9
0.2		6.98	6.13	5.51	7.26	7.85	7.49	5.41	7.81	7.67
0.3		4.87	3.97	3.39	5.57	5.64	5.06	4.04	5.75	5.30
0.4		3.47	2.66	2.18	4.27	4.03	3.44	3.03	4.18	3.66
0.5		2.47	1.80	1.43	3.23	2.85	2.34	2.25	2.59	2.51
0.6		1.72	1.20	0.93	2.36	1.96	1.56	1.63	2.08	1.68
0.7		1.15	0.77	0.58	1.64	1.28	0.99	1.11	1.37	1.08
0.8		0.69	0.44	0.33	1.01	0.73	0.57	0.68	0.81	0.62
0.9		0.31	0.20	0.14	0.47	0.39	0.25	0.32	0.36	0.27
1.0		0	0	0	0	0	0	0	0	0

Из табл. 1—3 видно, как меняется степень поляризации $p(\eta)$ с изменением параметров a , λ_0 и m . Особенно следует подчеркнуть сильную зависимость $p(\eta)$ от параметра a , т. е. от распределения источников излучения в среде.

5. *Приближенная формула для $p(\eta)$.* Вследствие малости величины $p(\eta)$ и ее сложной зависимости от функций $\lambda(\tau)$ и $B_0(\tau)$ необходимо, как правило, определять эту величину точными методами. Однако в том случае, когда значения функции $\lambda(\tau)$ малы, можно пытаться находить величину $p(\eta)$ приближенно, ограничиваясь лишь членами первого порядка относительно $\lambda(\tau)$.

Получим приближенное выражение для $p(\eta)$ в случае, когда $\lambda(\tau)$ дается формулой (8) и параметр λ_0 мал. Считая, что функция $B_0(\tau)$ представляется формулой (18), из соотношений (10)—(14) при малых λ_0 находим

$$l(0, \tau) = 1 + a\eta, \quad (22)$$

$$K(0, \tau) = \frac{3}{8} \frac{\lambda_0 (1 - \tau^2)}{1 + m\eta} \left[\mu (1 + a\eta) \int_0^1 P_2(\tau) \frac{d\tau'}{\mu + \tau'} + \frac{a}{8} \right]. \quad (23)$$

Подстановка (22) и (23) в (20) дает следующую приближенную формулу для величины $p(\eta)$:

$$p(\eta) = \lambda_0 \frac{M(\eta) + aN(\eta)}{1 + a\eta}, \quad (24)$$

где обозначено

$$M(\eta) = \frac{3}{8} \frac{1 - \tau^2}{1 + m\eta} \mu \left[P_2(\mu) \ln \frac{1 + \mu}{\mu} + \frac{3}{2} \left(\frac{1}{2} - \mu \right) \right], \quad (25)$$

$$N(\eta) = \mu M(\eta) + \frac{3}{64} \frac{1 - \tau^2}{1 + m\eta}. \quad (26)$$

Значения величин $M(\eta)$ и $N(\eta)$ содержатся в табл. 4 при разных значениях параметра m .

Чтобы судить о степени точности формулы (24), можно сравнить значения величины $p(\eta)$, даваемые этой формулой, с точными значениями той же величины. Для сравнения в табл. 5 приведены как те, так и другие значения величины $p(\eta)$ при $\lambda = 0.5$, $m = 1$ и $a = 0, 1, 2, 5$.

Мы видим, что погрешность формулы (24), вообще говоря, не велика. При этом она должна убывать с уменьшением λ_0 .

Однако при $a = 1$ относительная погрешность оказывается значительной. Объясняется это тем, что величины M и N имеют разные знаки и при a порядка 1 величина p является разностью близких друг к другу чисел. Велика также погрешность при $\eta = 0$. Эти случаи свидетельствуют о том, что приближенными формулами для определения степени поляризации следует пользоваться с осторожностью.

Таблица 4

ЗНАЧЕНИЯ ФУНКЦИЙ $M(\eta)$ И $N(\eta)$

η	$m=0$		$m=0.5$		$m=1$		$m=2$		$m=5$	
	M	N	M	N	M	N	M	N	M	N
0	0	4.69	0	4.69	0	4.69	0	4.69	0	4.69
0.1	-2.09	4.43	-1.96	4.23	-1.83	4.05	-1.63	3.73	-1.18	3.02
0.2	-2.44	4.01	-2.18	3.70	-1.96	3.42	-1.62	2.98	-1.01	2.15
0.3	-2.41	3.54	-2.08	3.17	-1.81	2.86	-1.43	2.40	-0.82	1.61
0.4	-2.21	3.05	-1.86	2.66	-1.58	2.36	-1.20	1.92	-0.65	1.23
0.5	-1.93	2.55	-1.58	2.18	-1.33	1.90	-0.98	1.51	-0.51	0.93
0.6	-1.60	2.04	-1.28	1.72	-1.06	1.48	-0.77	1.16	-0.38	0.69
0.7	-1.22	1.53	-0.97	1.27	-0.79	1.08	-0.56	0.83	-0.27	0.49
0.8	-0.83	1.02	-0.65	0.84	-0.52	0.71	-0.38	0.54	-0.18	0.31
0.9	-0.42	0.51	-0.32	0.41	-0.26	0.35	-0.18	0.26	-0.08	0.15
1.0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0

Таблица 5

ТОЧНЫЕ И ПРИБЛИЖЕННЫЕ ЗНАЧЕНИЯ СТЕПЕНИ

ПОЛЯРИЗАЦИИ $p(\eta)$ ПРИ $\lambda_0 = 0.5$ И $m=1$

a	0		1		2		5	
	Точн.	Прибл.	Точн.	Прибл.	Точн.	Прибл.	Точн.	Прибл.
0	0.33	0	3.14	2.34	5.17	4.69	8.92	11.72
0.1	-0.81	-0.92	1.46	1.01	2.94	2.61	5.36	6.14
0.2	-0.94	-0.98	0.90	0.61	1.98	1.74	3.57	3.79
0.3	-0.89	-0.91	0.61	0.40	1.39	1.22	2.46	2.50
0.4	-0.79	-0.79	0.42	0.28	1.00	0.87	1.73	1.70
0.5	-0.66	-0.66	0.29	0.19	0.71	0.62	1.21	1.17
0.6	-0.53	-0.53	0.20	0.13	0.50	0.43	0.83	0.79
0.7	-0.40	-0.39	0.13	0.09	0.33	0.29	0.54	0.51
0.8	-0.26	-0.26	0.08	0.05	0.20	0.17	0.32	0.30
0.9	-0.13	-0.13	0.04	0.02	0.09	0.08	0.15	0.13
1.0	0	0	0	0	0	0	0	0

6. *Применение к звездным атмосферам.* Полученные выше результаты можно использовать для определения степени поляризации излучения звезд. В этом случае величина $p(\eta)$ означает степень поляризации излучения, идущего от места на диске звезды, находящегося на угловом расстоянии $\arcs \cos \eta$ от центра диска.

Для определения величины $p(\eta)$ надо задать величины λ и B_0 в зависимости от оптической глубины τ в данной частоте. Функции $\lambda(\tau)$ и $B_0(\tau)$ могут быть найдены из расчетов моделей звездных атмосфер. Поскольку величина $\lambda(\tau)$ убывает с оптической глубиной τ , то ее можно аппроксимировать формулой (8), а планковскую интенсивность $B_*(\tau)$, как это часто делается, можно представить линейной функцией от τ , т. е. задать величину $B_0(\tau)$ формулой (18). Это позволяет находить величину $p(\eta)$ с помощью табл. 1—3 или по приближенной формуле (24).

Приведем два примера определения степени поляризации света звезды.

1) В атмосферах горячих звезд (спектральных классов О и В) значительную роль в переносе излучения играет рассеяние на свободных электронах. Расчеты моделей атмосфер показывают (см., например, [21—23]), что величина λ убывает с ростом τ сначала быстро, а затем более медленно. Что же касается планковской интенсивности B_* , то она с ростом τ медленно возрастает, так что для параметра a в формуле (18) следует брать значения порядка нескольких десятых.

Таблица 6

СТЕПЕНЬ ПОЛЯРИЗАЦИИ ИЗЛУЧЕНИЯ ЗВЕЗД

η	Горячие звезды		Холодные звезды	
	А	В	С	Д
0	1.28	3.85	13.6	12.0
0.1	0.01	0.96	9.20	7.60
0.2	-0.19	0.33	6.76	5.32
0.3	-0.22	0.10	5.03	3.78
0.4	-0.20	0.01	3.72	2.70
0.5	-0.17	-0.03	2.72	1.91
0.6	-0.14	-0.04	1.93	1.33
0.7	-0.10	-0.04	1.30	0.88
0.8	-0.06	-0.03	0.78	0.52
0.9	-0.03	-0.02	0.36	0.24
1.0	0	0	0	0

В табл. 6 приведены значения степени поляризации излучения, найденные для случаев: А) $\lambda_0 = 0.5$, $m = 2$, $a = 0.3$ и В) $\lambda_0 = 0.8$, $m = 2$, $a = 0.4$. Эти случаи примерно соответствуют условиям в атмосферах горячих звезд.

Из таблицы видно, что степень поляризации p с изменением η меняет знак. Такой ход величины p был первоначально найден в работе Д. И. Нагирнера [8].

2) В атмосферах холодных звезд поляризация вызывается рассеянием света на молекулах. Согласно расчетам моделей атмосфер звезд типа М (см., например, [24, 25]), величина λ убывает с ростом τ более медленно, чем в атмосферах горячих звезд, а для параметра α в формуле (18) должны быть взяты значения порядка нескольких единиц.

В соответствии с этим в виде примера для холодных звезд были вычислены значения степени поляризации света для случаев: С) $i_0 = 0.9$, $m = 0.5$, $\alpha = 9$; D) $i_0 = 0.8$, $m = 1$, $\alpha = 5$. Эти значения содержатся в двух последних столбцах табл. 6, из которых видно, что величина $\rho(\eta)$ всегда остается положительной.

Следует отметить, что для определения степени поляризации света звезд путем решения уравнений (12) и (13) нет необходимости задавать величину $B_*(\tau)$ в виде линейной функции от τ . Эти уравнения также легко решаются при любой зависимости B_* от τ . Сложнее обстоит дело с функцией $\lambda(\tau)$, аппроксимация которой формулой (8) не может считаться достаточно удовлетворительной. Для представления этой функции более подходит выражение, полученное в статье [20]. Это выражение, справедливое для разных частот, является частным случаем формулы (16).

7. *Заключительные замечания.* Результаты определения степени поляризации, полученные как в данной статье, так и в предыдущей [19], могут быть применены не только к звездным атмосферам, но и к другим астрофизическим объектам (в частности, к рентгеновским источникам). Уравнения (12) и (13), служащие для определения степени поляризации, могут быть также обобщены на среду конечной оптической толщины. Реализацией этих возможностей мы займемся позднее.

Ленинградский государственный
университет

POLARIZATION OF RADIATION SCATTERED BY AN INHOMOGENEOUS ATMOSPHERE

V. M. LOSKUTOV, V. V. SOBOLEV

The problem of determination of intensity and degree of polarization of light emerging from the semiinfinite medium with internal sources is considered. Nonconservative Rayleigh scattering is assumed. In the preceding paper [19] this problem was solved under the assumption that the ratio of scattering to absorption does not vary with optical depth. The emergent intensities were found using the linear integral equations. In the present paper these equations are generalized to include,

the case when this ratio varies with depth. The degree of polarization of the emergent radiation has been calculated using these equations. The results which are presented in the tables are used to determine the degree of polarization of stellar radiation.

ЛИТЕРАТУРА

1. S. Chandrasekhar, *Ap. J.*, 103, 351, 1946; 104, 110, 1946. 105, 424, 1947.
2. S. Chandrasekhar, *Radiat. Transfer, Oxford*, 1950, (русск. пер. С. Чандрасекар, Перенос лучистой энергии, ИЛ., М., 1953).
3. В. В. Соболев, Уч. зап. ЛГУ, № 116, 1949.
4. В. В. Соболев, Перенос лучистой энергии в атмосферах звезд и планет. Гостехиздат, М., 1956.
5. A. D. Code, *Ap. J.*, 112, 22, 1950.
6. H. D. Horak, *Ap. J.*, 119, 640, 1954.
7. K. L. Coulson, J. V. Dave, Z. Sekera, *Tables Related to Radiation Emerging from a Planetary Atmosphere with Rayleigh Scattering*, Univ. California Press, Berkeley, 1960.
8. Д. И. Нагурнер, Труды АО ЛГУ, 19, 79, 1962.
9. J. P. Harrington, *Astrophys. Lett.*, 3, 165, 1969.
10. G. W. Collins II, *Ap. J.*, 159, 583, 1970.
11. T. W. Schnatz, C. E. Stewart, *J. Math. Phys.*, 11, 2733, 1970.
12. T. W. Schnatz, C. E. Stewart, *M. N.*, 152, 491, 1971.
13. G. R. Bond, C. E. Stewart, *Ap. J.*, 164, 97, 1971.
14. М. Г. Кузьмина, Препринт ИПМ, № 61, 1971.
15. Х. Домке, *Астрон. ж.*, 50, 126, 1973.
16. S. Ueno, *Astrophys. Space Sci.*, 30, 27, 1974.
17. J. B. Kumer, *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer*, 14, 1965, 1974.
18. H. Domke, *Astron. Nachr.*, 298, 57, 1977.
19. В. М. Лоскутов, В. В. Соболев, *Астрофизика*, 15, 241, 1979.
20. В. В. Соболев, *Астрофизика*, 14, 383, 1978.
21. D. Minalas, *Ap. J. Suppl. ser.*, 9, 321, 1965.
22. S. E. Strom, E. H. Avrett, *Ap. J., Suppl. ser.*, 12, 1, 1965.
23. R. L. Kurucz, *Ap. J. Suppl. ser.*, 40, 1, 1979.
24. O. Gingerich, D. W. Lathman, J. Linsky, S. S. Kumar, *Colloquium on Late-Type Stars*, 291, 1966.
25. M. T. Sanford II, T. A. Pauls, *Ap. J.*, 179, 875, 1973.

АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 17

ФЕВРАЛЬ, 1981

ВЫПУСК 1

УДК 52-3/7

СВЕТОВОЕ ДАВЛЕНИЕ В СПЕКТРАЛЬНЫХ ЛИНИЯХ В СРЕДЕ С АКСИАЛЬНО-СИММЕТРИЧНЫМИ СВЕРХЗВУКОВЫМИ ДВИЖЕНИЯМИ. III. ГАЗОПЫЛЕВЫЕ СИСТЕМЫ С КРУПНОМАСШТАБНЫМ РАДИАЦИОННЫМ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕМ

В. П. ГРИНИН

Поступила 20 июня 1980

Принята к печати 18 июля 1980

Рассматривается световое давление, производимое резонансным излучением на пыль или свободные электроны в оболочках с аксиально-симметричными сверхзвуковыми движениями и крупномасштабным радиационным взаимодействием. Получены соотношения для радиальной и тангенциальной составляющих давления для двух предельных случаев, когда оптическая толщина оболочки по пыли (или по электроному рассеянию) много меньше или много больше единицы. Приводятся критерии эффективности усиления вращения системы тангенциальным световым давлением.

1. *Введение.* В предыдущих статьях [1, 2] были рассмотрены основные свойства светового давления, производимого излучением в резонансных линиях на атомы, частицы пыли (или свободные электроны) в газопылевых системах с аксиально-симметричными сверхзвуковыми движениями и локальным радиационным взаимодействием. Было показано, в частности, что тангенциальное давление, обусловленное трансверсальной составляющей потока излучения, значительно превышает (в расчете на единичную плотность излучения) классическую радиационную вязкость и является наиболее эффективным механизмом передачи углового момента от излучения к веществу.

В данной статье результаты работы [2] обобщаются на случай движений, характеризующихся крупномасштабным радиационным взаимодействием.

2. Основные понятия. Согласно [3] крупномасштабное радиационное взаимодействие в спектральной линии в среде с аксиально-симметричными движениями осуществляется при условии, что радиальная и тангенциальная компоненты скорости v и u и их производные удовлетворяют неравенству:

$$\Delta_1(r) = \left(\frac{du}{dr} - \frac{u}{r} \right)^2 - 4 \frac{v}{r} \frac{dv}{dr} > 0. \quad (1)$$

Условию (1) удовлетворяет широкий класс аксиально-симметричных движений (дисковая аккреция, движения с постоянной радиальной и тангенциальной компонентами скорости и т. д.), в том числе и движения с ускорением наружу. В отличие от систем с локальным радиационным взаимодействием (когда выполняется неравенство, обратное (1)), характеризующихся преобладающим радиальным типом движений, кинематики с крупномасштабным радиационным взаимодействием включают как этот тип движений, так и движения с преобладающим вращением.

При выполнении неравенства (1) градиент скорости в сопутствующей системе координат: $dv_{\pm}/dp = \psi(\theta, r)$, определяемый выражением (1, I) (здесь и ниже для ссылок на предыдущие статьи этой серии используется двойное обозначение: первая цифра указывает номер формулы, вторая—I, II или III—номер цитируемой статьи [1—3]), является знакопеременной функцией угла θ между векторами $\vec{p} = \vec{r} - \vec{r}'$ и \vec{r} ($p = |\vec{p}|$). В направлениях $\theta = \theta_{\pm}$, являющихся корнями уравнения $\psi(\theta_{\pm}, r) = 0$ и определяемых соотношением (19, III):

$$\mu_{\pm}^2(r) = \cos^2 \theta_{\pm} = \frac{\xi_2^2 - 2 \frac{v}{r} \xi_1 + \xi_2 \Delta_1^{1/2}(r)}{2(\xi_1^2 + \xi_2^2)}, \quad (2)$$

где

$$\xi_1 = \frac{dv}{dr} - \frac{v}{r}; \quad \xi_2 = \frac{du}{dr} - \frac{u}{r}, \quad (3)$$

градиент скорости равен нулю. В интервалах углов $\theta_+ > \theta > \theta_-$ и $\pi + \theta_+ > \theta > \pi + \theta_-$ значения $\psi(\theta, r) > 0$, что соответствует (в сопутствующей системе координат) расширению вещества; в интервалах $\theta_- > \theta > \pi + \theta_+$ и $\pi + \theta_- > \theta > \theta_+$ значения $\psi(\theta, r) < 0$, и в этих направлениях в окрестности точки r происходит сжатие газа.

Так как оптическая толщина системы в спектральной линии в точке r , обусловленная резонансным взаимодействием с атомами в ее окрестности,

$\tau_a(r, \theta)$ — обратно пропорциональна $|\psi(\theta, r)|$ (см. формулу (7.III)), то угловое распределение $\tau_a(r, \theta)$ полностью определяется зависимостью от угла θ функции $|\psi(\theta, r)|^{-1}$.

С удалением от точки r линии $\theta = \theta_0$ переходят в линии, представляющие собой сечение s^\pm -поверхностей экваториальной плоскостью [3]. Указанные поверхности (см. рис. 1) представляют собой геометрическое место точек, лучевые скорости которых относительно точки r равны нулю и являются основным элементом, обеспечивающим крупномасштабное радиационное взаимодействие излучения в спектральной линии с атомами газа. Сечения s -поверхностей удовлетворяют уравнению $v_{\bar{p}}(r) - v_{\bar{p}}(r') = 0$

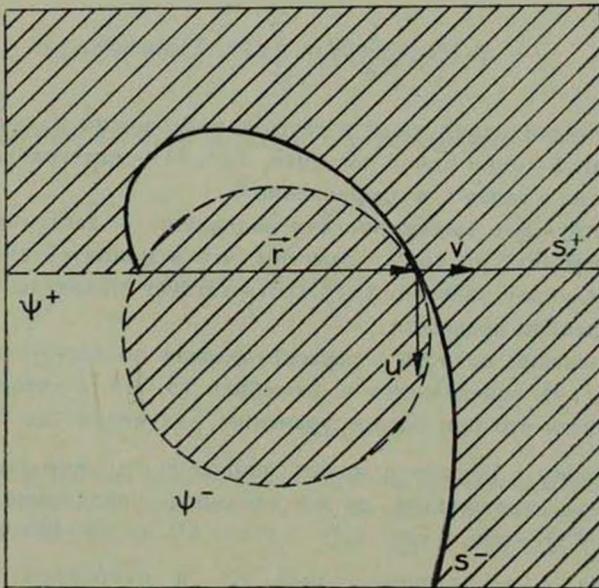


Рис. 1. Сечения s^\pm и ψ^\pm -поверхностей экваториальной плоскостью при $u, v = \text{const}$, $u/v = 2$. Заштрихована область интегрирования в (7) и (8) в пределах которой вектор $\bar{p} = \bar{r} - \bar{r}'$ не пересекает s^- -поверхность точки \bar{r}' ($f(r', \theta') = 1$).

и определяются соотношением (27, III). В общем случае параметры s -поверхностей являются функциями расстояния r . Существует, однако, класс движений с постоянным отношением $u(r)/v(r)$, в котором свойства s -поверхностей не зависят от r . Поскольку в этом случае угол между вектором \bar{r} и результирующим вектором скорости $\bar{w} = \bar{u} + \bar{v}$ остается постоянным, движения этого типа будем называть изоклинными.

Согласно (1.1) $\psi(u, v, \theta, r) = -\psi(u, -v, -\theta, r)$. Это означает, что смена расширения на сжатие (при сохранении направления вращения) приводит к зеркальному отображению s -поверхностей относительно вектора \vec{r} , а следовательно, и к изменению направления тангенциального давления на противоположное.

3. Световое давление резонансного излучения на пыль. Рассмотрим световое давление на пыль в плоской газопылевой системе с заданными полем скоростей и функцией источников в спектральной линии $S(r)$ в предположении, что длина свободного пробега в центре линии обусловлена резонансным рассеянием и $\tau_a(r, \theta) \gg 1$. По определению тангенциальная составляющая давления равна:

$$p_t(r) = \frac{1}{c} N_n \sigma_n \int_0^{2\pi} I(r, \theta) \sin \theta d\theta, \quad (4)$$

где N_n и σ_n — концентрация пыли и сечение поглощения излучения в частотах спектральной линии одной частицей, $I(r, \theta)$ — интегральная интенсивность излучения в точке r в направлении θ .

Соответствующее выражение для радиального давления получается из (4) заменой $\sin \theta$ на $\cos \theta$. Заметим, что в принятой системе координат положительным значениям p_θ соответствует направление, совпадающее с направлением вращения.

В приближении полного перераспределения по частоте интенсивность излучения $I(r, \theta)$ определяется выражением (3, II), в котором теперь необходимо учесть, что при распространении излучения из произвольной точки r' в точку r вектор p может пересечь s -поверхность точки r' . В этом случае происходит дополнительное ослабление излучения в $\exp[-\tau_a(r'', \theta'')] — раз, где $\tau_a(r'', \theta'') = 1/l_a(r'') |\psi(\theta'', r'')| — оптическая толщина в точке пересечения r'' , в направлении вектора p ; l_a — соответствующая длина свободного пробега кванта. С учетом этого при $\tau_a(r, \theta) \gg 1$ выражение для $I(r, \theta)$ принимает вид:$$

$$I(r, \theta) = \Delta v_D \int_0^\infty S(r') e^{-\tau_n(r, \theta, p)} |\psi(\theta', r')| f(r', \theta') dp. \quad (5)$$

Здесь Δv_D — доплеровская ширина профиля коэффициента поглощения, τ_n — оптическая толщина по пыли между точками r и r' , $f(r', \theta')$ — фактор, учитывающий резонансное рассеяние излучения в окрестности s -поверхности точки r' : $f = 0$ или 1 — в зависимости от того, пересекает или нет вектор p соответствующую s -поверхность.

4. *Случай* $\tau_n \ll 1$. В общем случае соотношение (5) не поддается аналитическому исследованию. Поэтому при рассмотрении светового давления в оптически тонких по пыли системах ограничимся случаем, когда компоненты скорости v и u , а также функция источников постоянны. Выражение (4) с учетом (5) перепишем следующим образом:

$$p_0(r) = (1/c) N_n \sigma_n S \Delta v_0(r), \tag{6}$$

где

$$\Delta v_0(r) = \int_0^{2\pi} \Delta v(r, \theta) \sin \theta d\theta, \tag{7}$$

$$\Delta v(r, \theta) = \Delta v_D \int_v^\infty |\psi(\theta', r')| f(r', \theta') dp \tag{8}$$

— ширина эмиссионной линии в точке r в направлении θ .

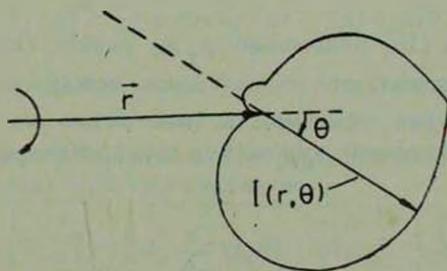


Рис. 2. Пример углового распределения интегральной интенсивности излучения в спектральной линии $I(r, \theta)$ в плоскости r, θ в системе с $u = v = \text{const}$ при постоянной функции источников и $\tau_n \ll 1$.

На рис. 2 изображена область интегрирования по p и θ в интегралах (7) и (8), в пределах которой $f(r', \theta') = 1$. Сплошными линиями указаны ψ^- -поверхности точки r . Пунктирной линией показаны ψ^+ -поверхности, т. е. геометрическое место точек, удовлетворяющих уравнению: $\psi(\theta_\pm, r) = 0$, где r' и θ' связаны с r и θ соотношением: $\sin \theta_\pm = (r/r') \sin \theta$. В случае изоклинных движений $\theta_\pm = \text{const}$ и ψ^\pm -поверхности представляют собой окружности радиусом $r_\pm = r/(2 \sin \theta_\pm)$. В рассматриваемом случае значение $\theta_+ = \pi$, $r_+ = \infty$ и соответствующая ψ^+ -поверхность вырождается в прямую линию.

В качестве примера на рис. 2 представлено угловое распределение интенсивности излучения $I(r, \theta) = S \Delta v(r, \theta)$, полученное на основании (8).

при $u = v$. Видно, что в среде с аксиально-симметричными движениями наряду с радиальной составляющей потока существует также трансверсальная составляющая, которая и порождает тангенциальное давление.

Выполняя в (8) и (7) интегрирование по ρ и θ , получаем:

$$\Delta v_\theta / \Delta v_D = u (\pi - 2\theta_-) + v \sin^2 \theta_- \quad (9)$$

Здесь и далее скорости v и u выражены в единицах тепловой скорости. Согласно (2) при $u, v = \text{const}$ $\cos \theta_- = v/w$, где $w = \sqrt{u^2 + v^2}$.

Поступая аналогичным образом для радиальной составляющей давления, находим:

$$\Delta v_r / \Delta v_D = v (\pi - 2\theta_-) + u (1 + \cos^2 \theta_-). \quad (10)$$

Из (6), (9) и (10) следует, что, как и при локальном радиационном взаимодействии, в расширяющихся оптически тонких по пыли системах оба компонента давления положительны. Это означает, что направление p_θ совпадает с направлением вращения, радиальный компонент направлен по r .

Согласно (9) и (10) отношение p_θ/p_r , равное (при $S = \text{const}$) отношению $\Delta v_\theta/\Delta v_r$, зависит от соотношения между компонентами скорости v и u . Указанная зависимость, как видно из рис. 3, немонотонна: максимум отношения $p_\theta/p_r \sim 1$ достигается при $u \sim v$.

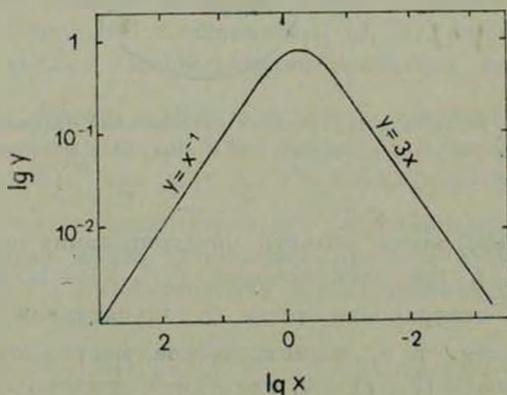


Рис. 3. Зависимость отношения $y = p_\theta/p_r$ от $x = v/u$ в системе с постоянными значениями u, v, S при $\tau_n \ll 1$.

Принимая во внимание, что $\theta_- \simeq 0$ при $v \gg u$ и $\theta_- \simeq \pi/2 - v/u$ при $u \gg v$, находим для указанных предельных случаев:

$$p_\theta(r) = \frac{\Delta v_D}{c} l_n^{-1}(r) S \min(3v, u), \quad (11)$$

$$p_r(r) = \frac{\Delta v_D}{c} l_n^{-1}(r) S \max(v, u) \quad (12)$$

5. *Случай* $\tau_n \gg 1$. В оптически толстых по пыли системах ($l_a \ll l_n \ll r$) световое давление в точке r определяется излучением, приходящим из ее малой окрестности с характерным размером $p \sim l_n$. С учетом этого величины $S(r')$, $\psi(\theta', r')$ и $\tau_n(r, \theta, p)$ в выражении (5) можно представить в виде ряда по степеням p :

$$\tau_n(r, \theta, p) = \frac{p}{l_n(r)} \left(1 - \frac{1}{N_n} \frac{dN_n}{dr} \frac{p}{2} \cos \theta \right), \quad (13)$$

$$S(r') = S(r) - \frac{dS}{dr} p \cos \theta, \quad (14)$$

$$\psi(\theta', r') = \psi(\theta, r) + \frac{\partial \psi}{\partial r} dr + \frac{\partial \psi}{\partial \theta} d\theta, \quad (15)$$

где

$$dr = -p \cos \theta; \quad d\theta = (p/r) \sin \theta. \quad (16)$$

Так как в пределах малой окрестности точки r можно принять $f(r', \theta') = 1$ для всех значений r' и θ' (см. рис. 2), то, подставляя (13)–(16) в (5) и интегрируя полученное выражение по p и θ (с учетом изменения знака $\psi(\theta, r)$), получаем:

$$p_0(r) = -\frac{\Delta v_D}{c} \left[A_1 \frac{d}{dr} (l_n S) + A_2 l_n S + A_3 \frac{l_n}{r} S \right]. \quad (17)$$

Здесь

$$A_1(r) = \bar{\epsilon}_1 (\mu_-^4 - \mu_+^4) + 2 \frac{v}{r} (\mu_-^2 - \mu_+^2) + \frac{\xi_2}{2} \left(\frac{\alpha}{2} + \frac{\sin 4\theta_- - \sin 4\theta_+}{4} \right), \quad (18)$$

$$A_2(r) = \frac{d\bar{\epsilon}_1}{dr} (\mu_-^4 - \mu_+^4) + 2 \frac{\bar{\epsilon}_1}{r} (\mu_-^2 - \mu_+^2) + \frac{1}{2} \frac{d\bar{\epsilon}_2}{dr} \left(\frac{\alpha}{2} + \frac{\sin 4\theta_- - \sin 4\theta_+}{4} \right), \quad (19)$$

$$A_3(r) = 2\bar{\epsilon}_1 (\sin^4 \theta_+ - \sin^4 \theta_-) + \bar{\epsilon}_2 \left(\frac{\alpha}{2} + \sin 2\theta_- - \sin 2\theta_+ - \frac{\sin^4 \theta_- - \sin^4 \theta_+}{4} \right), \quad (20)$$

где обозначено: $\alpha = 2\theta_+ - 2\theta_- - \pi$.

Используя далее соотношение (2) для $\mu_{\pm}(r)$ выражения (18) и (20) можно переписать в более компактном виде:

$$A_1(r) = A_3(r)/2 = (\alpha + \sin \alpha) \tilde{z}_2(r)/4, \quad (21)$$

где учтено, что

$$\sin \alpha = 2 \left(\frac{dv}{dr} + \frac{v}{r} \right) \Delta_1^{1/2}(r) (\tilde{z}_1^2 + \tilde{z}_2^2)^{-1/2}. \quad (22)$$

Из (18) и (19) следует, что при движениях изоклинного типа ($\mu_{\pm} = \text{const}$)

$$A_2(r) = \frac{d}{dr} A_1(r). \quad (23)$$

В этом случае соотношение (17) с учетом (21) и (23) принимает вид:

$$p_0(r) = - \frac{\Delta v_D}{c} \frac{\alpha + \sin \alpha}{4} \frac{1}{r^2} \frac{d}{dr} (r^2 l_n \tilde{z}_2 S). \quad (24)$$

Из соотношения (22) видно, что за исключением малоинтересных с точки зрения приложений случаев, когда радиальная скорость убывает с расстоянием быстрее, чем r^{-1} , величина $dv/dr + v/r > 0$. Следовательно величины $\sin \alpha$ и $\alpha + \sin \alpha$ также положительны.

Полученное соотношение с точностью до множителя $(\alpha + \sin \alpha)/\pi$ совпадает с формулой для p_0 (12, II) при локальном радиационном взаимодействии. Поэтому все выводы работы [2] относительно зависимости величины и знака тангенциального давления от поведения функции источников и длины свободного пробега кванта по пыли сохраняют силу и при крупномасштабном радиационном взаимодействии. Нетрудно видеть также, что формула (12, II) вытекает из (24) как предельный случай при $\Delta_1(r) \rightarrow 0$ ($\alpha \rightarrow \pi$, $\sin \alpha \rightarrow 0$).

Полагая в (24) $u \sim v \sim r^{\gamma_n}$, $l_n \sim r^{\gamma_l}$, $S \sim r^{\gamma_s}$, получаем

$$p_0(r) = \frac{\Delta v_D}{c} a_0 (\alpha + \sin \alpha) q_n \frac{S}{r} u, \quad (25)$$

где $a_0 = (1 - \gamma_n)(1 + \gamma_n + \gamma_s + \gamma_l)$; $q_n = l_n/r$. Отсюда следует для систем с преобладающим вращением ($\alpha \approx 2v/u$) и преобладающими радиальными движениями ($\alpha \approx \pi$):

$$p_0(r) = \frac{\Delta v_D}{c} a_0 q_n \frac{S}{r} \min(4v, \pi u). \quad (26)$$

Из соотношений (11) и (26) видно, что независимо от концентрации пыли в системе тангенциальная составляющая светового давления пропорциональна минимальному компоненту скорости.

Укажем еще одно важное свойство тангенциального давления. Как уже отмечалось в разделе 2, при замене расширения на сжатие происходит зеркальное отображение s -поверхностей относительно вектора r , приводящее к изменению знака угла α . В результате направление p_t также меняется на противоположное. Так, если во вращающейся и расширяющейся системе при $\tau_n \ll 1$ тангенциальное давление совпадает с направлением вращения, то в случае аккреции оно будет направлено против вращения.

По аналогии с p_t можно получить при $\tau_n \gg 1$ выражение для радиальной составляющей давления. В простейшем случае: $u, v = \text{const}$ оно имеет вид:

$$p_r(r) = -\frac{\Delta v_D}{c} \begin{cases} \frac{v}{r} \frac{d}{dr} (l_n S) & \text{при } u \gg v, \\ \frac{3}{4} |v| \frac{d}{dr} \left(\frac{l_n}{r} S \right) & \text{при } u \ll v. \end{cases} \quad (27)$$

Отсюда, а также из соотношения (12) видно, что в отличие от p_t радиальное давление пропорционально максимальной компоненте скорости.

6. Тангенциальное световое давление как динамический фактор. Суммируя результаты разделов 4 и 5, выражение для тангенциального давления в общем случае можно записать в симметричной форме:

$$p_t(r) = A_0 \frac{v}{c^2} q_n \frac{S}{r} \min(u, v), \quad (28)$$

где A_0 — множитель по абсолютной величине порядка единицы: $A_0 = 1$ (3) — при $\tau_n \ll 1$ и $u \ll v$ ($u \gg v$), $A_0 = \pi a_0$ ($4a_0$) — при $\tau_n \gg 1$ и $u \ll v$ ($u \gg v$), q_n — множитель, учитывающий к. п. д. переработки излучения в спектральной линии в направленный импульс:

$$q_n = \min\left(\frac{r}{l_n}, \frac{l_n}{r}\right). \quad (29)$$

Заметим, что здесь и далее компоненты скорости выражены в обычных единицах.

Соотношение (28) является строгим при постоянных значениях u, v и S , однако оно дает правильный порядок величины p_t также и в случае, когда указанные величины являются функциями r . Из него следует, что, как и при локальном радиационном взаимодействии, световое давление на

пыль максимально в полупрозрачных по пыли газопылевых системах. Как показано в [2], в этом случае давление резонансного излучения на пыль в v/v_T раз, где v_T — тепловая скорость, превосходит давление на атомы. Это связано с тем, что в последнем случае из полного излучения в спектральной линии элементарным объемом рассеивается лишь небольшая часть шириной $\Delta\nu_D$, тогда как при неселективном взаимодействии передача тангенциального импульса от излучения к веществу осуществляется в более широком интервале частот $\Delta\nu_0$.

Очевидно, что влияние тангенциального давления существенно, если обусловленное им приращение скорости вращения $\delta u \approx u$ и происходит за время, не превышающее характерное время расширения системы: $t_p \sim r/v$. Пренебрегая в уравнении движения инерционным членом, имеем: $\partial u/\partial t = p_0/\rho$, где ρ — плотность вещества (включающая пылевую и газовую компоненты системы). Заменяя приближенно $\partial u/\partial t \sim u/t_p$ и подставляя в правую часть уравнения выражение (28) для p_0 , получаем:

$$\rho u \approx A_0 \frac{v}{c^2} q_n \frac{S}{v} \min(u, v), \quad (30)$$

откуда следует при $u \gg v$:

$$\rho u^2/2 \sim q_n \frac{\Delta\nu}{c} S, \quad (31)$$

где $\Delta\nu = v(u/c)$. В левой части (31) стоит плотность кинетической энергии вращения, в правой — произведение плотности лучистой энергии на к. п. д. преобразования ее в направленный импульс. Видно, что критерием эффективности тангенциального давления (при $q_n \sim 1$) является примерное равенство плотности кинетической энергии плотности излучения в спектральной линии.

В качестве примера на рис. 3 приведена температура возбуждения в линии L_α , вычисленная на основании (31) для трех значений $q_n = 1, 10^{-1}, 10^{-2}$ при $v \ll u = 200$ км/с. Из рисунка видно, что во всех трех случаях при плотностях $\rho \leq 10^{-18}$ г/см³ (т. е. в условиях, характерных, например, для оболочек ядер сейфертовских галактик и квазаров) тангенциальное давление L_α -излучения способно усиливать затраченное вращение до скоростей ~ 200 км/с при $T_{\text{возб}} \leq 5000$ К.

Из соотношения (31) следует, что в системах с преобладающим вращением эффективность тангенциального давления не зависит от величины радиальной скорости. Это связано с тем, что в данном случае p_0 пропорционально v (см. формулы (11) и (26)), тогда как длительность его воздействия на систему, т. е., характерное время t_p , обратно пропорциональ-

на v . Отсюда может возникнуть иллюзия, что тангенциальное давление, определяемое соотношениями (11) и (26), «работает» при любых сколь угодно малых радиальных скоростях. В действительности это не так. Нужно иметь в виду, что при выводе указанных соотношений не учитывались эффекты второго порядка малости — абберация света и изменение энергии фотонов вследствие эффекта Доплера. Оба эффекта создают тангенциальное давление, составляющее величину порядка v/c от радиального давления. В нашем случае соответствующее отношение порядка v/u . Следовательно, формулы для p_θ и критерии эффективности, полученные для систем с преобладающим вращением, справедливы при $u \gg |v| \gg u^2/c$. Если $|v| \ll u^2/c$, то основной вклад в тангенциальное давление будут давать указанные выше релятивистские эффекты.

Для получения порядковых оценок вместо (31) удобно использовать интегральные характеристики системы. Нетрудно показать, что полная светимость системы в резонансной линии равна:

$$L = \Delta v_D z_0 2\pi \int_0^R S(r') \langle \psi(r) \rangle r dr, \tag{32}$$

где R и z_0 — радиус и толщина диска соответственно.

В двумерном приближении

$$\langle \psi(r) \rangle = \frac{1}{2\pi} \int \uparrow \psi(\theta, r) | d\theta, \tag{33}$$

$$\sum_i \Delta\theta_i$$

где $\Delta\theta_i$ — интервалы углов, в пределах которых вектор \vec{p} не пересекает s -поверхность точки r . При $u, v = \text{const}$ интегрирование в (33) дает: $\langle \psi(r) \rangle = \max(u, \mp v)/2\pi r$. Подставляя это выражение в (32) и полагая для простоты $S = \text{const}$, получаем

$$L = 2\pi K^2 z_0 \Delta v_D \langle \psi(R) \rangle S. \tag{34}$$

С учетом этого соотношение (31) можно представить в виде:

$$Mu \sim A t_n q_n j \frac{L}{c}. \tag{35}$$

Здесь

$$j = \min\left(\frac{u}{v}, \frac{v}{u}\right) \tag{36}$$

— множитель, учитывающий проекцию передаваемого импульса на

тангенциальное направление, A — множитель порядка единицы ($A = |A_0|(\pi|A_0|)$ при $v \gg u$ ($v \ll u$)); $M = \pi R^2 z_0 \rho$ — масса системы, $t_p = R/v$ — характерное время ее расширения.

Соотношение (35) связывает приращение количества движения Mu , приобретаемого системой за счет светового давления, с произведением полного импульса $t_p L/c$, выносимого излучением в спектральной линии за время t_p , на к. п. д. переработки его в тангенциальный импульс системы (множитель jq_n). В системах с преобладающим вращением оно совпадает с соотношением (21, II), соответствующим локальному радиационному взаимодействию. В системах с преобладающим вращением (35) с учетом (36) может быть переписано в несколько ином виде:

$$Mu^2 \sim A \frac{R}{c} q_n L. \quad (37)$$

Следует отметить, что использованная выше двумерная аппроксимация предполагает, что диффузия излучения в спектральной линии осуществляется преимущественно в экваториальной плоскости системы. Она справедлива, очевидно, при условии, что вероятность выхода кванта вследствие градиента скорости в направлении, параллельном экваториальной плоскости, больше вероятности выхода в направлении, параллельном оси вращения (в котором градиент скорости равен нулю). Можно показать, что это условие будет выполнено, если отношение $R/z_0 \leq \max(u, v)/v_T$.

В заключение этого раздела еще раз подчеркнем, что результаты, полученные для оптически тонких по пыли систем, полностью сохраняют силу и в случае, когда рассеяние излучения в спектральной линии происходит на свободных электронах. В этом случае в соотношениях для светового давления необходимо выполнить замену: $\tau_n \rightarrow \tau_T$, $N_n \rightarrow N_e$ и $l_n \rightarrow l_T$, где τ_T — сечение томсоновского рассеяния, l_T — соответствующая длина свободного пробега кванта. При $l_T \ll R$ эффективность светового давления резко снижается вследствие уширения линии при рассеяниях на свободных электронах.

7. Зависимость направления p_0 от концентрации пыли. Сравнение (25) при $\gamma_s = \gamma_u = 0$ с выражением (11) для p_0 при $\tau_n \ll 1$ показывает, что при определенных условиях изменение одной лишь концентрации пылевых частиц приводит к изменению направления тангенциального давления. Так, если в (25) принять значение $\gamma_e < -1$ ($a_0 < 0$), то при $\tau_n \gg 1$ величина $p_0 < 0$ и, следовательно, тангенциальное давление направлено против вращения. Согласно же (11) при $\tau_n \ll 1$ давление p_0 положительно и совпадает с направлением вращения. Налицо, таким образом, важное качественное изменение — изменение знака све-

того давления, связанное с изменением количества — концентрации пылевых частиц.

При $\gamma_e < -1$ концентрация пыли растет с увеличением r . Обозначим через r_0 расстояние, на котором $r_0/l_n \sim 1$. Очевидно, что при $r \ll r_0$ мы будем находиться в условиях, рассмотренных в разделе 4, и в этой области $p_t > 0$. При $r \gg r_0$ система непрозрачна по пыли и здесь $p_t < 0$. Следовательно, в рассматриваемом случае при удалении от центра происходит изменение знака тангенциального давления на противоположный. Указанная особенность, как легко понять, является следствием закона сохранения углового момента замкнутой системы.

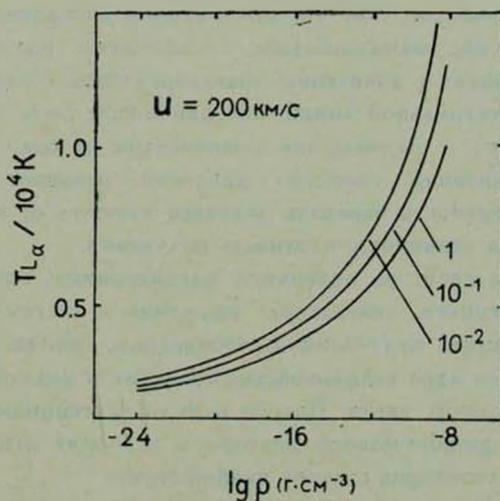


Рис. 4. Температура возбуждения в линии L_{α} , полученная из условия равенства плотности кинетической энергии вращения плотности излучения в линии L_{α} при $u = 200$ км/с и $q_n = 1, 10^{-1}$ и 10^{-2} .

В тех случаях, когда изменение концентрации пыли не влияет на знак тангенциального давления, газопылевая система не является замкнутой. В этом случае излучение в резонансной линии, сообщая системе некоторый угловой момент, выносит равное ему количество, но с обратным знаком за ее пределы. С точки зрения внешнего наблюдателя это выразится в появлении разбаланса потоков в спектральной линии от правой и левой по отношению к оси вращения частей диска.

8. *Заключение.* Таким образом, как показывают результаты серии работ, тангенциальное давление, производимое резонансным излучением в среде с аксиально-симметричными движениями, обладает рядом важных и нетривиальных свойств. К ним относятся: 1) зависимость направления

р_т от характера первичных источников возбуждения в спектральной линии [1] и типа взаимодействия излучения с веществом (резонансное, не-селективное) [2]. 2) Способность светового давления усиливать затравочное вращение за счет внутренней энергии системы.

В отличие от таких известных механизмов, как радиационная вязкость [4] и эффект Пойнтинга—Робертсона [5, 6], в которых тангенциальное давление создается в результате изменения энергии фотонов из-за эффекта Доплера, а также в результате аберрации света и составляет величину порядка u/c от радиального давления, в данном случае тангенциальное давление имеет совершенно иную природу и обусловлено анизотропией оптических свойств среды и поля излучения в спектральной линии. Конкретно оно обусловлено тем, что при наличии аксиально-симметричных движений резонансное взаимодействие, «связывая» излучение с движущимся газом, приводит к появлению трансверсальной составляющей потока излучения в спектральной линии, которая может быть сравнима по величине (при $u \sim v$) с радиальным компонентом потока. Именно этим определяется важнейшее свойство давления резонансного излучения. 3) высокая эффективность передачи углового момента от излучения к веществу в расчете на единичную плотность излучения.

Последние два свойства позволяют рассматривать световое давление в качестве естественного генератора вращения в системах, обладающих высокой концентрацией излучения в резонансных линиях. Примерами таких систем являются ядра сейфертовских галактик и квазаров, а также зоны H II вокруг горячих звезд. Вопрос о роли тангенциального давления L_α-излучения как динамического фактора в условиях этих объектов будет рассмотрен в следующих статьях данной серии.

Крымская астрофизическая
обсерватория

THE RADIATIVE PRESSURE IN SPECTRAL LINES IN THE MEDIUM WITH AXIAL-SYMMETRIC SUPERSONIC MOTIONS. III GAS AND DUST SYSTEMS WITH LARGE-SCALE RADIATIVE COUPLING

V. P. GRININ

The radiative pressure due to the resonance line radiation on the dust of free electrons in the medium with axial-symmetric supersonic motions and large-scale radiative interaction is considered. The relations for the radial and tangential components of the pressure for two limiting

cases are obtained, when the optical depth of the dust (or the electron scatter) is significantly more or less than 1. The criteria for the effective strengthening of the rotation by tangential pressure are presented.

ЛИТЕРАТУРА

1. В. П. Гринин, *Астрофизика*, 14, 537, 1978.
2. В. П. Гринин, *Астрофизика*, 16, 123, 1980.
3. В. П. Гринин, *Астрофизика*, 14, 201, 1978.
4. J. H. Jeans, *Astronomy and Cosmogony*, Camb. Univ. Press, 1929.
5. Дж. Пойнтинг, *Давление света*, 1912.
6. H. Robertson, *M. N.*, 97, 423, 1937.

АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 17

ФЕВРАЛЬ, 1981

ВЫПУСК 1

УДК 52-3/-7

ДЛИНА ТЕРМАЛИЗАЦИИ РЕЗОНАНСНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ПРИ ЧАСТИЧНОМ ПЕРЕРАСПРЕДЕЛЕНИИ ПО ЧАСТОТАМ

М. М. БАСКО

Поступила 27 февраля 1980

Принята к печати 20 мая 1980

Изучается распространение резонансного излучения в однородной бесконечной среде в случае, когда перераспределение по частоте обусловлено естественным уширением линии и доплеровским смещением при тепловом движении рассеивающих атомов. Методом Монте-Карло рассчитаны среднее смещение $\langle r(t) \rangle$ и среднее число рассеяний $P(t)$, испытываемые резонансными фотонами в чисто рассеивающей среде за время t . Показано, что в лоренцовских крыльях фойгтовского профиля как распространение излучения в пространстве, так и эволюция профиля линии носят диффузионный характер. Обсуждается роль эффекта отдачи при резонансном рассеянии.

1. *Введение.* Задача о переносе излучения в частотах спектральных линий к настоящему моменту аналитически исследована лишь в предположении о полном перераспределении по частоте в каждом акте резонансного рассеяния и лишь в простейших случаях однородной среды со сферической или плоской геометрией [1]. В более сложных ситуациях необходимо либо каждый раз заново численно решать уравнения переноса, либо ограничиваться простыми порядковыми оценками. В последнем случае на передний план выступает важное понятие длины термализации τ_{th} — среднего расстояния между местом рождения и местом гибели фотона, выраженного в длинах свободного пробега. Эту величину важно знать в тех случаях, когда сечения процессов «истинного» поглощения (приводящих к гибели фотонов) во много раз меньше сечения резонансного рассеяния.

Обычно выражения для длины термализации выводятся на основе асимптотического разложения точных решений уравнения переноса. Имен-

но таким образом были получены известные формулы для длины термализации τ_{th} резонансных линий в случае, когда можно применить гипотезу о полном перераспределении [1]. В астрофизике, однако, встречаются ситуации, когда эта гипотеза заведомо неприменима [2], и тогда особенно важно уметь оценивать τ_{th} , поскольку исследование точных решений уравнения переноса даже в рамках простейшей геометрии наталкивается на громадные математические трудности [3]. Ранее нами в работе [4] был предложен метод, позволяющий оценить длину термализации резонансных линий в некоторых случаях, когда не удается решить сложное уравнение распространения излучения в пространстве. Метод сводится к анализу поведения спектрального профиля линии в бесконечной однородной среде, заполненной изотропным полем излучения, и последующему усреднению выражений для смещения монохроматических фотонов по известному профилю. Этим методом были получены выражения для τ_{th} в случае, когда линия обладает конечной естественной шириной, а перераспределение по частоте обусловлено доплеровским смещением при рассеянии на атомах, имеющих максвелловское распределение по скоростям.

Однако предложенный способ оценки τ_{th} , строго говоря, математически не обоснован, и остаются некоторые сомнения в том, что он дает правильное асимптотическое поведение точного решения соответствующего кинетического уравнения. Кроме того, он не позволяет установить правильных численных коэффициентов перед соответствующими асимптотическими выражениями для τ_{th} и исследовать переходную область между двумя асимптотиками. С целью устранения всех этих недостатков нами была предпринята серия численных расчетов методом Монте-Карло, результаты которых приводятся во втором разделе данной статьи. Эти расчеты полностью подтвердили установленную в [4] функциональную зависимость τ_{th} , хотя различия в некоторых численных коэффициентах достигают множителя ~ 3 . Справедливость исследуемых асимптотических формул для τ_{th} была также недавно подтверждена прямым анализом асимптотического поведения решений стационарного уравнения переноса [5, 6].

В третьем разделе настоящей статьи обсуждается роль эффекта отдачи при резонансном рассеянии, который ранее в [4] во внимание не принимался.

2. Постановка задачи. Сначала дадим строгое определение физических величин, значения которых находились в процессе численных расчетов. Удобно ввести следующие безразмерные величины: частоту $x = (\nu - \nu_0)/\Delta\nu_D$, время $\bar{t} = tcN\Sigma$, радиус-вектор $\bar{r} = rN\Sigma$, сечение рассеяния в линии $\bar{\sigma}(x) = \sigma(x)/\Sigma$, скорость рассеивающих атомов $\bar{v} = v/(2kT/M)^{1/2}$. Выше ν_0 — частота центра профиля линии, $\Delta\nu_D =$

$= v_0 (2kT/Mc^2)^{1/2}$ — доплеровская ширина линии, M — масса рассеивающих атомов, N (см^{-3}) — их плотность. Величина

$$\Sigma \equiv \int_{-\infty}^{+\infty} \sigma(x) dx = \frac{\pi e^2}{m_e c} \frac{f_{12}}{\Delta v_D} \quad (1)$$

имеет размерность сечения и определяется силой осциллятора f_{12} резонансного перехода $1 \rightarrow 2$. Безразмерные координаты \bar{r} и время \bar{t} выбраны таким образом, что за время $\Delta \bar{t}$ свет проходит расстояние $|\Delta \bar{r}| = \Delta \bar{t}$. Ниже всюду используются безразмерные единицы и знак надчеркивания опускается.

Кинетическое уравнение, описывающее эволюцию поля резонансного излучения в однородной бесконечной среде, в общем случае имеет вид:

$$\frac{\partial n}{\partial t} + \Omega \cdot \frac{\partial n}{\partial r} = -[\beta + \sigma(x)]n + \lambda \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{4\pi} n(t, x', r, \Omega') \frac{d^2 \sigma(x' \rightarrow x, \mu)}{dx' d\Omega'} d\Omega' dx' \quad (2)$$

Здесь $n(t, x, r, \Omega) dx d\Omega$ ($\text{фот}/\text{см}^3$) — объемная плотность фотонов в интервале частот $(x, x + dx)$, распространяющихся в направлении единичного вектора Ω в телесном угле $d\Omega$; β — сечение поглощения в континууме, нормированное на Σ ; λ — вероятность фотону „выжить“ в единичном акте резонансного рассеяния (альbedo однократного рассеяния); $\mu \equiv \Omega \cdot \Omega'$. Уравнение (2) написано в пренебрежении процессами индуцированного рассеяния и в предположении, что в пределах контура линии $|x \Delta v_D| \ll v_0$. Предполагается также, что поле излучения не меняется за времена порядка времени жизни возбужденного состояния и учитывается лишь задержка фотонов при пролете.

Используемое в данной работе дифференциальное сечение резонансного рассеяния

$$\frac{d^2 \sigma(x \rightarrow x', \mu)}{dx' d\Omega'} = \frac{1}{4\pi^{3/2}} \iiint_{-\infty}^{+\infty} \frac{\alpha \exp(-v^2)}{a^2 + (x - v \cdot \Omega)^2} \beta [x' - x - v \cdot (\Omega' - \Omega) + \varepsilon(1 - \mu)] d^3 v \quad (3)$$

получено в предположении, что в системе покоя рассеивателя рассеяние происходит изотропно с дифференциальным сечением

$$\frac{d^2\sigma(x \rightarrow x')}{dx' d\Omega'} = \frac{1}{4\pi^2} \frac{a}{a^2 + x^2} \delta(x - x'), \quad (4)$$

где постоянная затухания $a = l/4\pi\Delta v_D$ представляет собой отношение естественной ширины линии u удвоенной доплеровской. Допущение об изотропном рассеянии практически не влияет на значения длины термализации — результаты расчетов с рэлеевской индикатрисой $d\sigma/d\Omega' \sim \sim 3/8(1 + \mu^2)$, характерной для дипольных переходов, в пределах статистических ошибок совпадают с результатами, полученными для изотропного сечения. В выражении для изменения частоты при рассеянии

$$x' - x = v(\Omega' - \Omega) - \varepsilon(1 - \mu) \quad (5)$$

учтен лишь эффект Доплера в первом порядке по v/c и эффект отдачи, роль которого обсуждается в разделе 3. В разделах 1 и 2 эффектом отдачи пренебрегается, и постоянная

$$\varepsilon = h\nu_0/(2kTMc^2)^{1/2} \ll 1 \quad (6)$$

полагается равной нулю. Пренебрежение эффектами, приводящими к сдвигу частоты $\sim v^2/c^2 \sim kT/Mc^2$ (доплеровское смещение $\sim v^2/c^2$, абберация при переходе из системы покоя атома в лабораторную систему, неинвариантность сечения), оправдано тем, что в физически интересных ситуациях эффективное рождение и рассеяние резонансных фотонов происходит при $kT \lesssim 0.1 h\nu_0$, когда степень ионизации рассеивающих атомов не слишком высока.

Понятие длины термализации имеет смысл лишь тогда, когда наряду с резонансным рассеянием действует какой-либо механизм «истинного» поглощения. Каждый конкретный процесс «истинного» поглощения может быть отнесен к одному из двух типов: (А) слабое поглощение в континууме, сечение которого $\beta \ll 1$ не зависит от частоты; (Б) слабое нарушение консервативности резонансного рассеяния, когда альбеда однократного рассеяния $i < 1$, но $1 - i \ll 1$. В случае (А) длину термализации τ_{th} естественно определить как среднее смещение фотонов в стационарной задаче:

$$\tau_{th} = \frac{\int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{\Omega} r n(x, r, \Omega) d\Omega dx d^3r}{\int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{\Omega} n(x, r, \Omega) d\Omega dx d^3r} \quad (7)$$

Здесь $n(x, r, \Omega)$ — решение уравнения (2) в стационарном случае $\partial n/\partial t = 0$ при $\lambda = 1$ и одном из граничных условий

$$n(x, r, \Omega)|_{r \rightarrow 0} = \frac{S}{4\pi r^2} \delta(\Omega - r/r) \left\{ \begin{array}{l} \delta(x) \\ \sigma(x) \end{array} \right\}, \quad (8a)$$

$$(8b)$$

S — мощность источника фотонов в начале координат, $r = |r|$. Условие (8a) описывает ситуацию, когда фотоны рождаются лишь в центре линии $x = 0$, тогда как при условии (8b) они первоначально распределены по частоте с плотностью вероятности $\sigma(x)$. Наибольший физический интерес представляет случай б), который соответствует реальным процессам возбуждения резонансных переходов (электронный удар, рекомбинация и т. п.). Однако случай а) легче поддается исследованию и приводит к более быстрому установлению асимптотического режима.

В случае (Б), когда $\beta = 0$ и $\lambda < 1$, определение длины термализации (7) теряет смысл, поскольку, как легко понять, соответствующие интегралы расходятся. Действительно, при граничном условии (8b) доля излучения, испускаемая в интервале частот $(x, x + dx)$, пропорциональна $\sigma(x)$, смещение фотонов до первого рассеяния $\sim x^{-1}(x)$ и среднее смещение, вычисленное согласно (7), бесконечно. Имея в виду последнее обстоятельство, а также ряд других соображений, мы подойдем к вопросу определения длины термализации с другой стороны. Сначала определим среднее смещение $\langle r(t) \rangle$ и среднее число рассеяний $\langle \Pi(t) \rangle$, испытываемые фотонами за время t при консервативном рассеянии:

$$\langle r(t) \rangle = \iiint_{-\infty}^{+\infty} \iiint_{4\pi} n(t, x, r, \Omega) d\Omega dx d^3r, \quad (9a)$$

$$\langle \Pi(t) \rangle = \int_0^t \iiint_{-\infty}^{+\infty} \iiint_{4\pi} \sigma(x) n(t', x, r, \Omega) d\Omega dx d^3r dt', \quad (9b)$$

где $n(t, x, r, \Omega)$ — решение уравнения (2) при $\beta = 0$, $\lambda = 1$ и одном из начальных условий

$$n(t, x, r, \Omega)|_{t \rightarrow 0} = \frac{\delta(r-t)}{4\pi t^2} \delta(\Omega - r/r) \left\{ \begin{array}{l} \delta(x) \\ \sigma(x) \end{array} \right\}. \quad (10a)$$

$$(10b)$$

Физический смысл начальных условий (10) следующий: в момент $t = 0$ из начала координат испускается один фотон в центре линии (или с профилем $\sigma(x)$), причем все направления вылета равновероятны.

Опираясь на введенные выше понятия $\langle r(t) \rangle$ и $\langle \Pi(t) \rangle$, мы примем следующие определения длины термализации: в случае (А)

$$\tau_{th} = \langle r(\beta^{-1}) \rangle; \quad (11)$$

в случае (Б)

$$\langle \tau_{th} \rangle = \langle r(t_{th}) \rangle. \quad (12a)$$

$$\langle \Pi(t_{th}) \rangle = (1 - \lambda)^{-1}. \quad (12b)$$

Физический смысл (11) состоит в том, что длина термализации есть среднее смещение фотона за время $t = \beta^{-1}$, которое равно среднему времени жизни фотона в среде с сечением поглощения в континууме β . Легко понять, что по своему физическому смыслу определения (7) и (11) эквивалентны и могут отличаться не более чем на численный множитель, значение которого близко к 1, поскольку закон изменения $\langle r(t) \rangle$ слабо отличается от закона $\langle r(t) \rangle \sim t$ (см. ниже), при котором обсуждаемый численный множитель в точности равен 1. Этот вывод подтверждается результатами непосредственных численных расчетов по формулам (7) и (11), которые никогда не отличаются более чем на 10%. Аналогично, длина термализации в случае (Б) согласно (12) есть среднее смещение за время t_{th} , за которое среднее число рассеяний достигает значения $(1 - \lambda)^{-1}$, равного среднему числу рассеяний фотона в бесконечной среде при $\beta = 0$ и $0 < \lambda < 1$.

Отметим, что с целью унификации формул в данной работе в отличие от [4] сечение рассеяния и прочие величины нормированы на Σ , а не на сечение поглощения в центре линии. В результате, чтобы от (11) и (12) перейти к общепринятым выражениям для длины термализации, выраженной в длинах пробега в центре профиля, необходимо учесть поправочный множитель.

$$\sigma(0) = \begin{cases} \pi^{-1/2}, & a \ll 1, \\ (\pi a)^{-1}, & a \gg 1. \end{cases} \quad (13)$$

3. *Результаты расчетов.* В случае, когда естественное уширение отсутствует ($a = 0$), распространение фотонов линии в пространстве происходит следующим образом [7]: фотон много раз рассеивается вблизи центра профиля, оставаясь практически на месте, пока случайно не сдвигается по частоте на $|x| \geq [\ln(r\pi^{-1/2})]^{1/2}$, после чего он в одном пролете напрямую покрывает расстояние r . В этом случае, как показано в [4], асимптотические формулы для $\langle r(t) \rangle$ и $\langle \Pi(t) \rangle$ имеют вид:

$$\langle r(t) \rangle = \Lambda_D t (\ln t)^{-1}, \quad (14a)$$

$$\langle \Pi(t) \rangle = \frac{1}{2} t (\ln t)^{-1/2}. \quad (14b)$$

Если естественная ширина резонансной линии того же порядка, что и доплеровская ($a \sim 1$), то распространение фотонов в пространстве носит диффузионный характер и

$$\langle r(t) \rangle = \Lambda_a a^{-1/4} t^{3/4}, \quad (15a)$$

$$\langle \Pi(t) \rangle = \frac{4}{3} \frac{(2\pi)^{1/4}}{\Gamma(1/4)} a^{-1/4} t^{3/4} = 0.582 a^{-1/4} t^{3/4}. \quad (15b)$$

При $0 < a \ll 1$ и не слишком больших $t < t^*$ сначала устанавливается асимптотический режим (14), а затем при $t > t^{**}$ асимптотический режим (15). Причем, как указывалось в [4], области применимости асимптотик (14) и (15) не стыкуются, и t^* может сильно отличаться от t^{**} . Значения коэффициентов Λ_D и Λ_a в [4] установлены не были.

На рис. 1 и 2 представлены результаты расчетов величины $\langle r(t) \rangle / t^{3/4}$ соответственно при начальных условиях (10а) и (10б), а на рис. 3 изображены рассчитанные значения $\langle \Pi(t) \rangle / t^{3/4}$. Сплошными линиями соединены точки, рассчитанные методом Монте-Карло, тогда как пунктирные кривые представляют графики асимптотических формул (14) и (15). Указанные пределы статистических ошибок соответствуют $\pm 1\sigma$. Более подробно метод расчета освещен в Приложении.

Сравнение сплошных и пунктирных кривых показывает, что выражения (14) и (15) правильно описывают асимптотическое поведение величин $\langle r(t) \rangle$ и $\langle \Pi(t) \rangle$, определяемых соотношениями (9). Значения постоянных Λ_D и Λ_a , найденные методом наименьших квадратов по данным расчетов для $t \geq 10^4$, составляют

$$\Lambda_D = 1.71 \pm 0.04 (1\sigma), \quad \Lambda_a = 1.267 \pm 0.007 (1\sigma). \quad (16)$$

Мы позволим себе высказать догадку, что, по-видимому, $\Lambda_D = \sqrt{\pi}$.

Анализируя поведение кривых $\langle r(t) \rangle / t^{3/4}$ для $a = 0.1; 0.01$ на рис. 1 и 2, мы сразу убеждаемся, что в полном соответствии с выводом работы [4] переход с асимптотики (14а) на асимптотику (15а) в случае $a \ll 1$ происходит не совсем обычным образом: существует промежуточная область $t_r < t < t_r^{**}$, в которой график функции $\langle r(t) \rangle / t^{3/4}$ уходит вверх (а не вниз, как можно было бы ожидать) от возрастающей асимптотики (14а), прежде чем устремиться к горизонтальной асимптотике, соответствующей выражению (15а). Значение t_r^{**} можно оценить, просто приравняв выражения (14а) и (15а), откуда

$$t_r^{**} (\ln t_r^{**})^{-4} = 0.26 a^{-1}. \quad (17)$$

Для оценки t_r^* удобно воспользоваться следующим физическим доводом: формула (14а) должна быть справедлива до тех пор, пока полуширина контура линии, возрастающая при $a = 0$ по закону $x_m(t) = [\ln(t\pi^{-1/2})]^{1/2}$, не превосходит полуширины доплеровского ядра $x_D(a)$, определяемой соотношением

$$x_D^2 \exp(-x_D^2) = \pi^{-1/2} a; \quad (18)$$

другими словами

$$t_r^* / \ln t_r^* = \pi a^{-1}. \quad (19)$$

При $a = 0.01$ значения t_r^* и t_r^{**} , вычисленные согласно (19) и (17), составляют соответственно $2.45 \cdot 10^3$ и $9.26 \cdot 10^5$.

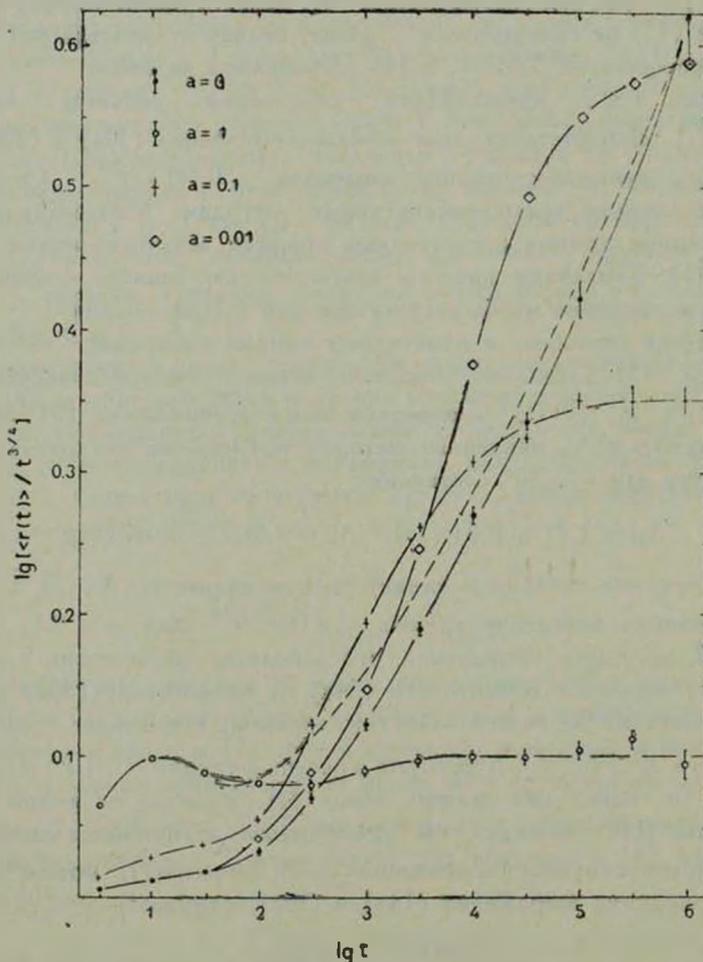


Рис. 1. Среднее смещение фотонов линии $\langle r(t) \rangle$ [в единицах $(\Sigma N)^{-1}$] в бесконечной однородной среде за время t (в единицах $(\Sigma N c)^{-1}$), деленное на $t^{3/4}$, при начальном условии (10а). Сплошными линиями соединены значения, рассчитанные методом Монте-Карло. Пунктир—асимптотика (14а) при $\Lambda_D = \sqrt{\pi}$.

В случае среднего числа рассеяний $\langle \Pi(t) \rangle$ описанная выше ситуация, как видно из рис. 3, существенно упрощается: переход с асимптотики

(146) на асимптотику (156) происходит самым обычным образом при $t \sim t_{II}^* = t_{II}^{**}$, где

$$t_{II}^* (\ln t_{II}^*)^{-2} = 2\pi \left[\frac{8}{3\Gamma(1/4)} \right]^4 a^{-1} = 1.84 a^{-1}. \quad (20)$$

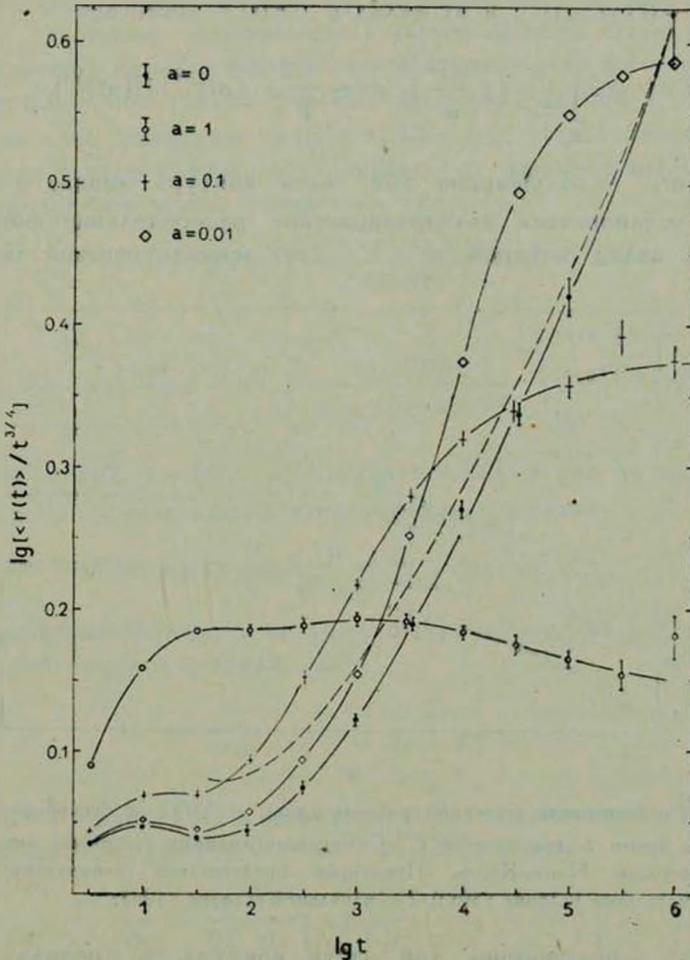


Рис. 2. Те же величины, что и на рис. 1, но при начальном условии (106).

Асимптотические формулы (14) и (15) справедливы для обоих вариантов начального условия (10). Однако при условии (106) выход на соответствующую асимптоту может осуществляться гораздо медленнее, чем при условии (10а), как это имеет место, например, при $a = 1$ (ср. рис. 1 и рис. 2). На рис. 2 видно, что даже при $t = 10^6$ значение

$\langle r \rangle / t^{3/4}$ еще существенно ($\geq 10\%$) отличается от асимптотического значения (15а). Такое поведение можно легко пояснить простой порядковой оценкой. Доля фотонов, которая первоначально излучается в крыльях линии в интервале частот $(x, x + dx)$, составляет $\sim (a/\pi x^2) dx$. За время t эти фотоны диффузионным образом распространяются на расстояние $r \sim (t(\pi x^2/a))^{1/2}$, и их вклад в $\langle r(t) \rangle$ достигает

$$\Delta \langle r \rangle = 2 \int_{x_m}^{x_1} \frac{a}{\pi x^2} \left(t \frac{\pi x^2}{a} \right)^{1/2} dx \sim \frac{2}{\sqrt{\pi}} (at)^{1/2} \ln [(at)^{1/4}], \quad (21)$$

где $x_m \approx (at)^{1/4}$ — полуширина той части контура линии, в которой успевает установиться квазиравновесное распределение фотонов по частоте и вклад которой в $\langle r \rangle$ дает асимптотический член (15а),

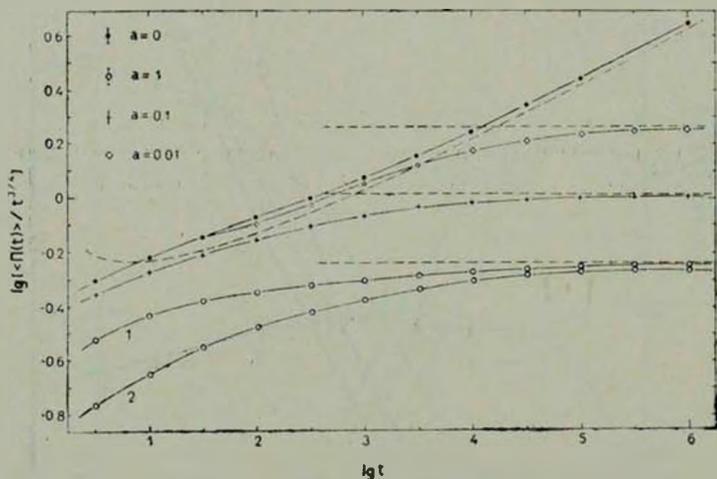


Рис. 3. Среднее число рассеяний фотонов линии $\langle \Pi(t) \rangle$ в бесконечной однородной среде за время t , деленное на $t^{3/4}$. Сплошными линиями соединены значения, рассчитанные методом Монте-Карло. Пунктиром представлены асимптотики (146) и (156): 1 — начальное условие (10а); 2 — начальное условие (10б).

а $x_1 \approx (at)^{1/2}$ — полуширина той части контура, в пределах которой перемещение фотонов в пространстве происходит диффузионным образом. Как видно из (21), относительный вклад области частот $x_m < |x| < x_1$ в среднее смещение

$$\Delta \langle r \rangle / \langle r \rangle \approx a^{3/4} t^{-1/4} \ln [(at)^{1/4}] \quad (22)$$

довольно медленно убывает с ростом t , и при $t = 10^6$ как раз и составляет $\sim 10\%$.

4. *Эффект отдачи при резонансном рассеянии.* Анализ функции перераспределения с учетом эффекта отдачи для случая $a = 0$ проведен Филдом [8]. Адамс [9] привел ряд веских качественных аргументов в пользу того, что эффект отдачи совершенно неважен при $a = 0$, тогда как при $a \neq 0$ его надо учитывать, начиная с таких больших значений оптической толщи, которые на практике никогда не реализуются. В данном разделе выведено уравнение, описывающее с учетом эффекта отдачи эволюцию профиля линии в крыльях фойгтовского контура, анализ которого не только подтверждает, но и усиливает вывод, сделанный Адамсом.

Пусть поле излучения $n(t, x, r, \Omega) = n(t, x)$ изотропно и не зависит от r . В этом случае, отталкиваясь от выражения (3), функцию перераспределения можно привести к виду

$$R(x, x') \equiv \int_{4\pi} \frac{d^2z(x-x', z)}{dx' d\Omega'} d\Omega' = \tag{23}$$

$$= \frac{a}{\pi^{3/2}} \exp(-2\varepsilon u - \varepsilon^2) \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\exp(2sp)}{a^2 + (p-s-\varepsilon)^2} \int_{|z|+|u|}^{\infty} e^{-y^2} dy dp,$$

где $u = (x' - x)/2$, $s = (x' + x)/2$. Разлагая (23) в ряд по малым параметрам ε и $|s|^{-1}$, приходим к следующему выражению

$$R(x, x') \approx \frac{1}{\pi^{3/2}} \frac{a}{a^2 + s^2} (1 - 2\varepsilon u) \psi(|u|), \tag{24}$$

хорошо аппроксимирующему функцию перераспределения (23) в далеких крыльях фойгтовского профиля; здесь

$$\psi(y) = e^{-y^2} - 2y \int_y^{\infty} e^{-x^2} dx. \tag{25}$$

Переходя с помощью (24) к диффузионному приближению, как это было ранее сделано в [4], при $\beta = 0$ и $\nu = 1$ из (2) получаем

$$\frac{\partial n}{\partial t} = \frac{a}{2\pi} \frac{\partial}{\partial x} \left[\frac{1}{a^2 + x^2} \left(\frac{\partial n}{\partial x} + 2\varepsilon n \right) \right]. \tag{26}$$

Равновесное решение уравнения (26) имеет вид

$$n(x) = \text{const } e^{-2\varepsilon x} = \text{const } e^{-h\nu/kT} \tag{27}$$

— в полном соответствии с результатами Филда [8] для $a = 0^*$.

* Чтобы вместо закона Вина (27) получить формулу Планка, необходимо наряду с эффектом отдачи учесть индуцированное рассеяние и эффекты $\sim v^2/c^2$, описывающие передачу фотонам тепловой энергии атомов.

Сравнивая (27) с равновесным решением $n = \text{const}$ уравнения (26) при $\varepsilon = 0$, приходим к выводу, что эффект отдачи необходимо учитывать начиная с момента времени, когда полуширина расширяющейся линии $x_m \approx (at)^{1/4}$ становится сравнимой с ε^{-1} . К тому же выводу приводит и более детальное исследование уравнения (26). Полагая $\varepsilon = 0$ и учитывая, что в интересующей нас области $|x| \gg a$, переписываем (26) в виде

$$\frac{\partial n}{\partial t} = \frac{a}{2\pi} \frac{\partial}{\partial x} \frac{1}{x^2} \frac{\partial n}{\partial x}. \quad (28)$$

Решение уравнения (28) при начальном условии $n(0, x) = \delta(x - x_0)$ имеет вид

$$n(t, x, x_0) = \frac{\pi}{4at} \exp\left(-\pi \frac{x^2 + x_0^2}{8at}\right) \left| (x^2 x_0^2)^{3/4} I_{-3/4}\left(\pi \frac{x^2 x_0^2}{4at}\right) + (x x_0) (x^2 x_0^2)^{1/4} I_{3/4}\left(\pi \frac{x^2 x_0^2}{4at}\right) \right|, \quad (29)$$

что при $x_0 = 0$ сводится к выражению (24) из [4]. (Выше $I_\nu(y)$ — функция Бесселя от мнимого аргумента). Проведя соответствующие выкладки, убеждаемся, что $|\partial n / \partial x|$ становится сравнимым с членом $2\pi n$ во всей физически важной области профиля (29), начиная с момента времени

$$t \sim t_\varepsilon = a^{-1} \varepsilon^{-4}, \quad x_m(t_\varepsilon) \approx \varepsilon^{-1}. \quad (30)$$

А поскольку условие $x_m \sim \varepsilon^{-1}$ означает, что ширина линии становится $\sim kT$, то рассматривать времена $t \gg t_\varepsilon$ вообще не имеет смысла, так как при этом нарушается условие применимости теории резонансного рассеяния $|\Delta v| \ll v$.

В качестве примера приведем значения основных параметров для линии $L_{\alpha 1}$ водорода, находящегося при температуре 10^4 К: $a = 4.74 \cdot 10^{-4}$, $\varepsilon = 2.54 \cdot 10^{-4}$, $t_\varepsilon = 5.1 \cdot 10^{17}$. Чтобы фотон мог просуществовать в облаке плазмы время t_1 , оптическая толщина последнего должна превышать значение $\tau \sim a^{-1/4} t_1^{3/4} \sim 10^{11}$, что более чем на три порядка превышает аналогичную оценку Адамса [9] и полностью подтверждает вывод о том, что в практически интересных случаях эффект отдачи роли не играет.

5. *Заключение.* В данной работе мы сконцентрировали внимание на изучении поведения двух величин, характеризующих перенос излучения в резонансных линиях в чисто рассеивающей среде, — среднего смещения

$\langle r(t) \rangle$ и среднего числа рассеяний $\langle \Pi(t) \rangle$, испытываемых фотонами линии за время t . Поскольку использование этих понятий при анализе конкретных физических ситуаций не является общепринятым, мы хотим подчеркнуть некоторые преимущества, связанные с их применением. Прежде всего, эти величины имеют очень ясный физический смысл, что существенно облегчает обращение с ними, позволяет строго их определить [см. (9)] и воспользоваться простым алгоритмом для нахождения их численных значений методом Монте-Карло. Выше, в разделе 2, уже отмечалось, что, например, понятие длины термализации τ_{th} в случае (5), когда $\lambda < 1$, этими преимуществами не обладает. Важно и то, что в совокупности две величины, $\langle r(t) \rangle$ и $\langle \Pi(t) \rangle$, несут больше информации, чем, скажем, одна величина τ_{th} . Зная $\langle r(t) \rangle$ и $\langle \Pi(t) \rangle$, можно легко оценить значения τ_{th} как при наличии слабого поглощения в континууме, так и в случае слабого нарушения консервативности рассеяния, по формулам (11) или (12). В качестве примера, демонстрирующего удобство рассуждений в терминах $\langle r(t) \rangle$ и $\langle \Pi(t) \rangle$, укажем также, что из формул (15а) и (15б) непосредственным образом вытекает закономерность, установленная в работе [10] на основании довольно громоздких численных расчетов: среднее число рассеяний фотона, испущенного в центре плоскопараллельного слоя с поперечной оптической толщиной в центре линии $2\tau_0$, пропорционально τ_0 при $\tau_0 \gg 1$, причем коэффициент пропорциональности не зависит от постоянной затухания a .

В заключение напомним, что в работе [4] асимптотические формулы (15) были получены в предположении, что в крыльях фойгтовского профиля блуждание фотонов как по частоте, так и по координатам происходит диффузионным образом. В этом плане согласие результатов численных расчетов с формулами (15) служит своего рода обоснованием возможности (априори далеко не очевидной) применять диффузионное приближение по частоте и эддингтоновское приближение в пространстве, что было сделано, например, в [11].

Приложение

Основной блок программы, предназначенный для расчета одной истории от момента рождения фотона до истечения промежутка времени t , включал следующие этапы:

- а) розыгрыш начальной частоты x и начального направления вылета Ω ;
- б) розыгрыш длины свободного пробега в направлении Ω по известному сечению рассеяния $\sigma(x)$;

в) розыгрыш компонентов скорости рассеивающего атома $v_{\parallel} = v \cdot \Omega$, $v_{\perp} = |v - v_{\parallel} \Omega|$ и азимута φ_V скорости v согласно плотностям распределения вероятности

$$p(v_{\parallel}) = \frac{1}{\sigma(x)} \frac{a}{\pi^{3/2}} \frac{e^{-v_{\parallel}^2}}{a^2 + (x - v_{\parallel})^2}, \quad -\infty < v_{\parallel} < +\infty;$$

$$p(v_{\perp}) = 2v_{\perp} e^{-v_{\perp}^2}, \quad 0 < v_{\perp} < +\infty;$$

$$p(\varphi_V) = \frac{1}{2\pi}, \quad 0 < \varphi_V < 2\pi;$$

г) розыгрыш нового направления вылета фотона Ω' и вычисление новой частоты x' ; если история не окончена, то возврат к этапу б). В фактическом исполнении розыгрыш длины свободного пробега при $a \neq 0$ производился одновременно с розыгрышем v_{\parallel} методом фиктивных рассеяний [12]. С целью экономии машинного времени описанный блок программы был оформлен на автокоде БЕМШ. Псевдослучайные числа γ_k вырабатывались по следующей рекуррентной процедуре [12]:

$$m_0 = 1; \quad m_{k+1} = 5^{17} m_k \pmod{2^{40}}; \quad \gamma_k = 2^{-40} m_k.$$

При длительности истории $t = 10^6$ за 10 часов счета на БЭСМ-6 удалось просчитать ~ 1200 историй для $a = 1$ и ~ 280 историй для $a = 0.01$.

Институт теоретической
и экспериментальной физики

THE THERMALIZATION LENGTH OF RESONANCE RADIATION WITH PARTIAL FREQUENCY REDISTRIBUTION

M. M. BASKO

The propagation of resonance line radiation in an infinite homogeneous medium is studied when the frequency redistribution by resonance scattering is determined by the natural broadening of the line and by the thermal Doppler shift. Monte-Carlo simulations are performed to calculate the mean displacement $\langle r(t) \rangle$ and the mean number of scatters $\langle \Pi(t) \rangle$ experienced by resonance photons in a purely scattering medium within a time interval t . The propagation of radiation in a coordinate space, as well as the line spectral evolution in Lorentz wings of the Voigt profile are shown to be of the diffusive type. The effect of recoil by resonance scattering is discussed.

ЛИТЕРАТУРА

1. В. В. Иванов, Перенос излучения и спектры небесных тел. Наука. М., 1969.
2. М. М. Баско, Препринт ИКИ АН СССР, № 410, 1978.
3. С. van Trigt, Phys. Rev., A, 13, 734, 1976. *
4. М. М. Баско, ЖЭТФ, 75, 1278, 1978.
5. H. Frisch, Preprint of Center for Astrophys., No. 1131, 1979.
6. H. Frisch, "Scaling laws for Resonance Line Photons in an Absorbing Medium", preprint, 1979.
7. D. E. Osterbrock, Ap. J., 135, 195, 1962.
8. G. B. Field, Ap. J., 129, 551, 1959.
9. T. F. Adams, Ap. J., 168, 575, 1971.
10. T. F. Adams, Ap. J., 174, 439, 1972.
11. J. P. Harrington, M. N., 161, 43, 1973.
12. И. М. Соболев, Численные методы Монте-Карло, Наука, М., 1973.

АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 17

ФЕВРАЛЬ, 1981

ВЫПУСК 1

УДК 52-3/7:524.31

О КОГЕРЕНТНЫХ СВОЙСТВАХ ИЗЛУЧЕНИЯ ВРАЩАЮЩЕЙСЯ ЗВЕЗДЫ

А. В. МАНДЖОС, С. В. ХМИЛЬ

Поступила 19 марта 1980

Принята к печати 20 июня 1980

Проведены расчеты комплексной степени когерентности излучения вращающейся звезды в спектральной линии. Обоснована возможность определения скоростей вращения и ориентаций осей звезд с помощью современных звездных интерферометров.

1. В настоящее время в астрономии возродился интерес к звездной интерферометрии. Это обусловлено прежде всего совершенствованием старых и разработкой новых методов интерферометрических наблюдений, таких, как интерферометрия интенсивностей [1], спекл-интерферометрия [2], амплитудная интерферометрия [3] и др. (см. обзоры [4, 5] и данные там ссылки; наиболее полные сведения о современном состоянии и ближайших перспективах развития звездной интерферометрии содержатся в [6]). Уже сейчас на интерферометре интенсивностей в Наррабри (Австралия) достигнуто разрешение $3 \cdot 10^{-4}$ угловой секунды [7], а проектируемые и строящиеся интерферометры будут иметь разрешение $\sim 10^{-4} - 10^{-5}$ секунды дуги при предельной звездной величине $7^m - 13^m$ [4—6, 8]. Благодаря этому наблюдениям станут доступны десятки тысяч объектов, причем открывается возможность определения методами оптической интерферометрии ряда важнейших параметров звезд (см. [4—6, 8, 9]), включая данные о вращении, пульсации и вообще о движении поверхности звезды. Следует отметить, что в литературе вопрос о влиянии вращения звезды на когерентность ее излучения обсуждался только с точки зрения учета таких следствий вращения, как сплюснутость фотосферы, неоднородность распределения яркости по диску и т. п. [10,

11] (см. также ссылки в [4, 6]). Эффекты, обусловленные этими факторами, невелики и, как правило, мало отличаются от погрешностей измерений. Вращение звезды как таковое в этих статьях в расчет не принималось.

В данной работе проанализировано непосредственное влияние движения поверхности вращающейся звезды на пространственную когерентность ее электромагнитного излучения и показано, что осуществление наблюдений в спектральных линиях на современных звездных интерферометрах позволит определять такие параметры вращающихся звезд, как лучевая составляющая экваториальной скорости и ориентация проекции оси вращения в картинной плоскости. Возможность определения последней представляет особый интерес, поскольку, с одной стороны, этот параметр практически недоступен для других методов, а, с другой стороны, знание его было бы чрезвычайно важным при изучении магнитных звезд, при исследовании генетически связанных звездных групп и скоплений, двойных и кратных звезд, при поисках черных дыр как компонентов кратных систем и в ряде других астрофизических проблем.

2. При вращении звезды элементы ее поверхности движутся с различными лучевыми скоростями относительно наблюдателя, что приводит к различным по величине и знаку доплеровским смещениям в излучении этих элементов. Если интенсивность излучения в наблюдаемой области зависит от частоты остро, а спектральная полоса наблюдения достаточно узка, то наблюдаемый диск звезды должен обладать значительной асимметрией относительно проекции оси вращения на картинную плоскость даже при сравнительно малых скоростях вращения, характерных для обычных звезд. Так как результаты пространственной интерферометрии объекта зависят от характера распределения интенсивности по его диску, можно ожидать, что с помощью интерферометрических наблюдений в узком спектральном диапазоне возможно определение параметров вращения звезд. Переходим к последовательному рассмотрению этого вопроса.

В звездной интерферометрии основную роль играет понятие комплексной степени когерентности γ_{12} излучения в двух пространственно-временных точках P_1 и P_2 :

$$\gamma_{12} = \frac{\Gamma_{12}}{(\Gamma_{11} \cdot \Gamma_{22})^{1/2}}; \quad |\gamma_{12}| \leq 1. \quad (1)$$

Здесь Γ_{12} — взаимная функция когерентности излучения в точках P_1 и P_2 , Γ_{11} и Γ_{22} — потоки излучения в этих точках (обычно $\Gamma_{11} = \Gamma_{22}$). Величина γ_{12} допускает простую физическую интерпретацию. Ее модуль равен видимости интерференционных полос, а фаза определяет положение максимум интерференции [12, 13].

В случае протяженного некогерентного квазимонохроматического источника, линейные размеры которого много меньше расстояния до интерферометра, спектральная (то есть рассчитанная на единичный интервал частот) взаимная функция когерентности $\Gamma_{12}(\nu)$ определяется формулой (см., например, [12, 13])

$$\Gamma_{12}(\nu) = \int I(\nu, Q) L^{-2} e^{i\psi} d\sigma. \quad (2)$$

Здесь интегрирование ведется по видимой части поверхности источника, причем $d\sigma$ — площадь проекции элемента поверхности на картинную плоскость; $I(\nu, Q)$ — спектральная интенсивность (поверхностная яркость) источника в точке Q в направлении на наблюдателя; L — расстояние между источником и интерферометром; ψ — фазовый сдвиг между колебаниями в точках P_1 и P_2 ; ν — частота, в которой ведутся наблюдения.

Обобщим формулу (2) на случай, когда поверхность источника движется по произвольному закону. Перепишем (2) в виде

$$\Gamma_{12}(\nu) = \int e^{i\psi} I(\nu, Q) d\Omega, \quad (3)$$

где $d\Omega$ — телесный угол, под которым видна элементарная площадка $d\sigma$. Поскольку произведение $I(\nu, Q) d\Omega$ представляет собой поток излучения, создаваемый площадкой $d\sigma$, $\Gamma_{12}(\nu)$ можно рассматривать как результат суперпозиции потоков излучения от различных элементов поверхности источника с учетом фазовых множителей $e^{i\psi}$, обусловленных относительным запаздыванием сигналов в точках приема P_1 и P_2 .

Если элементы поверхности источника движутся произвольным образом, формула (3) сохраняет свою силу, однако в этом случае ν и $I(\nu, Q)$ будут соответственно частотой и спектральной интенсивностью, измеренными в системе отсчета интерферометра. Соответствующие величины, измеренные наблюдателем, сопутствующим элементу $d\sigma$, обозначим через ν' и $I_0(\nu', Q)$. Интенсивности I и I_0 связаны между собой равенством [14]:

$$\frac{I(\nu, Q)}{\nu^2} = \frac{I_0(\nu', Q)}{\nu'^2}, \quad (4)$$

а соотношение частот ν и ν' определяется формулой Доплера

$$\nu' = \nu \frac{\sqrt{1 - v^2/c^2}}{1 - (v/c) \cos \alpha}, \quad (5)$$

где α — угол между направлением на наблюдателя и вектором скорости

элемента $d\Omega$. Подставляя (4) в (3), получаем формулу для функции взаимной когерентности излучения движущейся поверхности:

$$\Gamma_{12}(\nu) = \int_{\Omega} \left(\frac{\nu}{\nu'}\right)^3 I_0(\nu', Q) e^{i\psi} d\Omega, \quad (6)$$

где интегрирование ведется по телесному углу, в пределах которого приходит излучение от поверхности к наблюдателю. Введем декартову систему координат X, Y, Z , покоящуюся относительно наблюдателя, начало которой находится на середине базы интерферометра. Пусть база интерферометра ориентирована вдоль оси X , а ось Z направлена на излучающую поверхность. Введем далее сферическую систему координат R, Θ, Φ , связанную с X, Y, Z обычным образом. Для излучения, приходящего от источника к интерферометру в направлении Θ, Φ , фазовый сдвиг в базисных точках определяется формулой.

$$\psi(\Theta, \Phi) = \frac{2\pi\nu}{c} q \sin \Theta \cos \Phi, \quad (7)$$

где q — длина базы интерферометра. Взаимная функция когерентности с помощью координат Θ, Φ записывается в виде

$$\Gamma_{12}(\nu) = \int_{\Omega} \left(\frac{\nu}{\nu'}\right)^3 I_0(\nu', \Theta, \Phi) \exp \left[\frac{2\pi i \nu}{c} q \sin \Theta \cos \Phi \right] \sin \Theta d\Theta d\Phi. \quad (8)$$

Формула (8) дает общее выражение для спектральной взаимной функции когерентности излучения движущейся поверхности. Для некоторых объектов может оказаться существенным учет влияния гравитационного поля. Для этого случая в [15] проведен общерелятивистский вывод формулы для функции взаимной когерентности излучения поверхности, движущейся в произвольном гравитационном поле.

Обратимся теперь непосредственно к расчету степени когерентности излучения вращающейся звезды. Полагаем, что поверхность вращающейся звезды — сфера. Хотя реально это не имеет места, представляется целесообразным рассмотреть такую задачу, поскольку она позволяет исследовать эффекты вращения в чистом виде. Будем также предполагать, что звезда как целое покоится относительно интерферометра. Введем сферическую систему координат r, θ, φ , начало которой совпадает с центром звезды, ось $\theta = 0$ направлена на интерферометр, а плоскость $\varphi = 0$ совпадает с плоскостью $\Phi = 0$. Пусть r_0 — радиус звезды, L — расстояние от звезды до интерферометра. Для произвольной точки на полусфере поверхности звезды, обращенной к наблюдателю, при условии $r_0 \ll L$ имеем

$$\theta \simeq \frac{r_0}{L} \sin \theta, \quad \Phi = \varphi. \quad (9)$$

Переходя к переменным θ, φ в формуле (8), получаем

$$\Gamma_{12}(\nu) = \left(\frac{r_0}{L}\right)^2 \int_0^{2\pi} \int_0^{\pi/2} \left(\frac{\nu}{\nu'}\right)^3 I_0(\nu', \theta, \varphi) \times \\ \times \exp \left[\frac{2\pi i \nu r_0}{cL} q \sin \theta \cos \varphi \right] \sin \theta \cos \theta d\theta d\varphi, \quad (10)$$

Далее, считая вращение медленным и твердотельным, обозначим через Ω величину угловой скорости, а через θ_0 и φ_0 — полярные координаты направления оси вращения. В силу принятых условий вектор линейной скорости точки на поверхности звезды равен

$$\mathbf{v} = \boldsymbol{\Omega} \times \mathbf{r}, \quad v \ll c. \quad (11)$$

Используя формулы (5) и (11) и сохраняя только линейные относительно v/c члены, можно записать выражение для отношения частот ν и ν' :

$$\nu/\nu' = 1 + \beta \sin \theta \sin (\varphi - \varphi_0), \quad (12)$$

где через β обозначена величина

$$\beta = \Omega r_0 c^{-1} \sin \theta_0. \quad (13)$$

Подставляя (13) в (10) и вводя новую переменную интегрирования $u = \sin \theta$, получим в линейном приближении относительно v/c следующее выражение для спектральной взаимной функции когерентности излучения вращающейся звезды:

$$\Gamma_{12}(\nu) = \frac{r_0^2}{L^2} \int_0^1 u du \int_0^{2\pi} (1 + 3\beta u \sin (\varphi - \varphi_0)) I_0(\nu - \nu\beta u \sin (\varphi - \varphi_0)) \times \\ \times \exp [i\rho u \cos \varphi] d\varphi, \quad (14)$$

где

$$\rho = \frac{2\pi\nu}{c} \frac{r_0}{L} q. \quad (15)$$

При $\beta = 0$ формула (14) приводит к выражению $\Gamma_{12}(\nu)$ для излучения невращающейся звезды. Согласно (13) это имеет место и при $\Omega \neq 0$, если $\theta_0 = 0, \pi$. Из (14) легко получить следующие свойства симметрии функции Γ_{12} , которые можно найти также из геометрических соображений.

$$\Gamma_{12}(-\beta) = \Gamma_{12}^*(\beta); \quad \Gamma_{12}(-\tau_0) = \Gamma_{12}^*(\tau_0) = \Gamma_{12}^*(\pi - \tau_0), \quad (16)$$

где звездочка обозначает комплексное сопряжение. Отсюда, в частности, вытекает, что функция Γ_{12} является вещественной, если вращение отсутствует* или ось вращения совпадает с лучом зрения (в обоих случаях $\beta = 0$), а также, если позиционный угол τ_0 базы интерферометра относительно проекции оси вращения равен 0 или π . В остальных случаях Γ_{12} — комплексная величина. С наблюдательной точки зрения это проявляется следующим образом. Известно, что в случае невращающейся звезды при определенных длинах базы интерференционная картина исчезает. В случае, когда функция взаимной когерентности является комплексной, модуль степени когерентности мог бы обратиться в нуль только при исчезновении вещественной и мнимой частей Γ_{12} . Поскольку же величины $\text{Re } \Gamma_{12}$ и $\text{Im } \Gamma_{12}$ как функции базы интерферометра, вообще говоря, одновременно в нуль не обращаются, модуль степени когерентности отличен от нуля при любых базах. Это означает, что ни при каких длинах базы контраст интерференционной картины не обращается в нуль. Исключение составляет лишь случай, когда база интерферометра параллельна проекции оси вращения на картинную плоскость, т. к. при этом $\text{Im } \Gamma_{12} \equiv 0$. Изменяя ориентацию базы, можно найти, при каком ее положении существуют нули $|\gamma_{12}|$ и тем самым определить ориентацию проекции оси вращения в картинной плоскости.

Далее для простоты будем предполагать, что собственная поверхностная яркость звезды $I_0(\nu)$ не зависит от положения на поверхности. Как известно [12, 13], при отсутствии вращения в этом случае степень когерентности определяется формулой

$$\gamma_{12}(\rho) = \frac{2J_1(\rho)}{\rho}, \quad (17)$$

где $J_1(\rho)$ — функция Бесселя первого порядка. Оценим отклонения от этого закона при вращении звезды. Экваториальные скорости вращения обычных звезд не превышают ~ 600 км/с, что соответствует $\beta \leq 0.002$. В том случае, когда интенсивность излучения медленно меняется с изменением частоты (например, планковский спектр), как показывает детальный анализ [15], отклонение от закона (17) настолько мало, что практически неразличимо на фоне ошибок измерений. Эффекты вращения можно увеличить только за счет острой частотной зависимости яркости звезды. В связи с этим представляет интерес рассчитать комплексную степень когерентности для наблюдений в спектральной линии. В качестве приме-

* Здесь имеется в виду случай равноплечного интерферометра; в случае неравенства плеч величина Γ_{12} домножается на фазовый множитель, не играющий в дальнейшем изложении существенной роли.

ра рассмотрим случай линии поглощения с гауссовским профилем. Частотная зависимость поверхностной яркости в области такой линии имеет вид

$$I_0(\nu) = 1 - r \exp[-(\nu - \nu_0)^2 / (2\sigma^2)], \quad (18)$$

где интенсивность непрерывного спектра принята равной единице, ν_0 — частота центра линии, σ — дисперсия, r — относительная глубина линии.

Задавая поверхностную яркость звезды формулой (18) и вводя в правой части (14) новые переменные

$$\xi = u \cos(\varphi - \varphi_0), \quad \eta = u \sin(\varphi - \varphi_0), \quad (19)$$

в результате интегрирования по ξ и подстановки в (1) найдем следующее выражение для комплексной степени когерентности излучения вращающейся звезды:

$$\gamma_{12} = \frac{Q}{\rho \cos \varphi_0 \left(\frac{\pi}{2} - \int_{-1}^{+1} f \sqrt{1 - \eta^2} d\eta \right)}, \quad (20)$$

где

$$Q = \int_{-1}^{+1} \sin(\rho \cos \varphi_0 \sqrt{1 - \eta^2}) [(1 - f) \cos(\rho \eta \sin \varphi_0) + i(f - 3\beta\eta) \sin(\rho \eta \sin \varphi_0)] d\eta$$

и

$$f = f(\eta) = (1 + 3\beta\eta) A \exp(B\eta - C\eta^2), \quad (21)$$

коэффициенты A , B и C даются формулами:

$$A = r \exp[-(\nu - \nu_0)^2 / (2\sigma^2)], \quad B = \nu(\nu - \nu_0) \beta \sigma^{-2}, \\ C = \frac{1}{2} (\nu \beta / \sigma)^2. \quad (22)$$

С помощью формул (20)—(22) в результате численного интегрирования были найдены значения комплексной степени когерентности γ_{12} как функции базы интерферометра, скорости вращения звезды, угла ориентации базы относительно проекции оси вращения φ_0 , сдвига частоты $\nu - \nu_0$ по отношению к центру линии и дисперсии линии σ . Основные результаты этих расчетов представлены графиками на рис. 1—4. Поскольку в оптическом диапазоне более привычной величиной является длина волны, а не частота, везде вместо частотного сдвига $\nu - \nu_0$ приводится соответствующий интервал длин волн $\Delta\lambda$. Дисперсия σ также выражена в ангстремах.

Во всех случаях длина волны наблюдений принималась равной 4000 А, а относительная глубина линии $r = 0.7$.

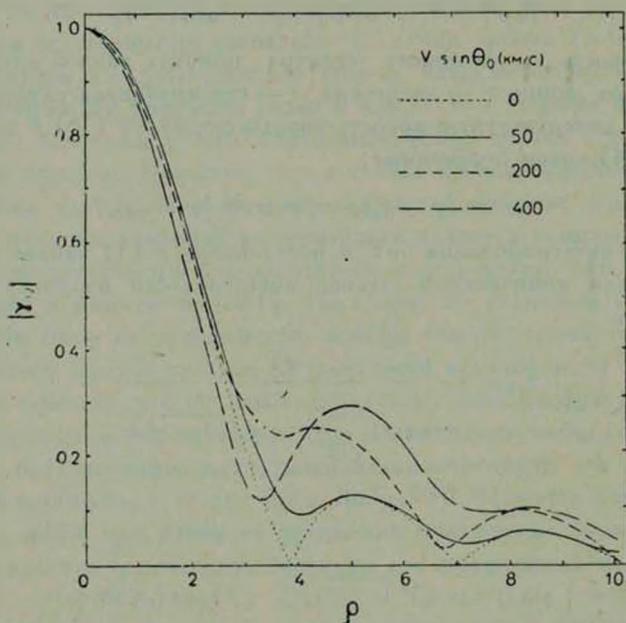


Рис. 1. Модуль степени когерентности $|\gamma_{12}|$ как функция безразмерного параметра ρ при различных значениях проекции экваториальной скорости вращения $v \sin \theta_0$, $\sigma = 1 \text{ \AA}$, $\Delta\lambda = 1 \text{ \AA}$, $\varphi_0 = \pi/2$.

На рис. 1 приведена зависимость $|\gamma_{12}|$ от длины базы интерферометра (точнее, от параметра ρ , связанного с базой формулой (15)) для звезд, вращающихся с различными скоростями при наблюдении в линии с дисперсией $\sigma = 1 \text{ \AA}$ при $\Delta\lambda = 1 \text{ \AA}$. База интерферометра перпендикулярна оси вращения ($\varphi_0 = \pi/2$). Здесь же для сравнения приведена соответствующая кривая для статической звезды тех же размеров. Функция $|\gamma_{12}(\rho)|$ для вращающихся звезд, как и ожидалось, не имеет нулей. Ход кривых существенно зависит от значения $v \sin \theta_0$, и это предоставляет возможность определения экваториальных скоростей вращения звезд с точностью до множителя $\sin \theta_0$. Для звезды с $v \sin \theta_0 = 400 \text{ км/с}$ график $|\gamma_{12}(\rho)|$ в области второго максимума почти в три раза превышает кривую для статического случая. Следует отметить, что такие же по величине отличия от статического случая можно получить и для произвольных скоростей вращения путем выбора спектральной линии с соответствующей σ и подбором величины $\Delta\lambda$ (см. рис. 4, подробнее в [15]).

Зависимость кривой $|\gamma_{12}(\rho)|$ от позиционного угла базы интерферометра представлена на рис. 2. Максимальное отличие функции $|\gamma_{12}(\rho)|$ от

соответствующей зависимости для статической звезды имеет место при $\varphi_0 = \pi/2$. Когда направления базы и проекции оси вращения совпадают ($\varphi_0 = 0, \pi$), функция $|\gamma_{12}(\rho)|$ фактически не отличается от своего статического варианта. При всех $\varphi_0 \neq 0, \pi$ степень когерентности не имеет нулей.

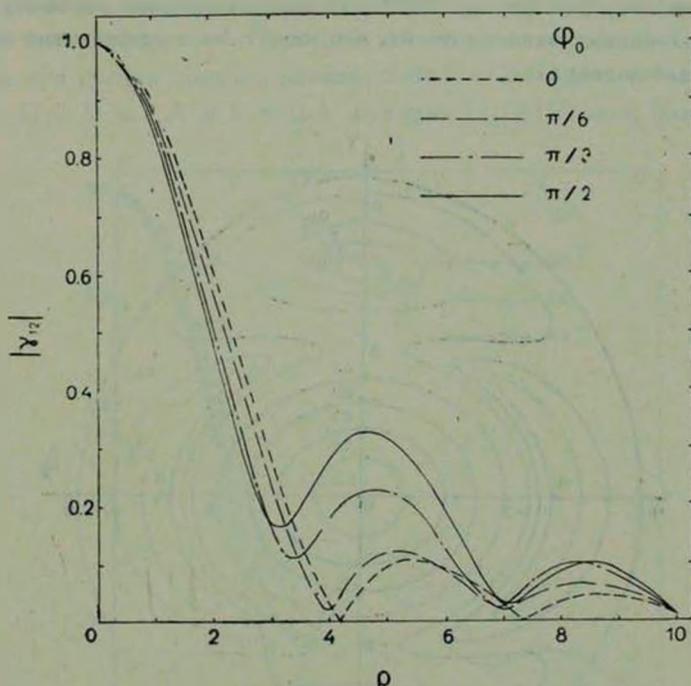


Рис. 2. Функция $|\gamma_{12}(\rho)|$ при различных значениях угла φ_0 ориентации базы интерферометра относительно оси вращения. $\sigma = 1 \text{ \AA}$, $\Delta\lambda = 0.5 \text{ \AA}$, $v \sin \theta_0 = 200 \text{ км/с}$.

Зависимость степени когерентности от длины и ориентации базы интерферометра удобно иллюстрировать, рассматривая поведение γ_{12} на плоскости $X = \rho \cos \varphi_0$, $Y = \rho \sin \varphi_0$. Известно, что комплексная степень когерентности является нормированным преобразованием Фурье от распределения яркости источника в картинной плоскости [12, 13]. В рассматриваемом случае $\gamma_{12}(X, Y)$ есть нормированный фурье-образ вращающейся звезды. Ход изолиний модуля этого фурье-образа на плоскости X, Y для одного частного случая представлен на рис. 3 (изолинии фазы γ_{12} см. в [15]). Указанные изолинии весьма существенно отклоняются от центральной симметрии, характерной для статического случая. Кроме того, из рис. 3 ясно видно, что $|\gamma_{12}|$ обращается в нуль лишь в изолированных точках на оси X . Вторичные максимумы $|\gamma_{12}|$ представлены изолированными

возвышенностями, лежащими на осях X и Y . В целом фурье-образ вращающейся звезды как бы вытянут вдоль оси Y , то есть вдоль экватора звезды.

Представляет также интерес зависимость функции $|\gamma_{12}(\rho)|$ от $\Delta\lambda$ — параметра, который может варьироваться наблюдателем. На рис. 4 изображены кривые $|\gamma_{12}(\rho)|$ при $\varphi_0 = \pi/2$ для трех различных значений $\Delta\lambda$. Характер этих кривых зависит от $\Delta\lambda$, что может быть эффективно использовано при наблюдениях.

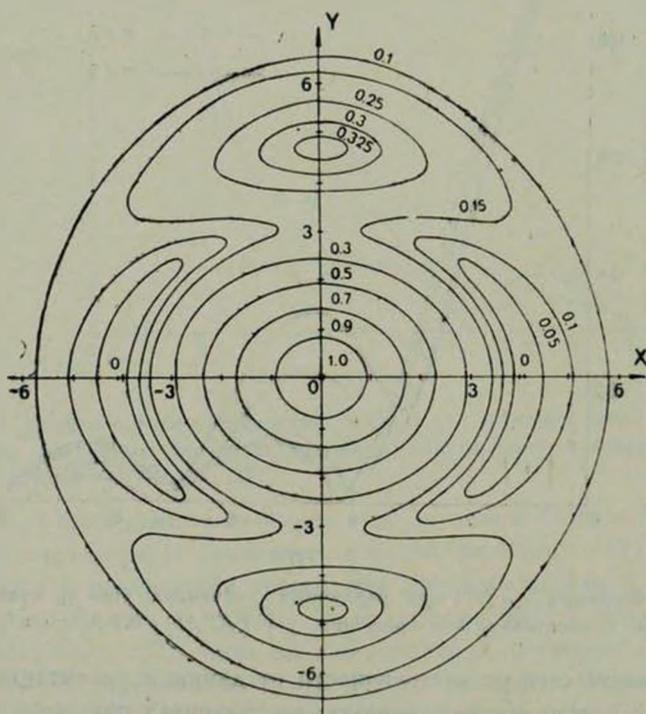


Рис. 3. Фурье-образ вращающейся звезды. Изолинии модуля γ_{12} . $\sigma = 1 \text{ \AA}$, $\Delta\lambda = 0.5 \text{ \AA}$, $v \sin \theta_0 = 200 \text{ км/с}$, проекция оси вращения направлена вдоль оси X .

Так как формула (20) определяет спектральную степень когерентности, представленные выше результаты справедливы, строго говоря, для наблюдений в бесконечно узком спектральном интервале. Поэтому практическое использование предлагаемого метода определения кинематических характеристик поверхности вращающейся звезды обусловлено возможностью наблюдений в таком спектральном интервале, ширина которого допускает уверенную регистрацию эффектов вращения. Относительная погрешность измерений на современных интерферометрах составляет 1—5%

[6], что позволяет отличить степени когерентности излучения вращающейся и невращающейся звезд, если разность их модулей не меньше 0.05. На рис. 5 представлены графики функции $|\gamma_{12}(\rho)|$ в зависимости от ширины полосы пропускания приемников интерферометра $\delta\lambda$. Соответствующие значения $|\gamma_{12}(\rho)|$ были вычислены путем интегрирования числителя и знаменателя в правой части формулы (20) в пределах соответствующего спектрального интервала. Проекция экваториальной скорости вращения звезды на луч зрения принята равной $v \sin \theta_0 = 200$ км/с, $\tau = 1$ А, $\Delta\lambda = 0.5$ А. При $\delta\lambda = 1$ А и $\delta\lambda = 2$ А функция $|\gamma_{12}(\rho)|$ очень близка к мо-

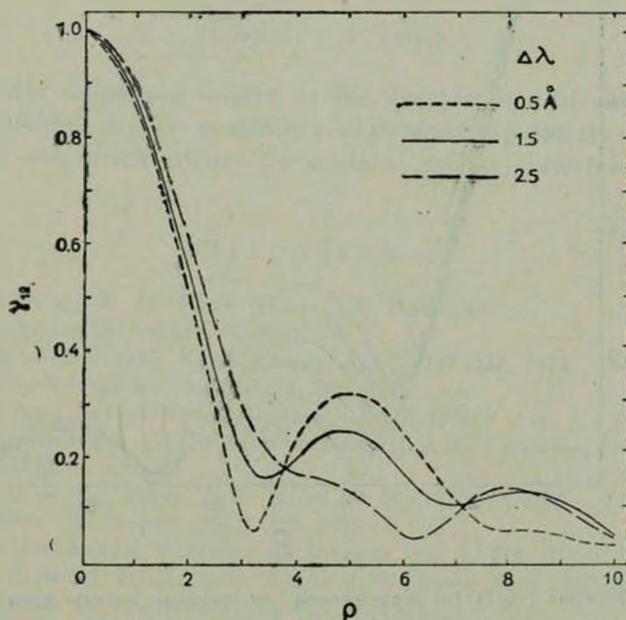


Рис. 4. Функция $|\gamma_{12}(\rho)|$ при различных значениях $\Delta\lambda$. $\tau = 1$ А, $\varphi_0 = \pi/2$, $v \sin \theta_0 = 400$ км/с.

дулю спектральной степени когерентности, при полосе пропускания 3 А и 4 А имеет место заметное снижение эффектов вращения, наконец, при $\delta\lambda = 10$ А зависимость $|\gamma_{12}(\rho)|$ выглядит практически как в случае статической звезды. Следовательно, для детектирования указанных эффектов вполне достаточно, чтобы ширина полосы пропускания не превосходила ширину спектральной линии. У проектируемых и строящихся в настоящее время интерферометров предельно допустимая минимальная ширина используемого спектрального интервала для звезд $5^m - 7^m$ составляет 0.1—1 А [4—6].

3. Таким образом, приведенные выше расчеты комплексной степени пространственной когерентности излучения вращающейся звезды показывают, что интерферометрические наблюдения в спектральных линиях дают принципиальную возможность определения параметров вращения звезд.

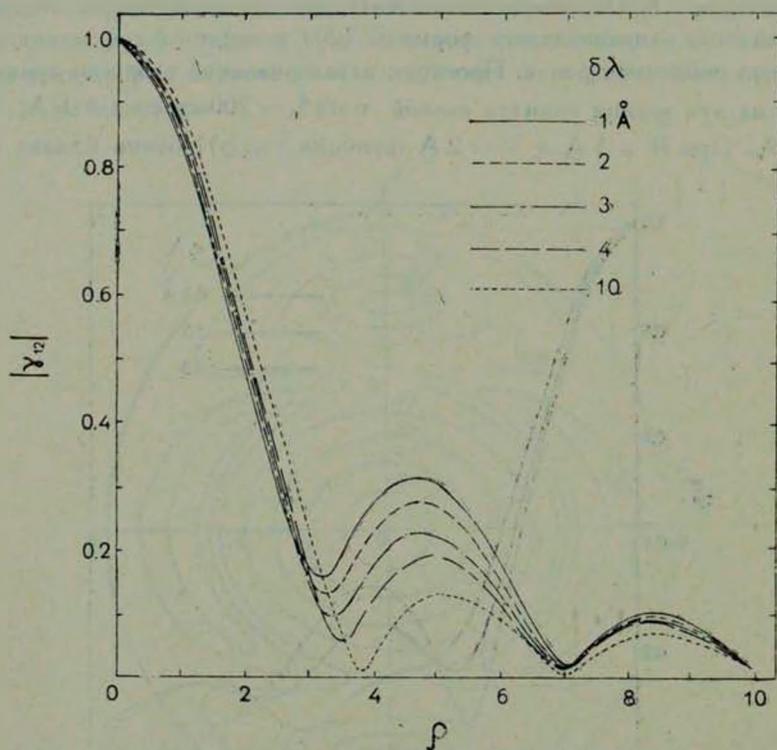


Рис. 5. Функция $|\gamma_{12}(\rho)|$ в зависимости от ширины полосы пропускания приемников и интервала $\Delta\lambda$. $\tau = 1 \text{ \AA}$, $\Delta\lambda = 0.5 \text{ \AA}$, $\varphi_0 = \pi/2$, $v \sin \theta_0 = 200 \text{ км/с}$.

Для теоретического обоснования предлагаемого метода определения ориентации проекций осей вращения достаточно результатов той упрощенной задачи, которая здесь решена. Что же касается точного количественного определения скоростей вращения звезд, необходимо, конечно, рассчитывать комплексную степень когерентности, основываясь на реальной модели наблюдаемого класса звезд с учетом теоретического контура конкретной линии, потемнения диска к краю, сплюснутости звезды, дифференциального вращения, гравитационного потемнения и т. д., то есть необходим такой же подход, какой применяется в настоящее время при измерениях скоростей вращения звезд спектральными методами [16, 17].

Авторы выражают благодарность проф. А. Ф. Богородскому за полезные советы и обсуждение результатов работы, а также С. Г. Кравчуку за участие в разработке предварительного варианта задачи.

Киевский государственный
университет

ON COHERENT PROPERTIES OF ROTATING STAR RADIATION

A. V. MANJOS, S. V. KHMIL'

The complex coherence degree at the spectral line of rotating star radiation is calculated. The possibility of determining the star rotational velocities and axis orientations by modern stellar interferometers is established.

ЛИТЕРАТУРА

1. R. Hanbury Brown, R. Q. Twiss, *Nature*, **178**, 1046, 1956.
2. A. Labeyrie, *Astron. Astrophys.*, **6**, 85, 1970.
3. D. G. Currie, S. L. Knapp, K. M. Llewellyn, *Ap. J.*, **187**, 131, 1974.
4. J. Davis, *Proc. Astron. Soc. Austral.*, **3**, 26, 1976.
5. A. Labeyrie, *Ann. Rev. Astron. Astrophys.*, **16**, 77, 1978.
6. High Angular Resolution Stellar Interferometry (I. A. U. Colloquium No. 50). Univ of Sidney, 1978.
7. R. Hanbury Brown, J. Davis, L. R. Allen, *M. N.*, **137**, 375, 1967.
8. J. Davis, *Dudley Obs. Report*, No. 9, 199, 1975.
9. A. Blazit, D. Bonneau, L. Koechlin, A. Labeyrie, *Ap. J.*, **214**, L79, 1977.
10. R. Hanbury Brown, J. Davis, L. R. Allen, *J. M. Rome*, *M. N.*, **137**, 393, 1967.
11. I. D. Johnston, N. G. Wareing, *M. N.*, **147**, 47, 1970.
12. М. Борн, Э. Вольф, *Основы оптики*, Наука, М., 1973.
13. Я. Перица, *Когерентность света*, Мир, М., 1974.
14. R. W. Lindquist, *Ann. Phys. (USA)*, **37**, 487, 1966.
15. A. V. Manjos, S. V. Khmil', *Preprint. Inst. Theor., Phys.*, No. ITP-79-94E, Kiev, August, 1979.
16. M. A. Smith, D. F. Gray, *P. A. S. P.*, **88**, 809, 1977.
17. A. Slettebak, G. W. Collins, P. B. Boyce, N. M. White, T. D. Parkinson, *Ap. J.*, *Suppl. ser.*, **29**, 137, 1975.

АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 17

ФЕВРАЛЬ, 1981

ВЫПУСК 1

УДК 52-3/-7

ПОЛЕ ИЗЛУЧЕНИЯ В ПЛОСКОЙ АТМОСФЕРЕ ПРИ АНИЗОТРОПНОМ РАССЕЯНИИ. СООТНОШЕНИЕ ИНВАРИАНТНОСТИ

Э. Г. ЯНОВИЦКИЙ

Поступила 6 февраля 1979

Принята к печати 7 января 1981

Рассматривается плоская атмосфера оптической толщины τ_0 , освещенная параллельными лучами. Получено соотношение инвариантности для приведенной функции источника $D(\tau, \mu, \tau_0)$ (см. (3)) и рассмотрены его следствия. Частными случаями соотношения (3) являются аналоги принципов инвариантности Chandrasekara. Дана модификация метода удвоения слоев ван де Хюлста, позволяющая непосредственно рассчитывать функции $X(\mu)$ и $Y(\mu)$. Показано, что с помощью модифицированного метода удвоения можно также легко рассчитать поле излучения внутри слоя. При этом не требуется решать какие-либо уравнения или использовать итерационную процедуру.

Настоящая статья является непосредственным продолжением предыдущей [1], где было выполнено разделение угловых переменных для приведенной интенсивности излучения в плоской однородной атмосфере конечной оптической толщины. Там же была дана схема этапов вычисления поля излучения в плоском слое. В настоящей работе мы получим соотношения инвариантности для приведенной функции источника и приведенной интенсивности и рассмотрим некоторые их следствия. Одно из них есть «векторная» модификация нового метода [2] численного расчета интенсивности излучения в плоском слое. Этот метод подробно описан в конце статьи. В заключение сделаны некоторые пояснения и библиографические замечания, относящиеся как к первой [1], так и ко второй частям настоящей работы.

Обозначения оставлены прежними. Ссылки вида (I. n) означают формулу (n) из [1].

1. Соотношения инвариантности для псевдоуравнения переноса. Соотношения инвариантности нового типа, сформулированные на основании физических соображений в работах Н. Б. Енгибаряна, М. А. Мнацаканяна [3] и В. В. Иванова [4], в качестве частных случаев дали ряд важных результатов и, что самое главное, новую неитерационную схему расчета поля излучения в полубесконечных средах [4]*. Для псевдоуравнения переноса мы уже не можем воспользоваться простыми физическими соображениями для записи соотношения инвариантности и получим его формально непосредственно из уравнения (1.7) так же, как это было сделано нами в случае полубесконечной среды [5]. Затем рассмотрим некоторые частные случаи.

Возвратимся к уравнению (1.7). Введем параметр $\tau_1 \geq 0$ и параметр $t (0 \leq t \leq \tau_1)$. Тогда это уравнение можно переписать так:

$$D(\tau + t, \mu_0; \tau_0 + \tau_1) = \int_0^{\tau + \tau_1} D(\tau', \mu_0; \tau_0 + \tau_1) K(|\tau + t - \tau'|) d\tau' + \frac{\lambda}{4} e^{-(\tau + t)\mu_0}. \quad (1)$$

Проведя замену $z = \tau' - t$, после несложных преобразований с использованием формул (1.13) и (1.14), вместо (1) получим

$$\begin{aligned} D(\tau + t, \mu_0; \tau_0 + \tau_1) = & \int_0^{\tau} D(\tau' + t, \mu_0; \tau_0 + \tau_1) K(|\tau - \tau'|) d\tau' + \\ & + \int_0^1 J(t, \mu, \mu_0; \tau_0 + \tau_1) e^{-\tau\lambda} \Psi(\mu) d\mu + \\ & + \int_0^1 J(\tau_0 + t, -\mu, \mu_0; \tau_0 + \tau_1) e^{-\frac{\tau_0 - \tau}{\mu}} \Psi(\mu) d\mu + \frac{\lambda}{4} e^{-(\tau + t)\mu_0}. \end{aligned} \quad (2)$$

Сопоставляя (2) и (1.7), с помощью принципа суперпозиции после переобозначения переменных будем иметь

$$\begin{aligned} D(\tau + t, \mu_0; \tau_1) = & D(\tau, \mu_0; \tau_0) e^{-t\mu_0} + \\ & + \frac{4}{\lambda} \int_0^1 D(\tau, \mu; \tau_0) J(t, \mu, \mu_0; \tau_1) \Psi(\mu) d\mu + \\ & + \frac{4}{\lambda} \int_0^1 D(\tau_0 - \tau, \mu; \tau_0) J(\tau_0 + t, -\mu, \mu_0; \tau_1) \Psi(\mu) d\mu, \end{aligned} \quad (3)$$

* Заметим, что формула сложения [3, 4], судя по всему, впервые была получена в работе Шимицу и Мизута [21].

где $\tau_1 \geq \tau_0$; $0 \leq t \leq \tau_1 - \tau_0$; $0 \leq \tau \leq \tau_0$. Это и есть искомое соотношение инвариантности в терминах приведенной функции источника. С помощью (1.13) и (1.14) из (3) легко получается также соотношение инвариантности в терминах приведенной интенсивности. Именно

$$\begin{aligned}
 J(\tau + t, \mu, \mu_0; \tau_1) &= J(\tau, \mu, \mu_0; \tau_0) e^{-t/\lambda} + \\
 &+ J(t, \mu, \mu_0; \tau_1) e^{-\tau/\lambda} \theta(\mu) + J(\tau_0 + t, \mu, \mu_0; \tau_1) e^{(\tau_0 - \tau)/\lambda} \theta(-\mu) + \\
 &+ \frac{4}{\lambda} \int_0^1 J(\tau, \mu, \mu', \tau_0) J(t, \mu', \mu_0; \tau_1) \Psi(\mu') d\mu' + \\
 &+ \frac{4}{\lambda} \int_0^1 J(\tau_0 - \tau, -\mu, \mu', \tau_0) J(\tau_0 + t, -\mu', \mu_0; \tau_1) \Psi(\mu') d\mu',
 \end{aligned} \quad (4)$$

где $\theta(\mu)$ — единичная функция скачка: $\theta(\mu) = 1$ ($\mu \geq 0$); $\theta(\mu) = 0$ ($\mu < 0$).

Рассмотрим теперь частные случаи. Полагая в (3) $\tau = 0$ и переобозначая $t = \tau$, с учетом (1.13), (1.14), (1.33) имеем

$$\begin{aligned}
 D(\tau, \mu, \tau_1) &= \frac{\lambda}{4} X(\mu, \tau_0) e^{-\tau/\lambda} + \int_0^{\tau} D(\tau', \mu; \tau_1) L(\tau - \tau', \tau_0) d\tau' + \\
 &+ \int_{\tau_0 + \tau}^{\tau_1} D(\tau', \mu; \tau_1) M(\tau' - \tau - \tau_0, \tau_0) d\tau',
 \end{aligned} \quad (5)$$

где

$$M(x, y) = \int_0^1 e^{-x/\mu} Y(\mu, y) \frac{d\mu}{\mu}. \quad (6)$$

Аналогично, полагая в (3) $\tau = \tau_0$ и переобозначая $t = \tau$, получаем

$$\begin{aligned}
 D(\tau_0 + \tau, \mu; \tau_1) &= \frac{\lambda}{4} Y(\mu, \tau_0) e^{-\tau/\lambda} + \\
 &+ \int_0^{\tau} D(\tau', \mu; \tau_1) M(\tau - \tau', \tau_0) d\tau' + \\
 &+ \int_{\tau_0 + \tau}^{\tau_1} D(\tau', \mu; \tau_1) L(\tau' - \tau - \tau_0, \tau_0) d\tau'.
 \end{aligned} \quad (7)$$

В уравнениях (5) и (7) $\tau_1 \geq \tau_0$; $0 \leq \tau \leq \tau_1 - \tau_0$. Поэтому оба упомянутых уравнения совместно определяют функцию $D(\tau, \mu; \tau_1)$ на всем интервале $0 \leq \tau \leq \tau_1$. Ядерные функции (5) и (7) находятся после решения граничной задачи для слоя толщины $\tau_0 \leq \tau_1$. В частности, при $\tau_0 = 0$ из (5) и (7) следует основное уравнение (1.7). Кроме того, если положить в (5) $\tau = \tau_1 - \tau_0$, а в (7) $\tau = 0$, то придем соответственно к уравнениям (1.31) и (1.33).

Заметим также, что с помощью (1.42) из (5) и (7) можно получить ряд новых уравнений, определяющих функцию Соболева $\Phi(\tau, \tau_0)$; некоторые из них заметно проще уравнения, приводимого в [6] (гл. VI, § 3).

Перейдем теперь к соотношению (4). Полагая в нем поочередно $\tau = 0$ и $\tau = \tau_0$, переобозначая $t = \tau$, при учете (1.21) для $0 \leq \mu \leq 1$ соответственно получаем

$$\begin{aligned} J(\tau, -\mu, \mu_0; \tau_1) &= r(\mu, \mu_0; \tau_0) e^{-\tau/\mu_0} \mu_0 + \\ &+ J(\tau_0 + \tau, -\mu, \mu_0; \tau_1) e^{-\tau_0/\mu} + \\ &+ \frac{4}{\lambda} \int_0^1 r(\mu, \mu'; \tau_0) J(\tau, \mu', \mu_0; \tau_1) \Psi(\mu') \mu' d\mu' + \\ &+ \frac{4}{\lambda} \int_0^1 s(\mu, \mu'; \tau_0) J(\tau_0 + \tau, -\mu', \mu_0; \tau_1) \Psi(\mu') \mu' d\mu'; \end{aligned} \quad (8)$$

$$\begin{aligned} J(\tau_0 + \tau, \mu, \mu_0; \tau_1) &= s(\mu, \mu_0; \tau_0) e^{-\tau/\mu_0} \mu_0 + J(\tau, \mu, \mu_0; \tau_1) e^{-\tau_0/\mu} + \\ &+ \frac{4}{\lambda} \int_0^1 s(\mu, \mu'; \tau_0) J(\tau, \mu', \mu_0; \tau_1) \Psi(\mu') \mu' d\mu' + \\ &+ \frac{4}{\lambda} \int_0^1 r(\mu, \mu'; \tau_0) J(\tau_0 + \tau, -\mu', \mu_0; \tau_1) \Psi(\mu') \mu' d\mu'. \end{aligned} \quad (9)$$

Здесь $\tau_1 \geq \tau_0$; $0 \leq \tau \leq \tau_1 - \tau_0$. Полагая в (8) и (9) $\tau = \tau_1 - \tau_0$ и $\tau = 0$ соответственно получим (поменяв обозначения переменных):

$$\begin{aligned} J(\tau, -\mu, \mu_0; \tau_0) &= r(\mu, \mu_0; \tau_0 - \tau) e^{-\tau/\mu_0} \mu_0 + \\ &+ \frac{4}{\lambda} \int_0^1 r(\mu, \mu'; \tau_0 - \tau) J(\tau, \mu', \mu_0; \tau_0) \Psi(\mu') \mu' d\mu', \end{aligned} \quad (10)$$

$$\begin{aligned} J(\tau, \mu, \mu_0; \tau_0) &= s(\mu, \mu_0; \tau) \mu_0 + \\ &+ \frac{4}{\lambda} \int_0^1 r(\mu, \mu'; \tau) J(\tau, -\mu', \mu_0; \tau_0) \Psi(\mu') \mu' d\mu'. \end{aligned} \quad (11)$$

Аналогично, полагая в (8) и (9) соответственно $\tau = 0$ и $\tau = \tau_1 - \tau_0$, найдем

$$r(\mu, \mu_0; \tau_0) \mu_0 = r(\mu, \mu_0; \tau) \mu_0 + J(\tau, -\mu, \mu_0; \tau_0) e^{-\tau/\mu} + \\ + \frac{4}{\lambda} \int_0^1 s(\mu; \mu'; \tau) J(\tau, -\mu', \mu_0; \tau_0) \Psi(\mu') \mu' d\mu', \quad (12)$$

$$s(\mu, \mu_0, \tau_0) \mu_0 = s(\mu, \mu_0; \tau_0 - \tau) e^{-\tau/\mu_0} \mu_0 + \\ + J(\tau, \mu, \mu_0; \tau_0) e^{-(\tau_0 - \tau)/\mu} + \quad (13)$$

$$+ \frac{4}{\lambda} \int_0^1 s(\mu, \mu'; \tau_0 - \tau) J(\tau, \mu', \mu_0; \tau_0) \Psi(\mu') \mu' d\mu'.$$

Легко видеть, что формулы (10)–(13) представляют собой аналоги соответственно I–IV принципов инвариантности Chandrasekhara ([7], § 50). Двум последним из них с помощью формул

$$X(\mu, \tau) = 1 + \frac{4}{\lambda} \mu \int_0^1 r(\mu, \mu'; \tau) \Psi(\mu') d\mu', \quad (14)$$

$$Y(\mu, \tau) = e^{-\tau/\mu} + \frac{4}{\lambda} \mu \int_0^1 s(\mu, \mu'; \tau) \Psi(\mu') d\mu' \quad (15)$$

можно придать вид

$$X(\mu_0, \tau_0) = X(\mu_0, \tau) + \frac{4}{\lambda} \int_0^1 Y(\mu', \tau) J(\tau, -\mu', \mu_0; \tau_0) \Psi(\mu') d\mu'; \quad (16)$$

$$Y(\mu_0, \tau_0) = Y(\mu_0, \tau_0 - \tau) e^{-\tau/\mu_0} + \\ + \frac{4}{\lambda} \int_0^1 Y(\mu', \tau_0 - \tau) J(\tau, \mu', \mu_0; \tau_0) \Psi(\mu') d\mu'. \quad (17)$$

Эти формулы можно назвать векторными аналогами соотношений инвариантности (12) и (13), поскольку при дискретизации по μ и μ_0 они определяют два вектора $X(\mu)$ и $Y(\mu)$ вместо матриц $r(\mu, \mu_0)$ и $s(\mu, \mu_0)$. Можно показать, что векторными аналогами соотношений (8) и (9) будут соответственно уравнения (1.31) и (1.32).

На этом мы заканчиваем рассмотрение частных случаев полученных нами аналогов (3) и (4) соотношений инвариантности, записанных ранее в [2]. Отметим лишь, что из них можно также получить ряд важных интегральных соотношений для приведенной интенсивности. Однако их вывод совершенно аналогичен тому, который был использован нами [2] при получении соответствующих выражений для обычной интенсивности и при желании может быть легко выполнен.

Теперь остановимся еще на одном численном методе расчета поля излучения в плоском слое конечной оптической толщины, освещенном параллельными лучами (имеется в виду метод расчета всех азимутальных гармоник приведенной функции источника).

2. Модификация метода удвоения слоев для расчета приведенной функции источника. Как известно, в случае полубесконечной атмосферы можно получить формулу сложения для интенсивности [4] (или для приведенной функции источника [5]), которая позволяет легко рассчитать поле излучения в полубесконечной атмосфере переходом от малых оптических глубин ко все большим и большим. Очень важно, что такой алгоритм не требует решения каких-либо уравнений или проведения итерационной процедуры. Эффективность этого метода расчета была продемонстрирована в работе [8].

Однако в случае среды конечной оптической толщины, как это видно из соотношения (4), получить столь простой алгоритм расчета, к сожалению, уже не удастся, поскольку под знаком интеграла стоит произведение приведенных интенсивностей для слоев различной оптической толщины. Иными словами, при расчете поля излучения в конечном слое уже не удастся избежать процедуры решения интегрального уравнения (обратное утверждается по непонятным причинам в работе [9]). Тем не менее, как будет показано ниже, и в этом случае может быть получен весьма простой и эффективный метод расчета внутренних полей излучения при анизотропном рассеянии.

Уже давно [10] в вычислительной практике для расчета коэффициентов отражения и пропускания плоского слоя был предложен метод удвоения слоев, который получил особо широкое распространение после перетворения его ван де Хюлстом [11] и большого ряда численных реализаций (см., например, [12]).

Суть этого метода состоит в следующем (в «векторной» модификации, излагаемой ниже). Положим в (10), (11), (16) и (17) $\tau_0 = 2\tau$. В таком случае формулы (16) и (17) дают возможность рассчитать X и Y функции для слоя оптической толщины 2τ , коль скоро они известны для слоя толщины τ , а также известна приведенная интенсивность в середине слоя оптической толщины 2τ . Последняя находится из системы уравнений (10) и (11), свободные члены и ядерные функции которых известны (см. фор-

мулы (1.19) и (1.20)). Алгоритм расчета $I(\tau, \mu, \mu_0; 2\tau)$ подробно описан в [12]. Вычисления начинаются с достаточно малого τ , так что функции X и Y могут быть взяты в приближении однократного рассеяния, а затем переходят к толщине 2τ и т. д.

Если теперь, кроме функций $X(\mu)$ и $Y(\mu)$ мы хотим вычислить также и функцию $D(\tau, \mu)$ (и тем самым найти поле излучения внутри слоя), то оказывается, что с помощью соотношения инвариантности (3) это сделать очень просто. Действительно, полагая в (3) $t = \tau_0$; $\tau_1 = 2\tau_0$ и $t = 0$, соответственно получим

$$D(\tau_0 + \tau, \mu_0; 2\tau_0) = D(\tau, \mu_0; 2\tau_0) e^{-\tau/\lambda_0} + \frac{4}{\lambda_0} \int_0^1 D(\tau, \mu; \tau_0) J(\tau_0, \mu, \mu_0; 2\tau_0) \Psi(\mu) d\mu, \quad (18)$$

$$D(\tau, \mu_0; 2\tau_0) = D(\tau, \mu_0; \tau_0) + \frac{4}{\lambda_0} \int_0^1 D(\tau_0 - \tau, \mu; \tau_0) J(\tau_0, -\mu, \mu_0; 2\tau_0) \Psi(\mu) d\mu. \quad (19)$$

Положим в (18) и (19) $\tau = \tau_0/2$. Так как величины $J(\tau_0/2, \mu, \mu_0; \tau_0)$ и $J(\tau_0, \mu, \mu_0; 2\tau_0)$ (т. е. и величины $D(\tau_0/2, \mu_0; \tau_0)$ и $D(\tau_0, \mu_0; 2\tau_0)$) нам известны из схемы удвоения, формулы (18) и (19) дают значения приведенной функции источника (кроме ее величины в середине слоя) еще в двух точках внутри слоя толщины $2\tau_0$, а именно в точках $\tau = \tau_0/2$ и $\tau = 3/2 \tau_0$. Теперь, после проведения очередной процедуры удвоения (т. е. перехода к слою тощины $4\tau_0$), с помощью (18) и (19) мы уже можем рассчитать функцию $D(\tau, \mu)$ на шести оптических глубинах, а именно, $\tau = 1/2 \tau_0; \tau_0; 3/2 \tau_0; 5/2 \tau_0; 3\tau_0; 7/2 \tau_0$ и т. д. Этим самым, если вспомнить формулы (1.16) и (1.17), мы определили и приведенную интенсивность.

Очевидно, что минимальная величина градации по оптическим глубинам есть исходная оптическая толщина слоя, с которой начинается расчет методом удвоения слоев. Однако практически вряд ли имеет смысл вычислять поле излучения так подробно. Расчет по формулам (18) и (19) можно включить в изложенную выше модифицированную схему метода удвоения слоев с любого момента в зависимости от степени детальности, с которой мы хотим знать поле излучения внутри окончательного слоя. Очень важным является также то, что при использовании формул (18) и (19) не требуется решать каких-либо уравнений или использовать итерационную процедуру. Как уже отмечалось, этим замечательным свойством отличается также метод удвоения [4, 5] для расчета полей излучения в полубесконечных атмосферах.

Таким образом, формально говоря, предлагаемая схема расчета внутреннего поля излучения также является безытерационной. Ведь использованная нами схема удвоения слоев ван де Хюлста, которая включает в себя итерационную процедуру, есть всего лишь метод вычисления коэффициентов отражения и пропускания и, как побочный результат, — интенсивности излучения внутри слоя. Для полубесконечной атмосферы процесс итераций входит в процедуру вычисления коэффициента отражения.

Используя изложенный алгоритм (см. также [2]), Ж. М. Длугач составила программу и провела ряд численных расчетов поля излучения в плоских слоях конечных оптических толщин. Эксплуатация программы показала, что предлагаемый нами метод расчета является весьма эффективным. Так, введение в стандартную программу метода удвоения слоев подпрограммы расчета внутреннего поля излучения при начальной градиции по оптическим глубинам $\Delta\tau = 0.125$ увеличило время счета всего лишь примерно на 20%. При этом внутреннее поле излучения рассчитывалось в слоях оптических толщин $\tau_0 = 0.5; 1.0; 2.0$. При интегрировании использовалась восьмиточечная квадратурная формула Гаусса. В качестве примера в таблицах 1 и 2 приведены результаты расчета функций $B(\tau, \mu; \tau_0)$ и $Z(\tau, \mu, \tau_0)$ для консервативно рассеивающего слоя оптической толщины $\tau_0 = 1$ при изотропном рассеянии. Это позволяет с помощью формул (1.16) и (1.17) легко вычислить интенсивность излучения внутри слоя. Численные результаты даны с точностью одной-двух единиц последней значащей цифры, что было установлено как с помощью интегральных соотношений (1.26) и (1.27), так и путем сравнения с имеющимися точными расчетами X и Y функций.

Таблица 1

ЗНАЧЕНИЯ ФУНКЦИИ ИСТОЧНИКА $B(\tau, \mu; \tau_0) \cdot 10$ ПРИ ИЗОТРОПНОМ
КОНСЕРВАТИВНОМ РАССЕЙЯНИИ ($\tau_0 = 1$)

τ	0.0198	0.1016	0.2372	0.4082	0.5917	0.7627	0.8983	0.9801
0	2.631	2.992	3.419	3.790	4.054	4.226	4.329	4.382
0.125	0.0916	1.279	2.651	3.549	4.108	4.449	4.648	4.747
0.250	0.0698	0.6698	2.009	3.128	3.868	4.328	4.598	4.733
0.375	0.0593	0.4431	1.551	2.712	3.548	4.086	4.407	4.568
0.500	0.0512	0.3406	1.220	2.325	3.191	3.771	4.124	4.303
0.625	0.0441	0.2795	0.9720	1.969	2.816	3.405	3.771	3.959
0.750	0.0375	0.2327	0.7766	1.637	2.425	2.995	3.356	3.544
0.875	0.0309	0.1899	0.6100	1.319	2.012	2.535	2.873	3.050
1.000	0.0232	0.1418	0.4407	0.9661	1.515	1.944	2.229	2.380

Таблица 2

ЗНАЧЕНИЯ ФУНКЦИИ $\frac{1}{8} Z(\tau, \mu; \tau_0) \cdot 10$ ПРИ ИЗОТРОПНОМ
 КОНСЕРВАТИВНОМ РАССЕЙНИИ ($\tau_0=1$)

$\mu \backslash \tau$	0.0198	0.1016	0.2372	0.4082	0.5917	0.7627	0.8983	0.9801
0	0.0624	0.2078	0.3470	0.4558	0.5335	0.5859	0.6186	0.6356
0.125	0.0363	0.1486	0.2704	0.3707	0.4441	0.4943	0.5259	0.5423
0.250	0.0301	0.1262	0.2342	0.3248	0.3920	0.4382	0.4675	0.4827
0.375	0.0259	0.1099	0.2058	0.2873	0.3482	0.3903	0.4169	0.4309
0.500	0.0225	0.0960	0.1809	0.2536	0.3082	0.3460	0.3700	0.3825
0.625	0.0194	0.0834	0.1577	0.2216	0.2698	0.3033	0.3246	0.3357
0.750	0.0165	0.0712	0.1350	0.1902	0.2318	0.2608	0.2793	0.2889
0.875	0.0137	0.0589	0.1119	0.1578	0.1926	0.2169	0.2323	0.2404
1.000	0.0103	0.0443	0.0843	0.1191	0.1455	0.1639	0.1756	0.1818

3. *Заключительные замечания.* Итак, в настоящей работе мы показали, что для нахождения азимутальной гармоник интенсивности излучения $I^m(\tau, \mu, \mu_0)$ в слое конечной оптической толщины, так же, как и в полубесконечной атмосфере [5], достаточно рассчитать функцию $D^m(\tau, \mu)$, зависящую только от одной угловой переменной. При этом не требуется проводить интегрирования по τ . Иными словами, в случае анизотропно рассеивающей атмосферы мы провели разделение переменных для интенсивности. Следует отметить, что при изотропном рассеянии разделение переменных для интенсивности в плоском слое впервые выполнил Малликин [13] (см. формулы (4.4) этой работы). Позже такие же формулы были получены в [16]. Для полубесконечной среды этот результат был повторен в работах [14] и [15]. При этом было впервые обнаружено, что нисходящая интенсивность излучения выражается через функцию источника $B(\tau, \mu)$ путем простого алгебраического соотношения.

С помощью введения понятия приведенной интенсивности при анизотропном рассеянии разделение переменных для поля излучения в полубесконечной среде было осуществлено автором [5], а затем для слоя конечной оптической толщины — в работе Фимата и Калабы [17]. Однако в [17] приведенная интенсивность выражена не через хорошо изученную функцию $D(\tau, \mu)$, а через вводимую этими авторами функцию $b(\tau, \mu)$, представляющую собой интенсивность излучения в слое, освещенном изотропным источником. По нашему мнению, проведенное в настоящей работе сведение задачи к вычислению функции $D(\tau, \mu)$ является более простым и естественным путем решения проблемы, поскольку, как мы видели, функция $D(\tau, \mu)$ весьма хорошо изучена и может быть сравнительно

но легко рассчитана путем решения уравнений, приведенных во 2-м разделе [1], либо путем использования модифицированного метода удвоения слоев, изложенного в предыдущем разделе. Впрочем, авторы [17] сами указывают, что возможны вычислительные трудности при расчете функции $b(\tau, \mu)$.

Далее заметим, что при изотропном рассеянии соотношения (1.23) и (1.43) были получены автором [18], а уравнение (1.28) — в той же работе [18] и независимо Малликином [19] для более общего случая функции $B_i^n(\tau, \mu)$. Уравнение (1.28) для функции $D(\tau, \mu; \tau_0)$, насколько нам известно, в литературе не встречалось. В частном случае $\tau_0 = \infty$ оно было получено автором ранее [5]. Что же касается (1.31), то для полубесконечной изотропно рассеивающей атмосферы оно сводится к уравнению, найденному Э. Х. Даниеляном и М. А. Мнацаканяном [14] и иным путем в работе В. И. Иванова [20]. Уравнение (1.32) ранее, по-видимому, не встречалось. Частный случай соотношения инвариантности (4) для изотропно рассеивающего плоского слоя был получен Э. Х. Даниеляном [16]. Наконец отметим, что метод расчета обычной интенсивности излучения в конечном слое, «векторная» модификация которого изложена в предыдущем разделе, дан в работе автора [2].

Главная астрономическая
обсерватория АН УССР

THE FIELD OF RADIATION IN A PLANE ATMOSPHERE WITH ANISOTROPIC SCATTERING. AN INVARIANCE RELATION

E. G. YANOVITSKI

A plane atmosphere of optical thickness τ_0 illuminated by parallel rays is considered. New invariance relation for reduced source function $D(\tau, \mu; \tau_0)$ is obtained (see (3)) and its consequences are considered. The analogues of Chandrasekhar invariance principles are particular cases of the formula (3). The modification of van de Hulst doubling method for direct calculation of the function $X(\mu)$ and $Y(\mu)$ is given. It is shown that with the help of modified doubling method one can easily calculate the internal radiation field. Neither solving any equations nor iterations are needed in this case.

ЛИТЕРАТУРА

1. Э. Г. Яновицкий, Астрофизика, 16, 363, 1980.
2. Э. Г. Яновицкий, Астрон. ж., 56, 833, 1979.
3. Н. Б. Енгибарян, М. А. Мнацаканян, ДАН СССР, 217, 533, 1974.

4. В. В. Иванов, Астрон. ж., 52, 217, 1975.
5. Э. Г. Яновицкий, Астрон. ж., 53, 1063, 1976.
6. В. В. Соболев, Рассеяние света в атмосферах планет, Наука, М., 1972.
7. С. Чандрасекар, Перенос лучистой энергии, ИЛ, М., 1953.
8. Ж. М. Длузач, Астрон. ж., 53, 1295, 1976.
9. О. В. Пикичян, Астрофизика, 14, 169, 1978.
10. G. H. Peebles, M. S. Plesset, Phys. Rev., 81, 430, 1951.
11. H. G. van de Hulst, A New Look at Multiple Scattering, Rep. Inst. Space Studies, New York, 1963.
12. J. E. Hansen, Ap. J., 155, 565, 1969.
13. T. W. Mullikin, Proc. Interdisciplinary Conference on Electromagnetic Scattering Univ. Massachusetts, 1965, p. 697.
14. Э. Х. Даниелян, М. А. Мнацаканян, Сообщ. Бюраканской обс., 46, 101, 1975.
15. Э. Г. Яновицкий, ДАН СССР, 227, 1319, 1976.
16. Э. Х. Даниелян, Астрофизика, 12, 579, 1976.
17. A. L. Fymat, R. E. Kalaba, Astropys. Space Sci., 47, 195, 1977.
18. Э. Г. Яновицкий, Астрон. ж., 41, 898, 1964.
19. T. W. Mullikin, Ap. J., 139, 379, 1964.
20. В. В. Иванов, Астрофизика, 13, 505, 1977.
21. A. Shtimizu, H. Mizuta, J. Nucl. Sci. and Technology, 3, 57, 1966.

АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 17

ФЕВРАЛЬ, 1981

ВЫПУСК 1

УДК 524.5

К ВОПРОСУ О ПРОИСХОЖДЕНИИ ПЛАНЕТАРНЫХ ТУМАННОСТЕЙ

Л. С. ПИЛЮГИН, Г. С. ХРОМОВ

Поступила 24 июня 1980

Принята к печати 11 декабря 1980

С учетом основных уверенно известных фактов о планетарных туманностях и новых данных об эволюции туманностей и их ядер пересмотрены представления о механизме образования этих объектов. Существующая эмпирика противоречит теоретическим механизмам образования планетарных туманностей вследствие длительного истечения вещества, либо последовательности малых выбросов. Более реалистичной является гипотеза о одновременном отделении достаточно массивной туманности. Оно может происходить баллистическим образом при кратковременных мощных вспышках гелиевого слоевого источника в прэволюционировавших красных гигантах умеренной массы или на другой нестационарной стадии эволюции звезды. После отделения части оболочки в виде эмбриональной планетарной туманности, ядерные источники энергии в звезде деградируют и она, уже будучи ядром планетарной туманности, светится за счет гравитационного сжатия маломассивной остаточной оболочки к внутризвездному изотермическому ядру.

1. *Введение.* Проблема происхождения планетарных туманностей в последние годы привлекает большое внимание; ей посвящены десятки работ различных авторов. Идеология, методика и результаты этих исследований, как правило, плохо согласуются. Многочисленные теоретические работы страдают от чрезмерной идеализации явления, так же, как от неполного, выборочного использования эмпирического материала.

Процесс возникновения планетарной туманности и ее ядра из предшествующего им астрономического объекта еще не наблюдался непосредственно. Поэтому мы вынуждены моделировать его, исходя из сведений об эволюции уже сформировавшейся системы «планетарная туманность — ядро» и общих, известных сейчас свойств галактического множества этих объектов. Попытаемся кратко подытожить основные надежно установлен-

ные факты, существенные с точки зрения проблемы образования планетарных туманностей.

Средняя планетарная туманность представляет собой газовую оболочку нормального химического состава с полной массой $\sim 0.1 M_{\odot}$, не претерпевающей заметных изменений за время существования туманности. Оболочка расширяется в окружающее пространство с характерной скоростью 20—40 км/с. Скорость расширения в индивидуальном объекте монотонно возрастает от внутренней к внешней границе туманности на величину, примерно равную самой средней скорости расширения. Систематических отклонений поля этих скоростей от сферической симметрии, или зависимости средней скорости расширения от возраста туманности не наблюдается — при современной полноте и точности фактических сведений о внутренней динамике планетарных туманностей.

В работе [1] показано, что как абсолютные значения, так и градиенты скоростей расширения планетарных туманностей легко объясняются в рамках теории изотермического разлета газового облака в пустоту, построенной В. С. Имшенником [2]. Следовательно, реликтовые скорости расширения, сохранившиеся от эпохи отделения туманности от ее ядра, должны быть малы: скажем, менее 10 км/с.

Примерно в 1% случаев наблюдаются туманности с двойными оболочками. Следовательно, иногда выброс массивной оболочки может повторяться на интервале времени порядка 10—20 тысяч лет. Однако пока еще нет возможности ответить на существенный вопрос о том, обладает ли явление планетарной туманности общим свойством повторяемости.

Ядро планетарной туманности претерпевает значительные изменения за время жизни его газовой оболочки (около 20 000 лет): температура ядра средней планетарной туманности возрастает от, примерно, 50 до более чем 100 000 К, радиус уменьшается от 10 до $0.01 R_{\odot}$, а болометрическая светимость убывает от $3 \cdot 10^5$ до $\sim 3 L_{\odot}$ [3, 4].

На рис. 1 показано положение ядер планетарных туманностей на диаграмме Герцшпрунга—Рессела по данным нашей работы [4], дополненным сведениями о температурах и светимостях ядер самых старых объектов предельно низкой поверхностной яркости из [5]. Картина напоминает скорее эволюционную последовательность, нежели сосредоточение разнородных объектов в некоторой области в плоскости $T_* - L_*$.

Приведенный вариант диаграммы Герцшпрунга—Рессела для ядер планетарных туманностей существенно отличается от прежних, послуживших основой для многочисленных теоретических работ на тему о происхождении планетарных туманностей и дальнейшей эволюции их ядер. На рис. 2 он сопоставлен с двумя другими, наиболее популярными диаграммами, полученными Ситоном [6] и О'Деллом [7]. Заметим, что примененная нами методика определения температур, светимостей и расстояний

до планетарных туманностей содержит меньшее число допущений, нежели использованная в работах [6, 7], и потому — более надежна.

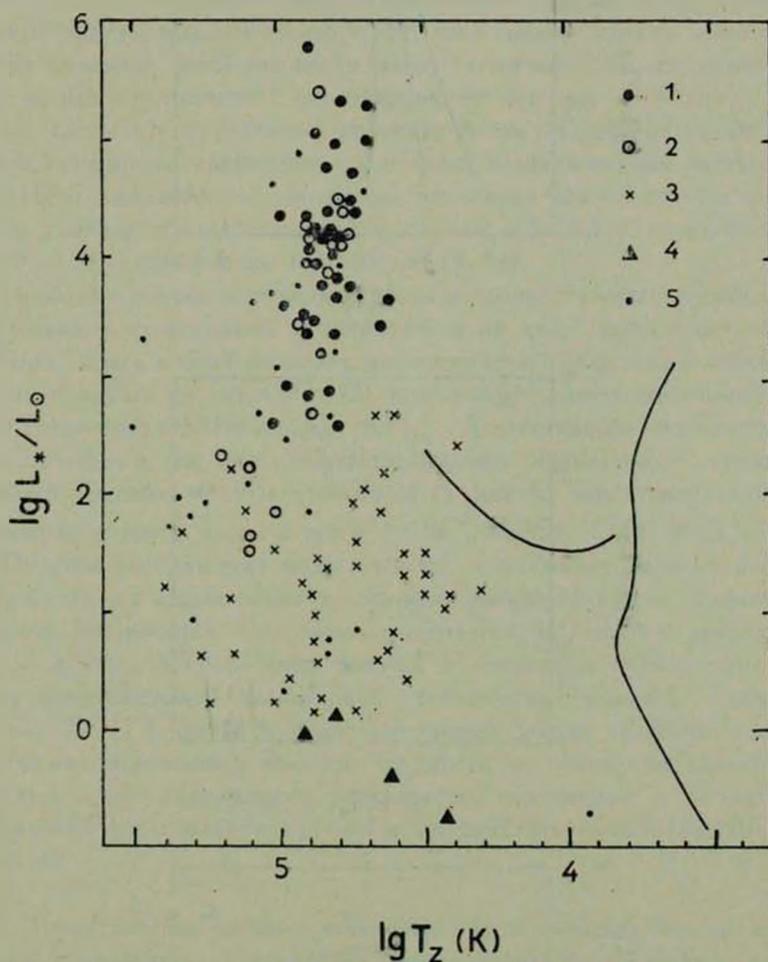


Рис. 1. Положение ядер планетарных туманностей на диаграмме Герцшпрунга — Рассела. Схематически показан ход главной последовательности и горизонтальной ветви согласно [6]. 1 — Ядра с уверенно определенными «гелиевыми» занстровскими температурами T_z (He II) [3]. 2 — Ядра с неуверенно определенными T_z (He II) [3]. 3 — Ядра старых планетарных туманностей с оценками [7], температур из [5]. 4 — Наиболее горячие и яркие белые карлики. 5 — Ядра с грубо оцененными T_z (He II) [3].

Скорость эволюции ядер вдоль трека, представленная на рис. 1, 2а, резко переменна во времени; первоначальное уменьшение светимости в e -раз происходит всего лишь примерно за 200 лет. Важно и то, что ядра

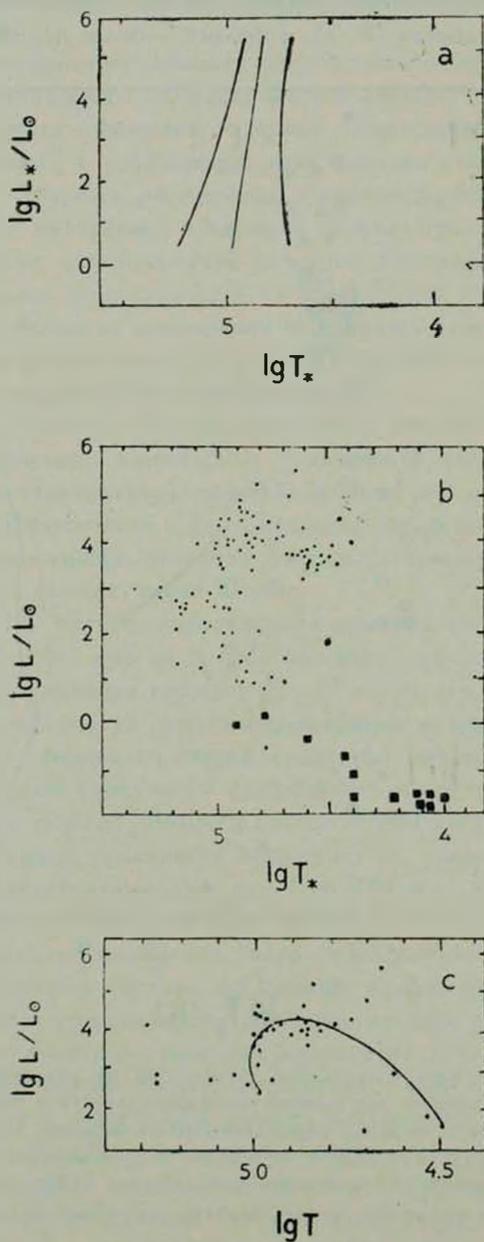


Рис. 2. Сравнение нашего варианта диаграммы Герцшпрунга—Рессела для ядер планетарных туманностей с данными других авторов. а — Схематический вид диаграммы на рис. 1. б — Диаграмма из работы [7]. в — Диаграмма из работы [6].

старых планетарных туманностей существенно отличаются от белых карликов: они значительно горячее и ярче.

Прямых оценок масс ядер не существует. Среди них встречаются двойные звезды (см., например, [8]), хотя многие ядра — заведомо одиночные объекты. Двойственность ядер, таким образом, по-видимому, не имеет прямого отношения к образованию туманности.

По своим пространственно-кинематическим характеристикам планетарные туманности принадлежат к старому галактическому населению типа I. Их ближайшими современными аналогами в этом смысле являются звезды главной последовательности классов В8—А5 с начальными массами 2—4 M_{\odot} и возрастом 10^8 — 10^9 лет [9, 10].

Проблема поиска и отождествления непосредственных звездных предшественников планетарных туманностей и их ядер привлекает большое внимание. Здесь можно выделить два господствующих направления. Представители одного из них ([11, 12] и др.) ищут протопланетарные туманности среди звезд со спектрами ВQ []. Другое направление основывается на гипотезе о том, что предшественниками планетарных туманностей являются красные гиганты классов М, S или С, характеризующиеся непрерывным сбросом массы в темпе $\sim 10^{-5} M_{\odot}/\text{год}$ ([13] и др.).

Простые соображения подсказывают, что оба направления в принципе имеют дело с существенно различными эмбриональными стадиями планетарных туманностей. Проблема осложняется отсутствием предварительной теоретической проработки вопроса о вероятных внешних характеристиках эмбриональной планетарной туманности, крайней сложностью спектров ВQ []-звезд и недостаточностью общих сведений о долгопериодических переменных. Все эти трудности не позволяют сделать обоснованную оценку надежности результатов, получаемых в рамках обоих направлений исследования проблемы предшественников планетарных туманностей.

2. *Теоретические схемы и некоторые общие свойства механизма образования планетарных туманностей.* Подавляющее большинство современных теоретических работ на тему об образовании планетарных туманностей основывается на первоначально предложенной И. С. Шкловским [14] гипотезе о том, что они возникают из внешних оболочек красных гигантов небольшой массы. За последние два десятка лет теоретические воззрения на механизм отделения туманности от ее будущего ядра претерпели значительные изменения.

Первой была исследована гипотеза о сбросе оболочки в результате прохождения ударной волны, возникающей в момент вспышки гелиевых реакций, или движущейся за счет рекомбинаций за фронтом волны [14—16]. Теоретические результаты оказались противоречивыми с точки зрения

массы отделяющейся оболочки. Впоследствии, в работах [17, 18] было убедительно показано, что импульсное динамическое возмущение, сопровождающее начало гелиевых реакций в вырожденном ядре красного гиганта, не способно привести к отделению оболочки сколько-нибудь заметной массы.

В последующие годы в этой сложной теоретической проблеме сложились два основных направления. В рамках первого из них исследуется гипотеза о плавном отделении оболочки маломассивного гиганта вследствие возрастания светимости его ядра (см. [19—22] и др.). При должной комбинации многочисленных параметров моделей, как правило, удавалось получить сброс достаточно массивной оболочки, дополнительно ускоряющейся световым давлением «разгорающегося» ядра туманности. В некоторых моделях сбросу оболочки предшествовали пульсации. Вопрос о причинах увеличения светимости ядра не рассматривался.

Второе направление сформировалось на основе теоретического вывода о том, что в оболочке красного гиганта могут возникнуть ионизационная и, как следствие, пульсационная неустойчивости [23—25]. Поскольку этот механизм пригоден также для объяснения долгопериодической переменности, возникла гипотеза об образовании планетарных туманностей из звезд такого типа.

Различные аспекты проявления ионизационной и пульсационной неустойчивости в моделях красного гиганта небольшой массы рассматриваются в многочисленных работах (см., например, [26—28]). Основная трудность, с которой встречается этот весьма сложный механизм, состоит в том, что возникающая пульсационная неустойчивость теоретически не приводит к сбросу достаточно массивной оболочки; в «лучшем» случае получается последовательность малых выбросов.

Таким образом, теория предоставляет разнообразные возможности для объяснения причин и способов отделения оболочки красного гиганта, могущей стать эмбрионом планетарной туманности. Сложные теоретические модели, включающие по несколько произвольно подбираемых параметров, открывают широкие возможности для формального согласования теоретических результатов с теми или иными отдельно выбранными фактическими данными. Поэтому окончательное суждение о реалистичности какого-либо теоретического результата можно основывать только на всестороннем анализе доступной эмпирики.

Проведем общее обсуждение такого рода, опираясь на сводку главных фактических данных о планетарных туманностях и их ядрах, содержащейся в предыдущем разделе этой работы.

Наиболее уязвимой для критики оказывается теоретическая концепция об образовании планетарных туманностей из долгопериодических переменных вследствие непрерывного истечения или серии малых выбросов.

вещества оболочки красного гиганта. Против этой теоретической схемы можно привести ряд общих аргументов:

1. Пространственное распределение и кинематика галактических планетарных туманностей существенно отличаются от аналогичных свойств долгопериодических переменных, если рассматривать последние как единый класс объектов: система планетарных туманностей значительно более уплощена, а их средние пекулярные скорости в направлении, перпендикулярном галактической плоскости, в несколько раз меньше [4, 9, 10].

2. Непрерывное и длительное истечение вещества неспособно сформировать компактную, упорядоченную околосветную оболочку, подобную планетарной туманности. Напомним, что внешний край планетарной туманности представляет собой физическую границу газового облака, а в их внутренних областях не наблюдается течений, направленных от ядра к оболочке. Требование «остановить» потоки вещества, формирующие эмбриональную планетарную туманность, влечет за собой гипотезу о существовании тормозящей их межзвездной материи значительной плотности. При этом размеры и средние плотности планетарных туманностей окажутся в зависимости от локальной плотности межзвездной среды, а эмпирические взаимосвязи между поверхностными яркостями планетарных туманностей и различными характеристиками их ядер (см., например, [3]) не смогут существовать.

В работе [1] показано, что структура внешнего края типичных планетарных туманностей соответствует профилям плотности на внешней границе свободно расширяющегося облака газа. Этого также не могло бы быть, если бы туманность формировалась в результате торможения со стороны межзвездной среды.

Непрерывное истечение, таким образом, способно в лучшем случае объяснить гигантские предельно слабые гало вокруг некоторых планетарных туманностей. В этом случае эпоха интенсивного оттока вещества оболочки звезды должна предшествовать отделению планетарной туманности.

3. В планетарных туманностях отсутствуют какие-либо морфологические особенности, характерные для процесса накопления вещества оболочки вследствие серии малых выбросов. Исходя из самых общих соображений, трудно предположить, чтобы последовательные выбросы хотя бы и малых, но ощутимых долей внешней оболочки красного гиганта не имели бы систематических различий в скорости. Если бы скорости выбрасываемых оболочек уменьшались с ростом их числа, «взрослые» планетарные туманности имели бы волнообразную внутреннюю структуру. В противоположном случае в туманности должно было бы возникнуть уплотнение вблизи внутренней границы. Ни того, ни другого в действительности не наблюдается.

4. При непрерывном истечении вещества, или в процессе постепенного накопления оболочки вследствие последовательных выбросов, центральная звезда новорожденной туманности должна длительное время сохранять свойства красного гиганта. Ее излучение неспособно ионизовать оболочку до окончания эпохи потери массы, последующего разогрева и превращения в нормальное ядро молодой планетарной туманности.

Нетрудно показать, что холодная неионизованная оболочка с массой порядка $0.1 M_{\odot}$ при радиусе $10^3 R_{\odot}$ окажется гравитационно неустойчивой, причем критическая длина волны джинсовской неустойчивости $\lambda_c = 6 \cdot 10^7 (\gamma T / \mu p)^{1/2}$ см будет того же порядка, что и радиус оболочки. Скорость развития гравитационной неустойчивости [29] $t \approx (G \rho)^{-1/2}$ оказывается порядка $3 \cdot 10^8$ с. Следовательно, сравнительно массивная нейтральная оболочка, помещенная в окрестность холодной звезды, должна была бы быстро распасться на немногочисленные плотные глобулы, и чего-либо подобного планетарной туманности не могло бы возникнуть.

Механизм образования планетарной туманности вследствие единичного мощного выброса («баллистический» по терминологии [30]) естественным образом свободен от трудностей, указанных в разделах 2, 3 предыдущего обсуждения. Он не привязывает планетарные туманности к одному специфическому классу нестационарных звезд, и потому возражение раздела 1 также отпадает.

Естественно предположить, что после единовременного отделения оболочки звезда сразу же переходит в состояние горячего ядра планетарной туманности, способного быстро ионизовать ее. После этого туманность уже не сможет сжаться под действием самогравитации и потому отпадает и трудность, обсужденная в разделе 4.

Баллистический механизм, однако, встречается со своей специфической проблемой. Требование малости реликтовых скоростей расширения означает, что этот механизм во всех случаях должен действовать с очень высокой точностью для того, чтобы ко времени ухода сброшенной оболочки на расстояние порядка $10^4 R_{\odot}$ ее скорость обязательно была бы ≥ 10 км/с. Та же трудность свойственна гипотезе разгона планетарной туманности свежим давлением излучения ее ядра.

Изложенные выше доводы, основанные на фактических данных и простейших физических соображениях, показывают, что большинство теоретических работ на тему об образовании планетарных туманностей недостаточны для объяснения этого явления. По-видимому, их следует рассматривать и оценивать главным образом в аспекте собственных потребностей теории внутреннего строения и эволюции звезд.

3. *О вероятном механизме образования планетарных туманностей.*
Попытаемся построить теоретическую схему образования планетарной

туманности, способную наилучшим образом объяснить всю совокупность эмпирических данных.

Нет оснований пересматривать исходную концепцию [14] об образовании планетарных туманностей из красных гигантов небольшой массы. С уменьшением радиуса звезды все труднее представить себе механизм сравнительно плавного отделения значительной части ее оболочки. С другой стороны, необходимость «стыковки» ядер старых планетарных туманностей с белыми карликами, вытекающая из близости этих звезд на диаграмме Герцшпрунга—Рессела, заставляет считать, что массы ядер — невелики.

Полученный нами уточненный эволюционный трек для ядер планетарных туманностей (рис. 1, 2а) характеризуется катастрофическим монотонным падением светимости ядра, при относительно малых изменениях его температуры и уменьшением радиуса звезды до $10^{-2} R_{\odot}$. Столь малые радиусы типичны для изотермических вырожденных ядер в моделях красных гигантов. Характерное время этой эволюции (~ 200 лет) сравнимо с тепловым временем звезды $t_{th} = GM^2/RL$, [31], которое при массе $\sim 1.2 M_{\odot}$, начальном радиусе $10 R_{\odot}$ и светимости $10^5 L_{\odot}$ равно примерно 60 годам.

Быструю эволюцию такого типа проще всего объяснить гравитационным сжатием маломассивной оболочки звезды к ее изотермическому ядру при отсутствии ядерного энерговыделения. Обращаясь к результатам работы [3], нетрудно показать, что за время жизни средней планетарной туманности энергетическая отдача ее ядра составляет около $2 \cdot 10^{46}$ эрг. Для производства такого количества энергии при сжатии оболочки звезды к изотермическому ядру с массой $\sim 1.2 M_{\odot}$ при радиусе $\sim 0.03 R_{\odot}$ достаточно, чтобы масса оболочки составляла всего лишь $0.02 M_{\odot}$.

Таким образом, есть основания считать, что в ядрах планетарных туманностей не действуют обычные источники звездной энергии. Их «выключение» должно быть связано с отделением туманности, т. е. потерей звездой части массы.

Из трех рассмотренных ранее механизмов отделения планетарной туманности, по-видимому, следует предпочесть единовременный сброс массивной оболочки, свободный от многих трудностей, присущих гипотезам постепенного накопления вещества в окрестностях звезды — предшественника планетарной туманности и ее ядра.

С учетом этих предварительных замечаний, процесс образования туманности можно представить следующим образом: допустим, что светимость в недрах звезды, на внутренней границе ее оболочки, возрастает. Оболочка соответственно расширяется до некоторого предельного радиуса, отвечающего максимуму светимости. Если к этому моменту скорость

внешних слоев оболочки окажется больше местной скорости отрыва, то часть ее будет сброшена в виде эмбриональной планетарной туманности. Звезда, потерявшая часть своей массы, уже не может сохранить ядерные источники энергии, начинает сжиматься и светиться за счет гравитационного сжатия.

Требование малости реликтовых скоростей расширения планетарных туманностей налагает определенные условия на массу, радиус и скорость увеличения светимости звезды. Подробное исследование этих взаимосвязей возможно только на моделях конкретных нестационарных звезд. Этому будет посвящена наша следующая работа. Однако уже можно высказать предположения насчет вероятных общих свойств звезд — предшественников планетарных туманностей и причин, вызывающих постулированные нами колебания светимости.

Согласно современным представлениям, поздние стадии эволюции звезд умеренных масс характеризуются возникновением двойного слоевого источника энергии. Водородный и, особенно, гелиевый слоевые источники — нестационарны. Согласно расчетам [32], развитый гелиевый слоевой источник подвержен кратковременным колебаниям, при которых энерговыделение может возрастать более чем на порядок величины за время в несколько десятков лет. Существенно, что в эпохи вспышек гелиевого слоевого источника подавляется энерговыделение в водородном слоевом источнике. Тем самым создаются благоприятные условия как для отделения оболочки звезды, так и для последующей деградации ядерных источников энергии.

Если в процессе гравитационного сжатия ядра планетарной туманности ядерные источники в нем все же восстановятся, то звезда стабилизируется, вновь превратится в красный гигант, и отделение оболочки сможет повториться. При условии, что все это произойдет менее чем за 20 000 лет, возникнет двухоболочечная планетарная туманность, малое число которых мы наблюдаем в действительности.

Еще одной важной особенностью предлагаемого механизма образования планетарной туманности является неизбежность выпадания на ее ядро некоторой доли первоначально отделившейся оболочки. Это происходит вследствие малости скорости отделения и того, что последующее расширение новорожденной туманности под действием внутреннего давления должно происходить в обе стороны по радиусу. Возникающая аккреция способна объяснить природу сложных эмиссионно-абсорбционных спектров ядер молодых планетарных туманностей (см. [33]) и породить разнообразные высокоэнергетические процессы вблизи поверхности ядер.

ON THE ORIGIN OF PLANETARY NEBULAE

L. S. Pilyugin, G. S. Khromov

The basic well-established data on the planetary nebulae and their nuclei together with the data on their evolution are used to revise the problem of their origin. It is shown that the empirics does contradict the popular theoretical schemes of the formation of the planetary nebulae by means of the long-term mass loss from the central stars, or by the series of minor ejections from them. The more realistic one is the hypothesis of the one-time single ejection of the massive nebula. Such an ejection may happen in the "ballistic" way at one of the short powerful flares of the helium shell source in the evolved red giant of the moderate mass, or on another non-stationary evolutionary stage. The ejection of part of the stellar envelope as the embryonic planetary nebula results in the degradation of the thermonuclear energy sources in the star. The star, being transformed into the nuclei of the young planetary nebula, keeps up its radiation by the gravitational contraction of the residual low-massive envelope to its internal isothermic core.

ЛИТЕРАТУРА

1. Г. С. Хромов, *Астрон. ж.*, 53, 1202, 1976.
2. В. С. Ишениник, *ДАН СССР*, 131, 1287, 1960.
3. Л. С. Пилугин, Г. С. Хромов, *Астрон. ж.*, 56, 237, 1979.
4. Г. С. Хромов, *Астрофизика*, 15, 445, 1979.
5. G. O. Abell, *Ap. J.*, 144, 259, 1966.
6. M. J. Seaton, *M. N.*, 132, 113, 1966.
7. C. R. O'Dell, *Ap. J.*, 138, 67, 1963.
8. A. Acker, in "Planetary Nebulae", ed. Y. Terzian, Dordrecht—Boston, 1978, p.209.
9. М. Н. Куоса, Г. С. Хромов, *Астрофизика*, 15, 105, 1979.
10. Г. С. Хромов, *Астрофизика*, 15, 269, 1979.
11. D. Crampton, J. Grigar, L. Kohoutek, R. Viotti, *Astrophys. Lett.*, 6, 5, 1970.
12. F. Ciatti, A. Mammano, *Astron. Astrophys.*, 38, 435, 1975.
13. B. Zuckermann, in "Planetary Nebulae". ed. Y. Terzian, Dordrecht—Boston, 1978, 305.
14. И. С. Шкловский, *Астрон. ж.*, 33, 315, 1956.
15. С. А. Каплан, И. А. Климишин, *Астрон. ж.*, 36, 410, 1959.
16. S. Sakashita, Y. Tanaka, *Progr. of Theor. Phys.*, 27, 127, 1962.
17. D. E. Osterbrock, in "Stellar Evolution" N. Y. Plenum Press, 1966, p. 381.
18. R. Harm, M. Schwarzschild, *Ap. J.*, 150, 961, 1967.
19. D. J. Faulkner, *Ap. J.*, 162, 513, 1970.
20. A. Finzi, R. A. Wolf, *Astron. Astrophys.*, 11, 418, 1971.
21. G. S. Kutter, W. A. Sparks, *Ap. J.*, 192, 447, 1974.
22. P. E. Stry, *Ap. J.*, 196, 559, 1974.
23. L. B. Lusy, *A. J.*, 72, 813, 1967.

24. *I. W. Roxburgh*, *Nature*, **215**, 838, 1967.
25. *B. Paczynski, J. Ziolkowski*, *Acta Astronomica*, **18**, 255, 1968.
26. *D. A. Keely*, *Ap. J.*, **161**, 657, 1970.
27. *R. Smith, W. Rose*, *Ap. J.*, **176**, 395, 1972.
28. *P. R. Wood*, *Ap. J.*, **190**, 606, 1974.
29. *С. А. Каплан, С. Б. Пикельнер*, *Межзвездная среда*, ГИФМЛ, М., 1963.
30. *G. Abell, P. Goldreich*, *P. A. S. P.*, **78**, 232, 1966.
31. *Р. Тейлер*, *Строение и эволюция звезд*, Мир, М., 1973.
32. *R. Härm, M. Schwarzschild*, *Ap. J.*, **200**, 324, 1975.
33. *Г. С. Хромов*, *Письма АЖ*, **5**, 195, 1979.

АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 17

ФЕВРАЛЬ, 1981

ВЫПУСК 1

УДК 52.3/-7

КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ

ОБ ОДНОЙ ОСОБЕННОСТИ РЕШЕНИЯ ЗАДАЧ КОНСЕРВАТИВНОГО АНИЗОТРОПНОГО РАССЕЯНИЯ

1. *Введение.* Линейно-анизотропное рассеяние с индикатрисой

$$x(\gamma) = 1 + x_1 \cos \gamma \quad (1)$$

зачастую может служить хорошим приближением к реальному закону рассеяния, достаточно правильно отражая при этом свойства решений задач анизотропного рассеяния. В качестве примера такого рода укажем на предложенную В. А. Амбарцумяном [1] интерпретацию закона рассеяния Ламберта, гласящего о независимости отражательной способности «белой поверхности» от направлений. Рассматривая функцию отражения от полубесконечной среды при законе рассеяния (1) в консервативном случае $\lambda = 1$, В. А. Амбарцумян показал, что, усредненная по азимуту, она в точности совпадает с функцией отражения при изотропном рассеянии. Последняя же удовлетворительно объясняет закон Ламберта.

Усредненная по азимуту индикатриса (2) представима в виде [2]:

$$p(\eta, \zeta) = 1 + x_1 \eta \zeta, \quad (2)$$

где η и ζ обозначают косинусы углов, отсчитываемых от нормали к границе плоского слоя. При этом функция

$$K(\eta, \zeta) = \varphi_0(\eta) + x_1 \varphi_1(\eta) \zeta, \quad (3)$$

обобщающая φ функцию Амбарцумяна изотропного рассеяния, в консервативном случае оказывается тождественно совпадающей с последней [1]

$$\varphi_0(\eta) \equiv \varphi(\eta), \quad \varphi_1(\eta) \equiv 0, \quad i = 1. \quad (4)$$

Фактически, отмеченное В. А. Амбарцумяном свойство независимости функции отражения $R(\eta, \zeta)$ от вытянутости индикатрисы x_1 для консервативных сред является следствием свойства (4) — независимости функции $K(\eta, \zeta)$ от коэффициента x_1 при $\lambda = 1$.

Величину $(i/2)K(\eta, \zeta)$ можно интерпретировать как вероятность того, что квант, поглощенный на границе полубесконечной среды (в направлении ζ), выйдет из нее в направлении η . В известном смысле величина $R(\eta, \zeta)$ является ее обобщением: в изотропном случае $(i/2)\varphi(\eta) = R(\eta, 0)$.

Зададимся вопросом о наиболее общей по постановке задаче, решение которой обладает указанной особенностью — независимостью от степени вытянутости индикатрисы x_1 . Имеется в виду, понятно, случай консервативного рассеяния, а интересующие нас величины подразумеваются усредненными по азимутальному углу. Множество явных и неявных примеров независимости решений от x_1 содержится в книге В. В. Соболева [3].

В данной заметке мы покажем, что, в общем случае, свойством независимости от x_1 обладает функция, равная сумме угловых распределений излучений, выходящих с обеих границ плоскопараллельного однородного слоя любой оптической толщины при произвольном распределении в нем первичных источников. Под первичными источниками мы понимаем как поглощенные, так и летящие в разных направлениях внутри слоя и на границах первичные кванты. Мы обсудим также случай индикатрисы более общего вида (9), а также другие азимутальные гармоники решений (п. 5).

2. *Полубесконечная среда.* В работе [4] введено понятие оператора инвариантности \bar{G} , на основе которого построен математический аппарат, позволяющий непосредственно получать решения задач о выходящем из среды излучении при различных первичных источниках. Оператор \bar{G} описывает то изменение в распределении выходящего излучения, которое происходит при добавлении к среде бесконечно тонкого слоя.

В [4] же показано, что решение всякой задачи о выходящем излучении однозначно определяется заданием оператора \bar{G} . Последний для линейных задач является линейным интегральным оператором, ядро которого выражается через обобщенную функцию Амбарцумяна. Например, для полубесконечной среды при анизотропном рассеянии оно имеет вид:

$$G(\eta, \zeta) = \frac{\delta(\eta - \zeta)}{\tau} - \frac{\lambda}{2} \frac{K(\eta, \zeta)}{\zeta}. \quad (5)$$

Поскольку в консервативном случае функция $K(\eta, \zeta)$ для линейно-анизотропного рассеяния совпадает с функцией $\varphi(\eta)$ для изотропного рас-

сеяния, то отсюда следует, что решение произвольной консервативной задачи о выходящем из полубесконечной среды излучении при линейно-анизотропном рассеянии в точности совпадает с решением той же задачи при изотропном рассеянии.

3. *Слой конечной толщины.* Как отмечено в работах автора [5, 6], для произвольного распределения первичных источников, распределение $j^{\pm}(\eta)$ излучения, выходящего с одной или другой границы слоя толщины τ_0 , связано с распределением излучения $J^{\pm}(\eta)$, выходящего через границу полубесконечной среды, при том же или обратном распределении первичных источников в пограничном слое толщиной τ_0 , уравнениями

$$\begin{aligned} J^+(\eta) &= j^+(\eta) + \int_0^1 Z(\tau_0, \eta, \mu) j^-(\mu) d\mu, \\ J^-(\eta) &= j^-(\eta) + \int_0^1 Z(\tau_0, \eta, \mu) j^+(\mu) d\mu. \end{aligned} \quad (6)$$

Здесь $Z(\tau, \eta, \mu)$ — поверхностная функция Грина полубесконечной среды — вероятность того, что квант, летящий на глубине τ в глубь среды в направлении μ , выйдет через границу среды в направлении η .

Складывая уравнения (6) друг с другом, находим

$$S(\eta) = s(\eta) + \int_0^1 Z(\tau_0, \eta, \mu) s(\mu) d\mu, \quad (7)$$

где обозначено $S = J^+ + J^-$, $s = j^+ + j^-$.

Поскольку заданием характеристик Z и S полубесконечной среды из уравнения (7) однозначно определяется и величина $s(\eta)$ для слоя толщины τ_0 , то из сформулированного в предыдущем пункте для полубесконечной среды правила вытекает более общее правило для слоя произвольной толщины: в консервативном случае, при любых первичных источниках, суммарное распределение излучений $s(\eta) = j^+(\eta) + j^-(\eta)$, выходящих с обеих границ слоя, при линейно-анизотропном рассеянии совпадает с таковым для изотропного рассеяния.

Следует отметить, что аналогичное заключение для разности этих величин $h(\eta) = j^+(\eta) - j^-(\eta)$ из уравнений (6) сделать нельзя, поскольку соответствующее уравнение, следующее из (6) вычитанием,

$$H(\eta) = h(\eta) - \int_0^1 Z(\tau_0, \eta, \mu) h(\mu) d\mu, \quad (8)$$

при $\lambda = 1$ вырождается, коль скоро при этом норма оператора \hat{Z} обращается в 1. Иначе имела бы место независимость от x_1 величин $j^+(\eta)$ и $j^-(\eta)$ в отдельности, однако рассмотрение простейшего примера отражения и пропускания тонким слоем показывает, что это не так.

4. *Среднее число рассеяний.* Уравнение (7) справедливо для произвольного значения аргумента η , а не только $\eta \leq 1$, в частности, и при $\eta \rightarrow \infty$. В этом случае величина $s(\infty)$ дает нам решение задачи о среднем числе рассеяний кванта в слое при заданных первичных источниках (безотносительно к тому, с какой границы выходит квант). Кстати, можно показать, что, при любом λ , $h(\infty) = 0$. Мы приходим к замечательному выводу: среднее число рассеяний кванта в слое конечной толщины при консервативном линейно-анизотропном рассеянии равно среднему числу рассеяний кванта при консервативном изотропном рассеянии.

5. *Общие заключения.* Итак, мы доказали следующее правило для консервативно рассеивающего слоя конечной оптической толщины: при любом распределении первичных источников усредненная по азимуту сумма угловых распределений излучений, выходящих с обеих границ слоя, при линейно-анизотропном рассеянии совпадает с таковой для изотропного рассеяния. Другими словами, эта сумма не зависит от степени вытянутости индикатрисы x_1 . Можно показать, что в последней формулировке правило действует и в более общем случае произвольной индикатрисы, представимой в виде конечного ряда по полиномам Лежандра:

$$p(\eta, \zeta) = \sum_{i=0}^n x_i P_i(\eta) P_i(\zeta). \quad (9)$$

Возникает вопрос, является ли независимость $s(\eta)$ от x_1 отличительной особенностью только этого коэффициента, или аналогичное правило может быть верным и для других коэффициентов x_r разложения (9)?

Можно доказать следующее общее правило: независимость $s(\eta)$ от значения коэффициента x_r (r фиксировано) имеет место только в том случае, когда предыдущий коэффициент x_{r-1} удовлетворяет условию

$$\lambda x_{r-1} = 2r - 1. \quad (10)$$

Однако, поскольку $\lambda \leq 1$ и, как известно, имеет место неравенство [3]: $x_i < 2i + 1$ при всех $i > 0$, то условие (10) не может выполняться ни для какого r , за исключением $r = 1$. И в этом случае равенство (10), $\lambda x_0 = 1$, может достигаться только при $\lambda = 1$, так как, независимо от значения λ , согласно условию нормировки индикатрисы, $x_0 = 1$.

Итак, правило независимости справедливо только относительно коэффициента x_1 при $\lambda = 1$. Впрочем, в задачах о диффузии нейтронов, где величина λ , имеющая смысл среднего числа генерируемых частиц при одном акте рассеяния, может принимать значения $\lambda > 1$, условие (10) может быть удовлетворено. Тогда и решение задачи будет независимым от значения соответствующего коэффициента x_r , но только не x_1 .

До сих пор речь шла о величинах, усредненных по азимуту, то есть, о нулевой гармонике $s^0(\eta)$. Аналогичное правило справедливо для произвольной азимутальной гармоники: величина $s^m(\eta)$ не будет зависеть от коэффициента x_r в разложении
$$p^m(\eta, \zeta) = \sum_{i=m}^{\infty} x_i \frac{(i-m)!}{(i+m)!} P_i^m(\eta) P_i^m(\zeta)$$
 опять же при условии (10), но для $r > m$. При $r < m$, для всех λ вообще, s^m не зависит от x_r , а при $r = m$ ($m \neq 0$) эта зависимость обязательно имеет место.

About one Peculiarity of the Solution of Conservative Anisotropic Scattering Problems. The possible independence of the solutions of anisotropic scattering problems on the Legendre-expansion coefficients of the indicatrix is analysed.

24 июля 1980

Бюраканская астрофизическая
обсерватории

М. А. МНАЦАКАНЯН

ЛИТЕРАТУРА

1. В. А. Амбарцумян, ЖЭТФ, 13, 224, 1943.
2. В. А. Амбарцумян, Научные труды, т. I, Ереван, 1960.
3. В. В. Соболев, Рассеяние света в атмосферах планет, Наука, М., 1972.
4. М. А. Мнацаканян, Сообщ. Бюраканской обс., 50, 59, 1978.
5. М. А. Мнацаканян, ДАН СССР, 225, 1049, 1975.
6. М. А. Мнацаканян, Астрофизика, 11, 459, 1975; 16, 513, 1980.

УДК 524.7

О НАПРАВЛЕНИИ ЗАКРУЧИВАНИЯ СПИРАЛЬНЫХ РУКАВОВ ГАЛАКТИК В ДВОЙНЫХ И КРАТНЫХ СИСТЕМАХ

Существуют различные представления о направлении закручивания спиральных рукавов галактик, входящих в двойные системы. В. А. Амбарцумян [1] на основе изучения изолированных пар ярких спиралей на

картах Паломарского атласа неба обнаружил значительное преобладание систем, содержащих галактики с противоположным закручиванием рукавов. С другой стороны, Б. А. Воронцов-Вельяминов [2], рассматривая ограниченную выборку тесных пар взаимодействующих галактик и используя данные [3, 4], сделал вывод, что компоненты двойных систем с одинаковым и противоположным направлением закручивания спиральных рукавов встречаются одинаково часто. И. Д. Караченцев и Б. И. Фесенко [5] исследовали возможность предпочтительной ориентации галактик в парах на основе данных работы [6] и небольшой выборки из [7]. И. Л. Генкин [8] при анализе взаимодействующих пар с четко выраженным спиральным узором на материале [3] отметил преимущественное вращение компонентов пар в разные стороны. Однако выводы перечисленных авторов основывались на небольшом объеме выборки и, как правило, отмечались ими как неуверенные.

В настоящей работе предпринята попытка статистического подхода к рассматриваемой проблеме на основе изучения распределения угловых расстояний между соседними на небе галактиками. Используемый материал — данные Каталога ярких галактик на магнитной ленте ЭВМ М-220 [9], основанного на Морфологическом каталоге галактик Б. А. Воронцова-Вельяминова и др. [7], единственном каталоге, который содержит описания видимой структуры примерно 30 000 галактик. В результате машинной обработки каталога для дальнейшего анализа были отобраны спиральные галактики с направлением закручивания рукавов по часовой (s) или против часовой (z) стрелки, ярче 15 видимой звездной величины по всему небу до -33° по склонению. Изучались галактики, видимые плашмя или близкие к этому виду (наклоны I, II и III по МКГ). Галактики с $|b| \leq 20^\circ$ исключались из рассмотрения.

Был применен метод, подробно разработанный Б. И. Фесенко [10] и свободный от трудностей, связанных с учетом оптических пар. Он основан на сравнении чисел галактик вокруг исследуемых объектов и вокруг случайных центров и наряду с тесными парами обнаруживает также довольно широкие физические пары. Этот метод позволяет достаточно надежно определять только относительное число одиночных галактик, доля же двойных и кратных систем оценивается с большими ошибками.

В связи с этим, принадлежность выделенных спиральных галактик к видимым системам кратности ≥ 2 определялась из равенства

$$\delta = 1 - q(1) = 1 - \langle P_1(0, \theta) \rangle / \langle P_2(0, \theta) \rangle, \quad (1)$$

где $q(1)$ — вероятность того, что исследуемая галактика является одиночной. $P_1(0, \theta)$ и $P_2(0, \theta)$ — относительные частоты кругов радиуса θ вокруг фиксированных галактик и вокруг случайных центров, не содержащих галактики.

При пуассоновском распределении, в случае, когда $q(1)$ близко к 1, ошибки определяются с помощью формулы:

$$\sigma = \sqrt{2/n(0) - 2/N}, \quad (2)$$

где N — число всех кругов, а $n(0)$ — число кругов, в которых за исключением фиксированных галактик не наблюдается других галактик.

При определении функций $P_1(0, \theta)$ и $P_2(0, \theta)$ изучались распределения угловых расстояний от каждой галактики с данным направлением закручивания ветвей (s или z) до ближайшего на небе соседа — тоже спиральной галактики и учитывалось направление закручивания спиралей этого соседа. Таким образом, рассматривались не только изолированные двойные галактики, но и двойные галактики, выделяющиеся близостью компонентов среди спиральных галактик — членов физических групп и скоплений. Использование функции $P_2(0, \theta)$ позволяет статистически исключить все случайные пары.

Результаты подсчетов относительных чисел галактик $\delta(\theta)$ в зависимости от углового расстояния θ приводятся в табл. 1 для: а) пар, содержащих спиральные галактики с одинаковым направлением закручивания рукавов, и б) пар, содержащих галактики с противоположным закручиванием рукавов. Анализ таблицы позволяет сделать следующие выводы.

Среди отобранных, примерно, 4000 спиральных галактик ярче 15^m.0 с хорошо различной структурой по описаниям в МКГ $1.5 \pm 0.3\%$ образуют видимые пары, компоненты которых имеют одинаковое направление вращения, а $4.8 \pm 0.7\%$ галактик входят в пары, образованные галактиками с противоположным направлением вращения ветвей. Указанные числа получены усреднением ряда значений в точках, в которых рост функции $\delta(\theta)$ прекращается и она подвержена лишь случайным колебаниям.

Таблица 1

θ (мин. дуги)	2	4	6	8	10	12	14	16	19	21
Галактики с одинаково направленным вращением	0.007 ± 0.002	0.014 ± 0.003	0.021 ± 0.003	0.018 ± 0.003	0.012 ± 0.003	0.010 ± 0.002				
Галактики с противоположно направленным вращением	0.016 ± 0.004	0.024 ± 0.005	0.033 ± 0.006	0.037 ± 0.006	0.038 ± 0.006	0.049 ± 0.007	0.052 ± 0.007	0.050 ± 0.007	0.047 ± 0.007	0.040 ± 0.007

Так как рассматривались лишь галактики с четко определяемым направлением закручивания спиралей, то по этой причине процент галактик в физических системах получился малым. Так, например, если в данной

группе имеется только одна галактика с четко различимым спиральным узором, то такая группа выпадает из анализа, точнее, она представлена только одним членом.

Обращает на себя внимание систематическое превышение числа систем, содержащих галактики с противоположным вращением, над числом систем с галактиками, обладающими одинаковым вращением, для любых значений углового расстояния θ между исследуемой галактикой и ее ближайшим соседом.

Можно с уверенностью сделать вывод, что число видимых двойных систем, как изолированных, так и членов групп, содержащих галактики с противоположным направлением закручивания рукавов, более чем втрое превышает число систем, в которых галактики имеют одинаковое закручивание рукавов.

Авторы признательны Б. И. Фесенко за полезные советы и обсуждение результатов.

On the Direction of Coiling of Galaxy Spiral Arms in Double and Multiple Systems. The application of the statistical method for the distribution of about 4000 spiral galaxies revealed that the number of isolated visual double systems as well as group members, in which the components have opposite directions of arm coiling, is three times as high as that of pairs, in which the components have the same direction of arm coiling.

18 марта 1980

Абастуманская астрофизическая
обсерватория

Н. Г. КОГОШВИЛИ
Т. М. БОРЧХАДЗЕ

ЛИТЕРАТУРА

1. В. А. Амбарцумян, Научные труды, т. I, Ереван, 1960, стр. 326.
2. Б. А. Воронцов-Вельяминов, Астрон. цирк., 457, 1968.
3. Б. А. Воронцов-Вельяминов, Атлас и каталог взаимодействующих галактик, ч. 1, М., 1959.
4. Н. Арп, Atlas of Peculiar Galaxies, Pasadena, USA, 1966.
5. И. Д. Караченцев, Б. И. Фесенко, Астрон. ж., 52, 659, 1975.
6. И. Д. Караченцев, Сообщ. САО, 7, 3, 1972.
7. Б. А. Воронцов-Вельяминов, А. А. Красногорская, В. П. Архипова, Морфологический каталог галактик, I—IV, изд-во МГУ, М., 1962—1968.
8. И. А. Генкин, Астрометрия и небесная механика, Проблемы исследования Вселенной, вып. 7, М.—Л., 1978, стр. 324.
9. Н. Г. Когошвили, Бюлл. Абастуманской обс., 46, 160, 1975.
10. Б. И. Фесенко, Уч. зап. ЛГУ, 323, 146, 1964.

УДК 52.3/-7

МЕДЛЕННОЕ ВРАЩЕНИЕ НЕЙТРОННЫХ ЗВЕЗД
В ТЕОРИИ ТЯГОТЕНИЯ ЙОРДАНА—БРАНСА—ДИККЕ

Проблеме вращения нейтронных звезд в рамках общей теории относительности (ОТО) посвящен ряд работ [1—4]. Представляет интерес рассмотрение данного вопроса с точки зрения альтернативных теорий гравитации. Одной из них является скалярно-тензорная теория Йордана—Бранса—Дикке [5, 6]. Проблема вращения нейтронных звезд в этой теории до сих пор не рассматривалась. Настоящая статья посвящена данному вопросу. При этом используется приближение медленного вращения, при котором угловая скорость $\omega = dz/dt$ удовлетворяет условиям

$$\omega r \ll 1, \quad \omega^2 \ll M/r^3. \quad (1)$$

Первое из них означает, что линейная скорость любого элемента тела много меньше скорости света, а второе — малость центробежных сил по сравнению с силами тяготения. В (1) M — масса звезды, r — радиальная координата; здесь и далее используются единицы $c = G = 1$.

Уравнения поля в скалярно-тензорной теории имеют следующий вид [5, 6]:

$$G_{\mu\nu} = -\frac{8\pi}{\psi} T_{\mu\nu} - \frac{\sigma}{\psi^2} \left(\psi_{;\mu\nu} \psi_{;\nu\mu} - \frac{1}{2} g_{\mu\nu} \psi_{;\rho\sigma} \psi^{;\rho\sigma} \right) - \frac{1}{\psi} (\psi_{;\mu\nu} \psi^{;\nu\rho} - g_{\mu\nu} \psi^{;\rho\sigma} \psi^{;\sigma\rho}), \quad (2)$$

$$\psi^{;\rho\sigma} = \frac{8\pi}{3+2\sigma} T_{\mu}^{\mu}. \quad (3)$$

В (2), (3) ψ — скалярное поле, $g_{\mu\nu}$ — метрический тензор, $G_{\mu\nu}$ — тензор Эйнштейна, $T_{\mu\nu}$ — тензор энергии-импульса, выражающийся через давление P , плотность вещества ρ и интервал ds следующим образом:

$$T_{\mu\nu} = (P + \rho) \frac{ds}{dx^\mu} \frac{ds}{dx^\nu} - P g_{\mu\nu}. \quad (4)$$

В уравнения поля входит безразмерная константа σ . Теория Йордана—Бранса—Дикке переходит в ОТО в предельном случае $\sigma \rightarrow \infty$, $\psi = 1$. Радиоастрономические данные устанавливают ограничение $\sigma > 15$ [7].

В первом порядке по ω квадрат интервала можно записать в виде [1]

$$ds^2 = B dt^2 - A dr^2 - r^2 [d\theta^2 + \sin^2 \theta (d\varphi - \Omega dt)^2], \quad (5)$$

где функция Ω описывает «увлечение» инерциальной системы отсчета. Можно показать, что, как и в ОТО, в рассматриваемом приближении Ω зависит только от радиальной координаты r . В случае невращающейся конфигурации, то есть при $\Omega = 0$, (5) переходит в метрику сферически-симметричной системы. Уравнения (2—4) являются тогда уравнениями гидростатического равновесия [8], которые определяют в требуемом приближении функции A , B , ρ , P , ψ и другие четные по ω параметры системы. После нахождения этих параметров для определения линейной по ω функции Ω достаточно решить единственное не исчезающее недиагональное $(t\varphi)$ — уравнение в системе (2), записанное в первом порядке по ω :

$$\frac{d}{dr} \left(\frac{\psi r^4}{\sqrt{AB}} \frac{d\Omega}{dr} \right) = 16\pi (P + \rho) (\Omega - \omega) \sqrt{\frac{A}{B}} r^4. \quad (6)$$

Воспользовавшись решением Гекмана [5] для функций A , B , ψ и положив $P = \rho = C$, найдем внешнее решение уравнения (6):

$$\Omega = \frac{37}{16h^2(KM)^3} \left[\tau^p \left(\frac{2}{p} - \frac{\tau^{-2h}}{p-2h} - \frac{\tau^{2h}}{p+2h} \right) + \frac{8h^2}{p(p^2-4h^2)} \right], \quad (7)$$

$$r = \frac{4hKM}{\sqrt{\tau(\tau^{-h} - \tau^h)}}, \quad h^2 = \frac{1}{4} \frac{c(1-\tau c)}{2K^2}, \quad K = 1 + 2c, \quad p = 1/K + 1.$$

Здесь C — константа интегрирования, определяемая при решении уравнений гидростатического равновесия, а J — момент импульса, который, как можно показать, в скалярно-тензорной теории приобретает следующий вид:

$$J = \left[-\frac{1}{6} \cdot \frac{\psi r^4}{\sqrt{AB}} \cdot \frac{d\Omega}{dr} \right]_{r=R} = \frac{8\pi}{3} \int_0^R r^4 (P + \rho) (\omega - \Omega) \frac{\sqrt{A}}{\psi \sqrt{B}} dr + \frac{1}{6} \int_0^R \frac{r^4}{\psi \sqrt{AB}} \frac{d\psi}{dr} \frac{d\Omega}{dr} dr, \quad (8)$$

где R — радиус конфигурации. Последний член в (8) можно интерпретировать как вклад ψ -поля в момент импульса системы. Момент инерции относительно оси вращения $I = J/\omega$ также можно представить в виде суммы $I = I_p + I_\psi$, огражающей вклады вещества и ψ -поля.

Приведем результаты численного интегрирования уравнений гидростатического равновесия и уравнения (6), описывающего вращение. При расчетах в области подъядерных плотностей использовалось уравнение состояния из [9]. При плотностях выше ядерной применялись уравнения состояния из работ [10] (С) и [11] (ИН). На рис. 1 изображена зависи-

мость относительных вкладов ψ -поля в момент инерции (I_ψ/I) от логарифма центральной плотности конфигурации для различных значений параметра σ . При $\sigma = 60$ вклад ψ -поля очень мал. Параметры конфигураций для такого большого значения σ практически не отличаются от результатов ОТО.

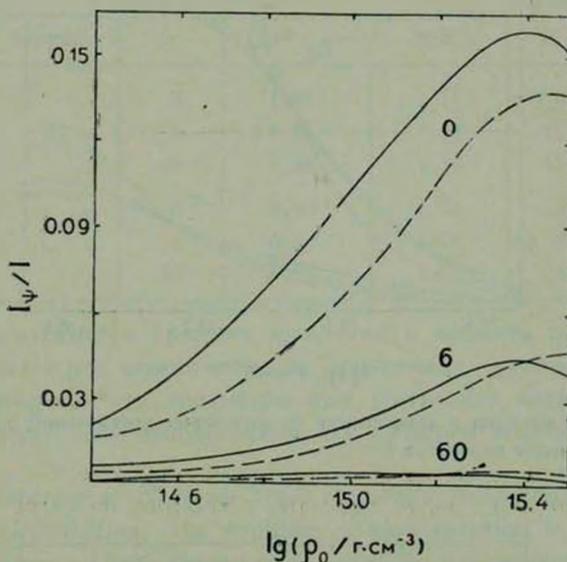


Рис. 1. Относительные вклады ψ -поля в момент инерции. Числа у кривых указывают значения параметра σ . Сплошные и пунктирные линии отвечают уравнениям состояния ИН [11] и С [10] соответственно.

На рис. 2 представлены зависимости моментов инерции от логарифма центральной плотности. Прямые а), б) соответствуют оценкам момента инерции PSR 0532 [4]. а) $I > 1.0 \cdot 10^{45}$ г см², б) $I > 1.8 \cdot 10^{45}$ г см², которые получены из анализа энергетического баланса в Крабовидной туманности. Как видно из рис. 2, ни одна конфигурация, рассчитанная по уравнению состояния С [10], не удовлетворяет обеим оценкам. Уравнение состояния ИН [11], более «жесткое» по сравнению с С [10], приводит к конфигурациям, удовлетворяющим оценке а) при любых значениях σ . Оценке же б) в этом случае удастся удовлетворить лишь при $\sigma < 5.8$.

В настоящее время для PSR 0532 измерено гравитационное красное смещение линии аннигиляции e^+e^- у поверхности пульсара. Параметр смещения $Z = B^{-1/2} - 1 = \Delta\lambda/\lambda = 0.28$ [12]. На рис. 3 изображены кривые, представляющие зависимость Z от момента инерции рассчитанных конфигураций. (Горизонтальная линия отмечает значение $Z = 0.28$).

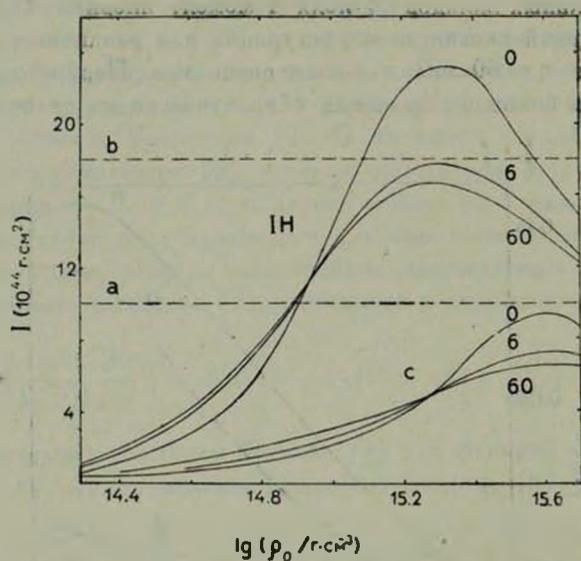


Рис. 2. Момент инерции в зависимости от логарифма центральной плотности. Цифры у кривых — значения параметра σ .

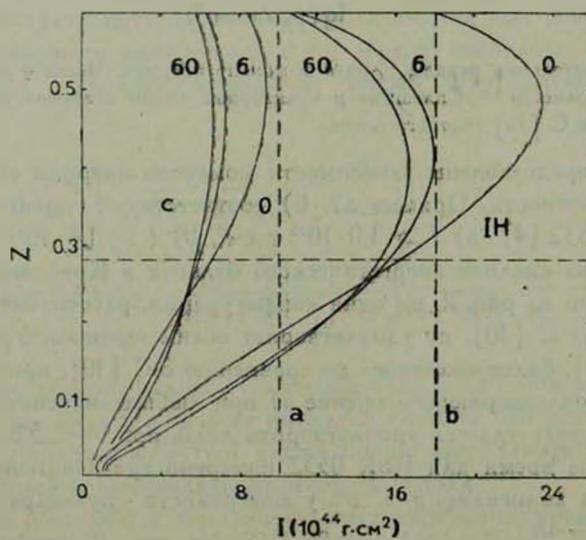


Рис. 3. Соотношение момент инерции — красное смещение на поверхности нейтронной звезды. Обозначения те же, что на рис. 2.

В табл. 1 приведены вычисленные значения параметров конфигураций для $\sigma = 0; 6; 60$ при $Z = 0.28$. Поскольку экспериментальное значение Z фиксирует величину момента инерции, оказывается, что ни один из рассматриваемых вариантов не удовлетворяет одновременно оценке б) момента инерции и оценке красного смещения.

Таблица 1

Вариант	σ	$I (10^{15} \text{ г см}^2)$	M/M_{\odot}	$R (\text{км})$
И	0	1.62	1.77	12.33
	6	1.55	1.59	11.86
	60	1.50	1.54	11,73
С	0	0.66	1.31	9.12
	6	0.60	1.18	8.76
	60	0.57	1.09	8.42

Знание параметра красного смещения и момента инерции пульсара позволяет наложить ограничения на допустимые уравнения состояния. С другой стороны, эти параметры при достаточно надежном уравнении состояния могут быть использованы для проверки теории тяготения.

Slow Rotation of Neutron Stars According to Jordan—Brans—Dicke Theory of Gravitation. The problem of slow rotation in the frame work of Jordan—Brans—Dicke theory of gravitation is considered. Equation describing the rotation of equilibrium configurations is obtained in first order approximation of angular velocity. Vacuum solution of this equation as well as the form of moment of inertia are found. The numerical results are compared with the observation data on pulsar PSR 0532 in the Crab Nebulae.

15 июня 1979

Томский политехнический
институт

В. И. РЕИЗЛИН

ЛИТЕРАТУРА

1. J. B. Hartle, Ap. J., 150, 1005, 1967.
2. Д. М. Седрадян, Э. В. Чубарян, *Астрофизика*, 4, 239, 1968.
3. В. В. Папоян, Д. М. Седрадян, Э. В. Чубарян, *Астрофизика*, 5, 415, 1969.
4. G. Börner, J. M. Cohen, Ap. J., 185, 959, 1973.
5. P. Jordan, *Schwerkraft und Weltall*, Braunschweig, 1955.
6. C. Brans, R. H. Dicke, *Phys. Rev.*, 124, 925, 1961.
7. E. B. Fomalont, R. A. Sramek, *Phys Rev. Lett.*, 36, 1475, 1976.

8. Г. С. Саакян, Равновесие конфигурации вырожденных газовых масс, Наука, М., 1972.
9. F. Ferrini, *Astrophys. Space Sci.*, **32**, 231, 1975.
10. V. R. Pandharipande, *Nucl. Phys.*, **A178**, 123, 1971.
11. H. A. Bethe, M. B. Jonson, *Nucl. Phys.*, **A230**, 1, 1974.
12. M. Leventhal, C. J. MacCallum, A. C. Watts, *Nature*, **266**, 696, 1977.

АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 17

ФЕВРАЛЬ, 1981

ВЫПУСК 1

ИЗВЕЩЕНИЯ

ОТ КОМИССИИ ПО ТЕМАТИКЕ 6-МЕТРОВОГО ТЕЛЕСКОПА

Комиссия по тематике 6-метрового телескопа сообщает, что кроме наблюдательного времени 6-метрового телескопа (БТА) Комиссия также распределяет часть наблюдательного времени еще трех телескопов: телескопа с диаметром зеркала 2.6 метра Крымской обсерватории (ЗТШ), телескопа с диаметром зеркала 2.6 метра Бюраканской обсерватории (ЗТА) и 2-метрового телескопа Шемахинской обсерватории. Заявки на наблюдательное время всех четырех телескопов рассматриваются комиссией два раза в год. Заявки на первое полугодие должны быть представлены в КТШТ до 1 октября, на второе полугодие — до 1 апреля.

Каждая заявка должна содержать следующие пункты:

1. Название программы.
2. Краткое содержание наблюдательной проблемы.
3. Метод наблюдений.
4. Ожидаемые результаты.
5. Аргументация причин использования БТА или другого крупного телескопа.
7. Необходимое число ночей, сезон наблюдений, фаза Луны.
8. Используемая аппаратура, фотоматериалы.
9. Фамилии ответственного заявителя и других наблюдателей, название института (обсерватории).
10. Отчет о результатах предыдущих наблюдений по этой теме с указанием публикаций.

Заявки, подписанные директором учреждения, следует направлять по

адресу:

13—31

357140, Ставропольский край, Зеленчукский район, поселок Нижний Архыз, САО АН СССР, ученому секретарю КТШТ И. Д. Караченцеву.

При публикации результатов наблюдений на БТА комиссия рекомендует указывать номера негативов, спектрограмм и других первичных наблюдательных материалов согласно их текущей архивной нумерации, которая ведется в САО АН СССР.

По истечении двух лет с момента наблюдений первичные наблюдательные материалы должны быть возвращены на хранение в Архив БТА. САО АН СССР обеспечивает сохранность наблюдательных материалов, а также условия для работы с ними приезжим астрономам.

Необходимо представлять в библиотеку САО АН СССР и в библиотеку Астрономического совета АН СССР по два экземпляра отпечатков работ, выполненных с помощью 6-метрового телескопа.

CONTENTS

ISOLATED TRIPLETS OF GALAXIES. NEW RADIAL VELOCITIES	5
<i>I. D. Karachentsev, V. E. Karachentseva</i>	
SPECTROPHOTOMETRY OF THE CENTRAL REGION OF THE GALAXY MARKARIAN 290	19
<i>I. I. Pronik, L. P. Metik</i>	
POLARIZATION AND PHOTOMETRIC INVESTIGATION OF THE PECULIAR GALAXY NGC 3718	35
<i>V. A. Hagen-Thorn, I. I. Popov, V. A. Yakovleva</i>	
PHYSICAL CONDITIONS IN THE NUCLEI OF THE EMISSION-LINE GALAXIES	43
<i>G. T. Petrov, I. M. Yankulova, V. K. Golev</i>	
THE MEAN SURFACE BRIGHTNESS OF THE SINGLE AND DOUBLE GALAXIES	53
<i>M. A. Arakelian, A. P. Mahtessian</i>	
THE FUNCTION OF THE DISTRIBUTION OF NUMBERS OF FAINT GALAXIES	61
<i>L. M. Fessenko</i>	
FLARE STARS IN PLEIADES. VI	71
<i>L. V. Mirzoyan, H. S. Ghavushian, G. B. Ohanian, V. V. Hambarian, A. T. Gharibjanian, N. D. Melikian, R. Sh. Natsvlishvili</i>	
A PHENOMENOLOGICAL MODEL OF THE ANTIFLARE STAR RZ PSC	87
<i>A. F. Pugach</i>	
POLARIZATION OF RADIATION SCATTERED BY AN INHOMOGENEOUS ATMOSPHERE	97
<i>V. M. Loskutov, V. V. Sobolev</i>	
THE RADIATIVE PRESSURE IN SPECTRAL LINES IN THE MEDIUM WITH AXIAL-SYMMETRIC SUPERSONIC MOTIONS. III. GAS AND DUST SYSTEMS WITH LARGE-SCALE RADIATIVE COUPLING	109
<i>V. P. Grinin</i>	
THE THERMALIZATION LENGTH OF RESONANCE RADIATION WITH PARTIAL FREQUENCY REDISTRIBUTION	125
<i>M. M. Basko</i>	
ON COHERENT PROPERTIES OF ROTATING STAR RADIATION	141
<i>A. V. Manjos, S. V. Khmil'</i>	
THE FIELD OF RADIATION IN A PLANE ATMOSPHERE WITH ANISOTROPIC SCATTERING. AN INVARIANCE RELATION	155
<i>E. G. Yanovitskij</i>	
ON THE ORIGIN OF PLANETARY NEBULAE	167
<i>L. S. Pilyugin, G. S. Khromov</i>	
NOTICES	
ABOUT ONE PECULIARITY OF THE SOLUTION OF CONSERVATIVE ANISOTROPIC SCATTERING PROBLEMS	179
<i>M. A. Mnatsakanian</i>	
ON THE DIRECTION OF COILING OF GALAXY SPIRAL ARMS IN DOUBLE AND MULTIPLE SYSTEMS	183
<i>N. G. Kogoshvili, T. M. Borchkhadze</i>	
SLOW ROTATION OF NEUTRON STARS ACCORDING TO JORDAN-BRANS-DICKE THEORY OF GRAVITATION	187
<i>V. I. Reislín</i>	
FROM THE COMMISSION ON THE THEME OF THE 6-METER TELESCOPE	193

СОДЕРЖАНИЕ (Продолжение)

ПОЛЕ ИЗЛУЧЕНИЯ В ПЛОСКОЙ АТМОСФЕРЕ ПРИ АНИЗОТРОПНОМ РАССЕЯНИИ. СООТНОШЕНИЕ ИНВАРИАНТНОСТИ	<i>Э. Г. Яновцкий</i> 155
К ВОПРОСУ О ПРОИСХОЖДЕНИИ ПЛАНЕТАРНЫХ ТУМАННОСТЕЙ.	<i>Л. С. Пилюгин, Г. С. Хромов</i> 167
КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ	
ОБ ОДНОЙ ОСОБЕННОСТИ РЕШЕНИЯ ЗАДАЧ КОНСЕРВАТИВНОГО АНИЗОТРОПНОГО РАССЕЯНИЯ	<i>М. А. Мнацаканян</i> 179
О НАПРАВЛЕНИИ ЗАКРУЧИВАНИЯ СПИРАЛЬНЫХ РУКАВОВ ГАЛАКТИК В ДВОЙНЫХ И КРАТНЫХ СИСТЕМАХ	<i>Н. Г. Когошвили, Т. М. Борчхадзе</i> 183
МЕДЛЕННОЕ ВРАЩЕНИЕ НЕЙТРОННЫХ ЗВЕЗД В ТЕОРИИ ТЯГОТЕНИЯ ЙОРДАНА- БРАНСА-ДИККЕ	<i>В. И. Рейзлин</i> 187
ИЗВЕЩЕНИЯ	
ОТ КОМИССИИ ПО ТЕМАТИКЕ 6-М ТЕЛЕСКОПА	193