

ԱՍՏՐՈՖԻԶԻԿԱ

ТОМ 19

ФЕВРАЛЬ, 1983

ВЫПУСК 1

УЗКОПОЛОСНАЯ ФОТОМЕТРИЯ НОРМАЛЬНЫХ И СЕЙФЕРТОВСКИХ ГАЛАКТИК	<i>В. Т. Дорошенко, В. Ю. Теремин</i>	5
ГАЗ В ЯДРЕ СЕЙФЕРТОВСКОЙ ГАЛАКТИКИ NGC 4151	<i>В. И. Проник, И. С. Балинская</i>	17
ВТОРОЙ БЮРАКАНСКИЙ СПЕКТРАЛЬНЫЙ ОБЗОР НЕБА. I. КВАЗИ-ЗВЕЗДНЫЕ И СЕЙФЕРТОВСКИЕ ОБЪЕКТЫ	<i>Б. Е. Маркарян, В. А. Липовецкий, Дж. А. Степанян</i>	29
СПЕКТРОФОТОМЕТРИЧЕСКОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ИРРЕГУЛЯРНОЙ ГАЛАКТИКИ NGC 2814	<i>Н. К. Андрасян</i>	45
ОТНОСИТЕЛЬНЫЕ ИНТЕНСИВНОСТИ ВОДОРОДНЫХ ЛИНИЙ В СПЕКТРАХ КВАЗАРОВ И ЯДЕР СЕЙФЕРТОВСКИХ ГАЛАКТИК	<i>Н. А. Катышева</i>	55
ЭЛЛИПТИЧЕСКИЕ ЗВЕЗДНЫЕ ДИСКИ: РАВНОВЕСНЫЕ РЕШЕНИЯ ПРИ НАЛИЧИИ ГАЛО И В ПАРАХ	<i>Г. С. Бисковатый-Коган</i>	65
ПЕРЕНОС УГЛОВОГО МОМЕНТА В ГАЛАКТИЧЕСКОМ ДИСКЕ ПРИ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ ОБЛАКОВ МЕЖЗВЕЗДНОГО ГАЗА	<i>В. Г. Горбачкий, В. М. Сербин</i>	79
О ВЫПАДЕНИИ НА ГАЛАКТИКУ ГАЗА ИЗ СКОПЛЕНИЯ	<i>Е. В. Волков, Л. Н. Иванов</i>	91
ГЕОМЕТРИЧЕСКИЙ АНАЛИЗ КАТАЛОГОВ ГАЛАКТИК	<i>Ш. А. Гусерман, А. Г. Дорошкевич, Э. В. Коток, С. Ф. Шандарин</i>	97
ВРЕМЯ РАСПАДА ТРОЙНЫХ СИСТЕМ	<i>Т. А. Аветян, Ж. П. Аносова, В. В. Орлов</i>	111
СВЕТИМОСТИ И ДРУГИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ЗВЕЗД С ШИРОКИМИ ЛИНИЯМИ H I В СКОПЛЕНИИ ТУМАННОСТИ ОРИОНА	<i>Т. Е. Дервиз</i>	119
ПОЛЯРИЗАЦИОННЫЕ НАБЛЮДЕНИЯ ТУМАННОСТИ M 20 С ФИЛЬТРАМИ	<i>Н. В. Воцинников</i>	127

(Продолжение на 4-й странице обложки)

Е Р Е В А Н

Խ Մ Ր Պ Ր Ի Կ Մ Ա Կ ՈՒ Ե Գ Ի Մ

Գ. Ս. Բիսնովատի-Կոզան, Ա. Ա. Բոչարշով, Վ. Գ. Գորրազկի, Հ. Մ. Թովմաշան,
Ի. Մ. Կոպիրով, Վ. Հ. Համարձումյան (գլխավոր խմբագիր), Բ. Ե. Մարգարյան,
Լ. Վ. Միրզոյան (գլխ. խմբագրի տեղակալ), Գ. Ս. Սահակյան, Լ. Ի. Սեդով,
Վ. Վ. Սոբոլև (գլխ. խմբագրի տեղակալ), Ա. Տ. Զալոլյան (պատ. Ժառանգորդ)

Редакционная коллегия

В. А. Амбарцумян (главный редактор), Г. С. Бисноватый-Коган, А. А. Боярчук,
В. Г. Горбачкий, А. Т. Каллоглян (ответственный секретарь), И. М. Копылов,
Б. Е. Маркарян, Л. В. Мирзоян (зам. главного редактора), Г. С. Саакян,
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 предназначается для научных работников, аспирантов и студентов старших курсов.

Журнал выходит 4 раза в год, цена одного номера 1 р. 40 к., подписная плата за год 5 р. 60 к. Подписку можно произвести во всех отделениях Союзпечати, а за границей через агентство «Международная книга», Москва, 200.

«ԱՍՏՐՈՖԻԶԻԿԱ»-ն գիտական ճանրին է, որը հրատարակվում է Հայկական ՍՍՀ Գիտությունների ակադեմիայի կողմից: Հանդեսը ազգային է ինքնատիպ հոդվածներ աստղերի ֆիզիկայի, միգամածությունների ու միաստղային միջավայրի ֆիզիկայի, աստղաբաշխությունների և արտագալակտիկական աստղափռությունների, ինչպես նաև աստղաֆիզիկային սանմանակից բնագավառների գծով:

Հանդեսը նախատեսված է գիտական աշխատակիցների, ասպիրանտների և բարձր կուրսերի ուսանողների համար:

Հանդեսը լայն է տեսնում առհեկան 4 անգամ, 1 համարի արժեքն է 1 ա. 40 կ., բաժանողները 5 ա., 60 կ. մեկ տարվա համար: Բաժանողագրվել կարելի է «Սոյուզպեչատ»-ի բոլոր բաժանմունքներում, իսկ արտասահմանում՝ «Մեծ հունարոգնայա կնիգա» գործակալության միջոցով, Մոսկվա, 200.

УДК 524.7.822

УЗКОПОЛОСНАЯ ФОТОМЕТРИЯ НОРМАЛЬНЫХ
И СЕЙФЕРТОВСКИХ ГАЛАКТИК

В. Т. ДОРОШЕНКО, В. Ю. ТЕРЕБИЖ

Поступила 2 июля 1982

Принята к печати 6 ноября 1982

Представлены результаты фотозлектрической фотометрии с разрешением 50—100 Å и одновременной *UBVR*-фотометрии 25 галактик, в том числе 22 объектов сейфертовского типа. Отмечена переменность распределения энергии в непрерывном спектре ядер галактик NGC 4151 и Mкп 279. В области $\lambda \leq 4000$ Å для объектов типа Sy 1 наблюдается избыток потока в континууме по сравнению со степенным спектром. Интенсивности линий водорода в спектре ядра NGC 7469 линейно растут с увеличением потока в континууме, в то время как интенсивности запрещенных линий остаются неизменными.

1. *Введение.* В течение 1976—1980 гг. на 125-см рефлекторе Южной станции ГАИШ проводилась узкополосная фотозлектрическая фотометрия галактик при помощи двухканального спектрофотометра [1], установленного в касегреновском фокусе телескопа. В настоящем сообщении представлены результаты наблюдений 3 нормальных и 22 сейфертовских галактик.

Измерения в спектральном канале с разрешением 50—100 Å сопровождалась одновременными измерениями блеска объектов в фотометрическом канале в системе *UBVR*. Узкополосные измерения потока производились в линиях $H_{\alpha} + \lambda 6584, 6548$ [N II], H_{β} и $\lambda 5007$ [O III], а также в специально выбранных для каждой галактики точках непрерывного спектра вблизи этих линий. Каждое наблюдение объекта сопровождалось наблюдением стандартных звезд. Данные о распределении энергии в спектрах этих звезд были взяты из различных источников, однако все они были приведены к калибровке α Луг, выполненной Хейесом и Латамом [2]. Список использованных спектрофотометрических стандартов дан в табл. 1, последовательные столбцы которой содержат название звезды, спектральный класс, величину *V*, показатели цвета *U—B*, *B—V*, *V—R* и ссылки на соответствующие источники данных. Измерения потока звезд в полосе *R* ранее не производились.

Таблица 1

Название звезды	Sp.	V	U-B	B-V	V-R	Литература
HD 1280	A2V	4 ^m 61	0 ^m 04	0 ^m 06	—	[3]
HD 2020	A3	8.45	0.09	0.16	0 ^m 18	[4]
HD 19445	F2	8.00	-0.24	0.47	0.52	[5]
HD 20150	A0V	4.93	0.00	0.02	—	[3]
HD 23441	B9V	6.43	-0.15	-0.02	0.04	[6]
HD 26784	F5	7.12	0.03	0.51	0.44	[7]
HD 42560	B3V	4.47	-0.66	-0.18	—	[3]
HD 86986	A1V	7.99	0.12	0.11	0.17	[8]
HD 109995	A0V	7.62	0.11	0.04	0.14	[8]
HD 216735	A0V	4.90	0.00	0.00	—	[3]

2. *Результаты.* Сведения об условиях наблюдений галактик и основные результаты измерений представлены в табл. 2, содержащей последовательно: наименование галактики, дату наблюдений, размер входной диафрагмы, спектральное разрешение, потоки в эмиссионных линиях $H_{\alpha} + [N II]$, $\lambda 5007 [O III]$ и H_{β} , а также оценки блеска в системе *UBVR*.

Для 12 галактик из нашего списка потоки в линиях ранее не измерялись. Для остальных объектов известны значения потоков [11—13], полученные в основном с апертурой 10"—15". Сопоставление этих данных с результатами наших измерений, выполненных преимущественно с апертурой 25", показывает удовлетворительное согласие (рис. 1).

Для галактик NGC 3516, NGC 4151 и Acp 120 приведены средние значения потоков в линиях и *UBVR*-величин за указанный в табл. 2 период наблюдений. В ряде случаев, помимо измерений потока в линиях, изучалось также распределение энергии в непрерывном спектре в области $\lambda 3600-7000 \text{ \AA}$. Эти данные рассматриваются ниже отдельно для каждого объекта.

NGC 3516. Согласно данным табл. 3, оценки потоков в эмиссионных линиях находятся в пределах, допустимых при постоянстве светимости галактики в этих линиях. В табл. 4 приведены средние за период декабрь 1976 г.—март 1978 г. значения потока в континууме. Заметим, что эти значения хорошо согласуются с измерениями де Брёна и Сарджента [5], приведенными к размерам использовавшейся нами диафрагмы. Как данные узкополосной фотометрии континуума, так и оценки блеска в системе *UBV* (табл. 3, 4) подтверждают известную переменность континуума.

NGC 4151. Галактика наблюдалась в 1977—78 и 80 гг. с апертурами 15" и 25" и спектральным разрешением 100 $\text{\AA}$ (табл. 4). В табл. 4 дано

Таблица 2

Галактика	Дата	A"	$\Delta\lambda$ (Å°)	$F_{\lambda} \cdot 10^{14}$ эрг/см ² с			V	B	U	R
				H α + [N II]	λ 5007 [O III]	H β				
1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11
NGC 1275	20—21.12.76	25	100	91 $\pm$ 5	154 $\pm$ 5	43.6 $\pm$ 3.6	12 ^m 83	13 ^m 60	13 ^m 54	—
NGC 2164	20—21.02.80	25	50	—	11.8 $\pm$ 0.3	6.9 $\pm$ 3.2	13.29	14.34	14.82	—
NGC 2977	20—21.02.80	25	50	—	7.5 $\pm$ 2.2	2.4 $\pm$ 2.9	13.85	14.50	14.43	—
NGC 3079	20—21.02.80	25	50	—	—	abs	13.26	14.20	14.70	—
NGC 3227	20—21.02.80	25	50	—	71.0 $\pm$ 3.8	24.6 $\pm$ 3.1	12.77	13.65	13.71	—
NGC 3516	дек. 76—март 78	25	100	245 $\pm$ 13	115 $\pm$ 5	109 $\pm$ 5	12.54	13.26	13.16	—
NGC 4051	20—21.02.80	25	100	—	51 $\pm$ 3	42.1 $\pm$ 8.4	12.95	13.69	13.63	—
NGC 4151	январь 77—февр. 80	25	100	1510 $\pm$ 164	1324 $\pm$ 90	306 $\pm$ 43	11.86	12.35	11.98	—
	январь—март 77	15	100	1545 $\pm$ 65	1490 $\pm$ 40	380 $\pm$ 18	12.16	12.59	12.16	—
	20—21.02.80	25	50	—	—	210 $\pm$ 4	11.86	12.36	11.95	—
NGC 7469	дек. 76—дек. 77	25	100	334 $\pm$ 9	85.8 $\pm$ 5.6	90.3 $\pm$ 5.6	12.88	13.41	12.99	—
Akn 120	дек. 77—январь 78	25	100	142 $\pm$ 6	22.5 $\pm$ 4.4	40.4 $\pm$ 3.0	14.02	14.57	14.08	—
	20—21.01.77	10	100	116 $\pm$ 6	35 $\pm$ 3	42 $\pm$ 3	14.42	14.81	14.19	—
	18—19.12.79	25	50	—	27.7 $\pm$ 4.9	37.9 $\pm$ 5.9	13.57	13.92	13.41	12 ^m 69
MCG 8-11-11	дек. 79—январь 80	25	50	—	57.1 $\pm$ 0.8	14.9 $\pm$ 2.4	14.22	15.08	14.82	13.12
Mkn 3	18—19.12.79	25	50	—	34.9 $\pm$ 7.0	34.5 $\pm$ 3.9	13.35	14.32	14.08	12.31
Mkn 10	18—19.12.79	25	50	—	14.1 $\pm$ 4.5	11.7 $\pm$ 2.0	14.25	14.95	14.52	13.48
	15—16.01.80	25	50	—	11.7 $\pm$ 2.8	7.2 $\pm$ 2.4	14.13	14.73	14.36	13.39

1	2	3	4	5
Mkn 79	18—19.12.79	25	50	—
	21—22.12.79	25	50	—
Mkn 279*	22—23.03.77	15	100	108 ± 4.6
	05—06.03.78	15	100	123 ± 6.8
Mkn 348	18—19.12.79	25	100	—
Mkn 530	18—19.12.79	25	100	—
Mkn 704	25—26.04.79	25	100	70.4 ± 13.6
Mkn 744	28—29.04.79	25	100	65 ± 14
Mkn 917	21—22.10.79	15	100	—
Mkn 938	18—19.12.79	25	100	—
Mkn 993	18—19.12.79	25	100	—
Mkn 1040	18—19.12.79	25	100	—
	18—19.01.80	25	50	—
Mkn 1066	18—19.01.80	25	50	—
Mkn 1073	18—19.12.79	25	50	—
	18—19.01.80	25	50	—

$$* F_{H_{\gamma}+[O.III]} = (10 \pm 3) \cdot 10^{-14} \text{ spr/cm}^2 \cdot \text{c.}$$

Таблица 2 (окончание)

6	7	8	9	10	11
38.6 $\pm$ 3.3	15.6 $\pm$ 3.1	14.33	14.94	14.66	13.24
35.8 $\pm$ 3.9	13.2 $\pm$ 5.0	13.95	14.77	14.46	13.19
11.4 $\pm$ 2.6	23.2 $\pm$ 2.3	14.21	14.66	14.07	—
14.7 $\pm$ 2.3	48.3 $\pm$ 3	14.28	14.74	14.13	—
44.3 $\pm$ 6.4	3.0 $\pm$ 4.1	14.32	15.26	—	13.51
6.1 $\pm$ 9.3	5.3 $\pm$ 8.8	13.96	14.60	—	13.05
12.1 $\pm$ 5.3	13.8 $\pm$ 4.9	14.26	14.91	14.56	13.40
—	11 $\pm$ 9	13.72	14.65	14.58	12.80
10.6 $\pm$ 2.9	0.8 $\pm$ 2.2	14.52	15.38	15.48	13.69
0.8 $\pm$ 4.4	abs.	13.71	14.38	—	13.06
10.2 $\pm$ 4.8	—	14.12	15.03	—	13.17
10.6 $\pm$ 5.6	8.2 $\pm$ 3.1	14.10	15.13	—	13.01
8.2 $\pm$ 2.4	6.2 $\pm$ 3.2	14.11	15.20	—	13.01
17.7 $\pm$ 3.6	7.1 $\pm$ 1.9	14.01	14.96	—	12.94
32.4 $\pm$ 3.9	5.9 $\pm$ 3.0	14.15	15.02	—	13.37
40.7 $\pm$ 2.7	5.3 $\pm$ 4.3	14.18	15.05	14.97	13.28

В. Т. ДОРОШЕНКО, В. Ю. ТЕРЕБИЖ

усредненное за январь-март 1977 г. распределение энергии в непрерывном спектре ($A = 15''$), а также аналогичные данные для отдельных дат наблюдений ($A = 25''$).

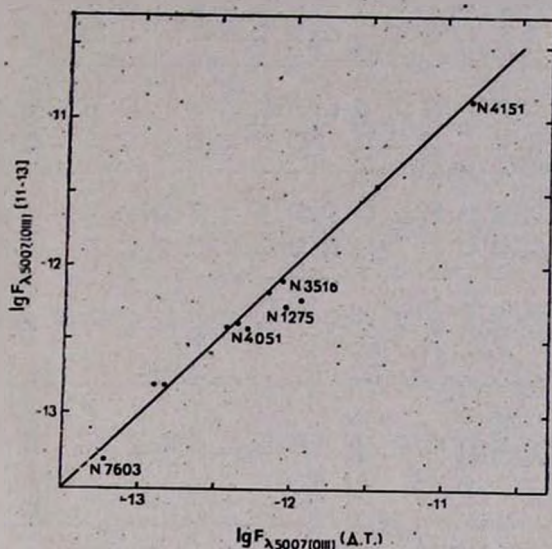


Рис. 1. Сравнение потока в линии $\lambda 5007$ [O III] по нашим данным и по данным [11—13].

Сопоставление наших данных и измерений [5] в $10''$ диафрагме (1974 г.) показывает, что общий характер континуума сохранился. Именно, в области $\lambda\lambda 4200\text{—}7200$ Å распределение энергии хорошо представляется степенной зависимостью $F_\nu \propto \nu^{-\alpha}$, однако значение спектрального индекса α испытывает колебания во времени от $\alpha=1.5$ до $\alpha=2.1$. В области $\lambda \leq 4200$ Å в спектре NGC 4151, как и в спектрах многих других галактик типа Sy 1, наблюдается подъем интенсивности по сравнению со степенным спектром. Обратим внимание, что этот подъем начинается задолго до приближения к бальмеровскому скачку.

NGC 7469. Наблюдения, охватывающие годовой интервал времени (1976—1977 гг.); выполнены со спектральным разрешением 100 Å и апертурой $25''$ (табл. 3, 4). Как в широкополосной системе *UBVR*, так и в узких спектральных полосах яркость ядра галактики возрастала в период наблюдений. Рис. 2 показывает, что потоки в линиях H_α и H_β приблизительно линейно возрастают с увеличением потока в континууме: $F_{H_\alpha} \simeq (0.89 \pm 0.19) F_{3600} + \text{const}$. Поток в линии $\lambda 5007$ [O III] оставался постоянным в пределах ошибок наблюдений.

Галактика	Дата	A"	$\delta\lambda$ (Å)	$F_{\lambda} \cdot 10^{14}$ эрг см ² с			V	B	U	R
				H α + [N II] $\lambda 5007$	[O III] $\lambda 5007$	H β				
NGC 3516	19-20.12.76	25	100	254	114	114	12 ^m 49	13 ^m 06	12 ^m 95	
	28-29.12.76	25	100	225	114	96	12.48	13.25	13.13	
	15-16.01.77	25	100	247	114	123	12.47	13.21	13.07	
	19-20.01.77	25	100	296	103	114	12.57	13.24	13.22	
	23-24.01.77	25	100	307	147	134	12.57	13.33	13.26	
	12-13.09.77	25	100	197	102	104	12.57	13.37	13.41	
	12-13.12.77	25	100	249	129	114	12.52	13.25	13.23	
	05-06.03.78	25	100	240	96	84	12.60	13.14	13.01	
NGC 7469	06-07.03.78	25	100	188	115	107	12.64	13.46	—	
	19-20.12.76	25	100	316	—	67	12.93	13.50	13.10	
	20-21.12.76	25	100	295	72	78	12.99	13.56	13.17	
	12-13.09.77	25	100	334	82	83	12.83	13.34	12.92	
	21-22.09.77	25	100	431	93	98	12.85	13.33	12.91	
	22-23.09.77	25	100	342	84	108	12.88	13.40	13.00	
	17-18.10.77	25	100	338	89	94	12.81	—	—	
	12-13.12.77	25	100	376	94	104	12.89	13.35	12.86	
Akn 120	18-19.12.76	25	100	142	15	40	14.03	14.60	14.03	
	19-20.12.76	25	100	—	—	45	—	—	—	
	20-21.12.76	25	100	159	18	36	14.06	14.61	14.11	
	15-16.01.77	25	100	140	35	49	13.94	14.51	14.05	
	20-21.01.77	25	100	129	22	32	14.05	14.57	14.13	
	20-21.01.77	10	100	116	35	42	14.42	14.81	14.19	
	18-19.12.79	25	100	—	28	38	13.57	13.92	13.41	
	18-19.12.79	25	50	—	56	11	14.42	15.24	14.91	13 ^m 26
MCG 8-11-11	21-22.12.79	25	50	—	57	14	14.17	15.04	14.74	13.00
	15-16.01.80	25	50	—	59	20	14.07	14.96	—	13.09

Таблица 4

Галактика	Дата, апертура, разрешение	$\lambda_{\text{см}}$ (А)	$\lg \nu_{\text{см}}$ (Гц)	$\lg F_{\nu}$ (эрг/см ² с Гц)
1	2	3	4	5
NGC 3516	дек. 76—март 78 $A=25''$, $\delta\lambda=100 \text{ \AA}$	6965	14.634	-24.29 ± 0.02
		6225	14.683	-24.37 ± 0.01
		5660	14.724	-24.47 ± 0.02
		5165	14.764	-24.57 ± 0.02
		4475	14.826	-24.71 ± 0.04
		4215	14.852	-24.81 ± 0.01
		3515	14.931	-24.96 ± 0.01
		7077	14.627	-24.13 ± 0.01
NGC 4151	январь—март 77 $A=15''$, $\delta\lambda=100 \text{ \AA}$	6230	14.682	-24.25 ± 0.02
		5630	14.727	-24.36 ± 0.01
		4585	14.816	-24.48 ± 0.03
		4266	14.847	-24.63 ± 0.01
		3670	14.912	-24.57 ± 0.04
		3490	14.934	-24.55 ± 0.05
		7077	14.627	-24.082 ± 0.015
		6798	14.645	-24.105 ± 0.008
	12—13.12.77 $A=25''$, $\delta\lambda=100 \text{ \AA}$	6230	14.682	-24.161 ± 0.006
		5630	14.727	-24.245 ± 0.005
		4585	14.816	-24.400 ± 0.004
		4266	14.847	-24.486 ± 0.004
		7077	14.627	-24.000 ± 0.005
		6798	14.645	-24.057 ± 0.003
		6230	14.682	-24.101 ± 0.002
		5630	14.727	-24.159 ± 0.004
	05—06.03.78 $A=25''$, $\delta\lambda=100 \text{ \AA}$	4585	14.816	-24.296 ± 0.009
		4266	14.847	-24.355 ± 0.012
		7016	14.631	-24.46 ± 0.02
		6988	14.633	-24.46 ± 0.01
NGC 7469	дек. 76—дек. 77 $A=25''$, $\delta\lambda=100 \text{ \AA}$	6742	14.648	-24.43 ± 0.01
		6442	14.668	-24.52 ± 0.01
		6132	14.689	-24.51 ± 0.01
		5195	14.761	-24.65 ± 0.02
		4740	14.801	-24.72 ± 0.01
		4430	14.831	-24.73 ± 0.01
		4218	14.852	-24.87 ± 0.01

Таблица 4 (окончание)

1	2	3	4	5
MCG 8-11-11	дек. 76—январ. 80 $A=25''$, $\lambda\lambda=50 \text{ \AA}$	6800	14.645	-24.90 ± 0.05
		6203	14.684	-25.06 ± 0.08
		5100	14.769	-25.30 ± 0.05
		4720	14.803	-25.30 ± 0.04
		3998	14.875	-25.37 ± 0.04
Mkn 279	март 77—март 78 $A=15''$, $\lambda\lambda=100 \text{ \AA}$	3625	14.918	-25.60 ± 0.07
		6863	14.641	-24.98 ± 0.05
		6212	14.684	-25.09 ± 0.03
		5652	14.724	-25.16 ± 0.02
		4562	14.818	-25.27 ± 0.01
		3980	14.877	-25.35 ± 0.01
		3883	14.888	-25.35 ± 0.01
		3610	14.919	-25.43 ± 0.02
		3495	14.934	-25.36 ± 0.02
		3400	14.946	-25.40 ± 0.02
Mkn 744	28—29.04.79 $A=25''$, $\lambda\lambda=100 \text{ \AA}$	7000	14.632	-24.74 ± 0.08
		6697	14.651	-24.81 ± 0.07
		6420	14.669	-24.86 ± 0.06
		5697	14.721	-24.96 ± 0.03
		4750	14.800	-25.14 ± 0.02
		4470	14.827	-25.27 ± 0.03
		3577	14.928	-25.54 ± 0.11

Наши измерения распределения энергии в непрерывном спектре NGC 7469 согласуются с данными [5], приведенными к диафрагме $25''$.

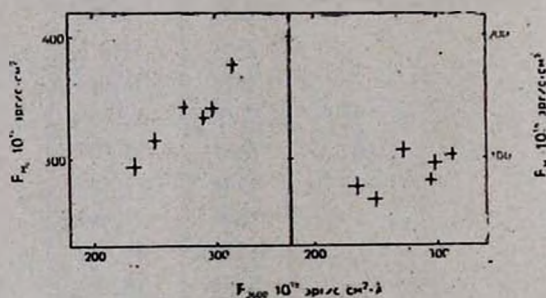


Рис. 2. Изменение потоков в линиях $H\alpha$ и $H\beta$ и в континууме в спектре NGC 7469. Спектральный индекс в области $\lambda\lambda 4200-7200 \text{ \AA}$ равен ~ 1.6 , при переходе в ультрафиолетовую область наблюдается подъем интенсивности, аналогичный таковому в спектре NGC 4151.

Akn 120. Детальное спектрофотометрическое исследование этой галактики приведено в нашей работе [9]. В табл. 3 даны значения потоков в эмиссионных линиях для отдельных дат наблюдений.

MCG 8—11—11. Наблюдения проводились в течение трех ночей в 1979—80 гг. с апертурой 25" и спектральным разрешением 50 Å (табл. 3. 4). Результаты *UBVR*-наблюдений (табл. 3) свидетельствуют о значительных колебаниях светимости ядра галактики. Спектральный индекс в области $\lambda\lambda 4200—7200$ Å по нашим данным и согласно измерениям [5] равен соответственно 2.5 и 2.7.

Mkn 279. Фотовольтрические наблюдения ($A = 15''$ и $\delta\lambda = 100$ Å) проводились в ночи с высокой прозрачностью и хорошим качеством изображений (табл. 4). Результаты наблюдений, разделенных годовым интервалом времени, совпадают в пределах ошибок. Вместе с тем, имеется существенное различие полученного распределения энергии в континууме с данными де Брёна и Сарджента [5], особенно в ультрафиолетовой области. В частности, спектральный индекс α в области $\lambda\lambda 4200—7200$ Å по данным [5] и нашим данным равен 1.2 и 1.5 соответственно. Это подтверждает сделанный нами ранее вывод [14] о спектральной переменности ядра галактики *Mkn 279*.

Mkn 744. Галактика наблюдалась 28—29.04.79 с апертурой 25" и разрешением 100 Å (табл. 4). Эмиссионные линии малоконтрастны; распределение энергии в непрерывном спектре в области $\lambda\lambda 3600—7000$ Å аппроксимируется степенной зависимостью с показателем $\alpha = 2.67 \pm 0.10$. Согласно Афанасьеву и др. [10], *Mkn 744* по многим признакам соответствует скорее классу *Sy 2*, хотя не подлежит сомнению наличие широких слабых крыльев линии H_{α} . Как и для большинства галактик типа *Sy 2*, в спектре *Mkn 744* отсутствует подъем интенсивности в области $\lambda \lesssim 4000$ Å.

3. *Заключительные замечания.* Приведенные выше данные узкополосной фотометрии подтверждают известную переменность континуума ядер галактик *NGC 3516*, *NGC 4151*, *Mkn 279*, причем для последних двух объектов отмечены существенные изменения спектрального индекса со временем. Тот факт, что интенсивности линий водорода в спектре ядра *NGC 7469* линейно растут с увеличением потока в континууме, а интенсивности запрещенных линий остаются постоянными, согласуется с моделью, предполагающей радиативный механизм ионизации газа вокруг центрального источника и наличие двух зон излучения, где образуются широкие и узкие компоненты эмиссионных линий. Аналогичная корреляция интенсивностей линий и континуума наблюдалась для сейфертовской галактики *3C 120* [14—17].

Особый интерес представляет подъем интенсивности непрерывного спектра объектов типа Sy I в области $\lambda \lesssim 4000 \text{ \AA}$ (см. также [5, 18]). По всей видимости, этот подъем обусловлен излучением области, в которой образуются широкие эмиссионные линии. На это, в частности, указывает тот известный из наблюдений факт, что амплитуда переменности блеска сейфертовских ядер максимальна в фильтре U . При такой интерпретации следует ожидать наличия тесной корреляции между интенсивностями широкой составляющей разрешенных линий и континуума в области $\lambda \lesssim 4000 \text{ \AA}$. Проверка указанного предположения, по-видимому, возможна уже при имеющихся наблюдательных данных. В этой связи следует обратить внимание на спектральную переменность объекта 3С 390.3, для которого Хекман и др. [19] обнаружили полное исчезновение широкой компоненты водородных линий за время порядка 4-х лет.

Сопоставление данных узкополосной фотометрии, приведенных в настоящей заметке, и результатов фотографических спектральных наблюдений [14] будет дано в последующей публикации.

Южная станция ГАИШ

NARROWBAND PHOTOMETRY OF NORMAL AND SEYFERT GALAXIES

V. T. DOROSHENKO, V. YU. TEREBIZH

The results of photoelectrical photometry with resolution 50—100 Å and simultaneous UBVR-photometry of 25 galaxies including 22 Seyfert objects are presented. The continuum energy distributions for the nuclei of NGC 4151 and Mkn 279 are found to be variable. The Sy 1 objects have excess of radiation in the spectral region $\lambda \lesssim 4000 \text{ \AA}$ compared with the power law spectrum. The strength of hydrogen emission lines flux in the spectrum of NGC 7469 follow closely the variations of continuum flux while the strength of the forbidden lines O III remains constant.

ЛИТЕРАТУРА

1. В. Ю. Тербиж, Труды ГАИШ (в печати).
2. D. S. Hayes, D. W. Latham, Ap. J., 197, 593, 1975.
3. В. Б. Никонов, Г. А. Терез, Изв. Крымской обл., 54, 35, 1976.
4. E. J. Wampler, Ap. J., 147, 1, 1967.
5. A. G. de Bruyn, W. L. W. Sargent, A. J., 83, 1257, 1978.
6. А. В. Харитонов, Астрон. ж., 44, 669, 1976.
7. J. B. Oke, P. S. Conti, Ap. J., 143, 134, 1966.
8. K. Kodaira, J. L. Greenstein, J. B. Oke, Ap. J., 155, 525, 1968.

9. Э. А. Дибай, В. Т. Дорошенко, В. Ю. Тербиж, Астрон. ж., 55, 937, 1978.
10. В. Л. Афанасьев, В. А. Липовецкий, А. И. Шаповалова, Астрофизика, 15, 557, 1979.
11. T. F. Adams, D. W. Weedman, Ap. J., 199, 19, 1975.
12. K. Anderson, Ap. J., 162, 743, 1970.
13. E. J. Wampler, Ap. J., 164, 1, 1971.
14. В. Т. Дорошенко, В. Ю. Тербиж, Труды ГАИШ (в печати).
15. К. К. Чуваев, Письма АЖ, 6, 323, 1980.
16. H. B. French, J. H. Miller, P.A.S.P., 92, 753, 1980.
17. J. B. Oke, A. C. S. Readhead, W. L. W. Sargent, P.A.S.P., 92, 758, 1980.
18. S. A. Grandt, M. M. Phillips, Ap. J., 239, 475, 1980.
19. T. M. Heckman, G. K. Miley, W. J. M. van Breugel, H. R. Butcher, Ap. J., 247, 403, 1981.

УДК 524.7—82—355

ГАЗ В ЯДРЕ СЕЙФЕРТОВСКОЙ ГАЛАКТИКИ NGC 4151

В. И. ПРОНИК, И. С. БАЛИНСКАЯ

Поступила 2 июля 1982

Принята к печати 6 ноября 1982

Нерасширенный спектр ядра NGC 4151, полученный нами на 6-метровом телескопе САО АН СССР, а также аналогичные наблюдения, выполненные ранее Ульрих и совсем недавно Пела и Аллонн, позволяют сделать вывод о том, что в ядре NGC 4151 имеется вращающийся газовый диск, плотность которого увеличивается к центру галактики. Размер диска $\approx 3''$. Линейная скорость вращения мало меняется с радиусом и составляет около 300 км/с. В центре диска имеется яркое газовое образование, размером меньше углового разрешения ($< 1''$), ответственное за излучение основного центрального максимума запрещенных линий ($\Delta\lambda = 4 \text{ \AA}$). Скорость газа в нем (по всей вероятности, также круговая) не превышает 100—150 км/с. Линия 3869 [Ne III] указывает на наличие вокруг ядра слабой газовой короны.

1. *Введение.* Структура и характер движения газа, находящегося вдали (более 500 пс) от ядер сейфертовских галактик, практически ничем не отличается от газа, наблюдаемого в обычных спиральных галактиках. Это — типичные диффузные туманности или обширные H II-зоны, по которым прослеживается спиральный узор, вращающийся со скоростью 100—150 км/с. По мере приближения к ядру, согласно представлениям многих авторов, должно появиться различие между газом, наблюдаемым в сейфертовских и в обычных галактиках; в частности, в окрестности сейфертовских ядер помимо вращения может иметь место радиальное движение газа (от ядра). Так, по данным Вокера [1] в NGC 1068, на расстоянии 300—500 пс от центра галактики, радиальная скорость расширения спиральной структуры сравнима со скоростью вращения. Это обстоятельство весьма существенно для понимания природы как самого ядра, так и газа, окружающего ядро. В частности, важно знать, является ли этот газ результатом эволюции звезд диска или же он выброшен из ядра, размеры которого $\ll 1 \text{ пс}$.

Совершенно очевидно, что при наличии вращения всякое радиальное перемещение газа, в силу закона сохранения вращательного момента, должно сопровождаться изменением тангенциальной скорости. В связи с этим представляет интерес любая информация, касающаяся характера и ско-

рости движения газа в непосредственной близости от ядра, на расстояниях 10—100 пс от центра галактики. Если учесть, что для ближайших сейфертовских галактик (NGC 4151, NGC 1068) одна угловая секунда соответствует линейным размерам 50—75 пс, то становится ясным, что при наземных наблюдениях такая информация может быть получена только из анализа суммарного контура линии, относящегося одновременно к ядру и окооядерной области ($r \sim 100$ пс). Для этой цели выгодно использовать не широкие водородные, а узкие запрещенные линии, из-за малого вклада в них излучения плотного центрального образования.

Окончательный вывод о том, что представляет собой газ в ядрах сейфертовских галактик и каков характер наблюдаемых скоростей, вероятно будет сделан после того, как будут получены внеатмосферные спектры ядер с угловым разрешением $\ll 1''$. Тем не менее, некоторая информация, касающаяся структуры газа на расстояниях $50 \div 100$ пс от центра ядра, может быть получена и сейчас на базе наземных спектрограмм с высоким спектральным ($\sim 0.2 \text{ \AA}$) и угловым ($\lesssim 1''$) разрешениями.

Ниже приводится описание контура линии [O III] и других запрещенных линий в спектре ядра NGC 4151, полученном на 6-метровом телескопе Специальной астрофизической обсерватории АН СССР. На основании этого материала, а также результатов наблюдений NGC 4151, опубликованных другими авторами, делается заключение о характере движения газа, форме газового образования и плотности газа в ядре этой галактики.

2. Наблюдения. Нерасширенный спектр ядра NGC 4151 получен в фокусе Невсмита 6-метрового телескопа с вшельным спектрографом. Дисперсия составляла от 27 до 38 $\text{\AA}/\text{мм}$ в области 3600—5000 $\text{\AA}$. Время экспозиции 1 час на эмульсии 103-aD. Спектральное разрешение составляло примерно 1 $\text{\AA}$ или 60 км/с.

Щель спектрографа вырезала на небе площадку размером $0.4 \times 4''$ (рис. 1), что соответствует $0.02 \times 0.2 \text{ мм}^2$ на негативе. Видимый на щели спектрографа диск звезды 13^m во время наблюдений составлял $1''$ или меньше. Положение ядра галактики удерживалось на центре щели с точностью $0.25''$, поэтому реальное угловое разрешение на спектре не хуже $1.5''$. Наблюдения велись без компенсатора вращения поля, поэтому позиционный угол щели на небе во время экспозиции менялся от 110° до 130° , что в среднем близко к позиционному углу малой оси галактики.

Полученный спектр состоит из слабых полосок континуума с эмиссионными линиями в виде точек разного диаметра. Непрерывный спектр виден только в области более коротковолновой, чем 4800 $\text{\AA}$. Его ширина, как следовало ожидать, составляет около $1.5''$ (размер изображения плюс точность гидировки). В спектре присутствуют эмиссионные линии $\lambda 5007$

4959 [O III], 4363 [O III], H_γ, 3869 [Ne III] и 3727 [O II]. Линия H_β приходится на конец одной из полосок и из-за виньетирования света на краю поля камеры практически не видна.

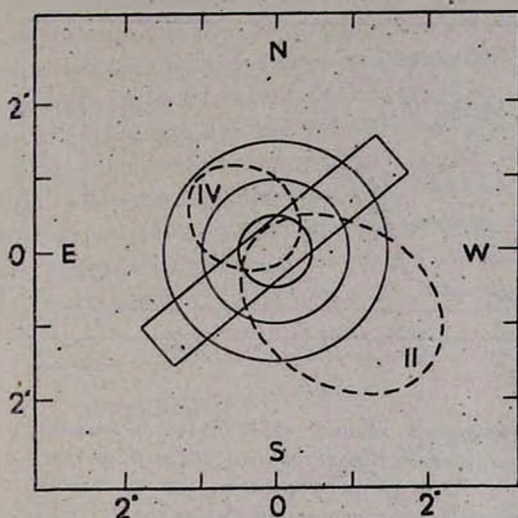


Рис. 1. Положение щели спектрографа и газовых облаков относительно центра галактики NGC 4151 на картинной плоскости неба. Границы облаков (пунктир) и их нумерация (II и IV) заимствованы из работы [3]. Концентрическими кругами диаметром 2" и 3" показано положение центрального источника и протяженной короны. Непрерывный спектр и эмиссия в линиях, которые видны на нашей спектрограмме, относятся к центральной области диаметром 1" ÷ 1"5.

В спектре наиболее отчетливо видна структура эмиссионных линий H_β и N₂. Линия N₁ сильно передержана. На рис. 2 приведен контур линии 4959 [O III], полученный при фотометрировании вдоль дисперсии с выносом из щели, равной ширине полоски непрерывного спектра в синей области. На рис. 3 схематически показаны изофоты линии N₂, дающие представление о структуре линий, видимой на спектрограмме.

Изображение линии [O III] состоит из трех наиболее выразительных деталей: самая яркая центральная и две более слабые детали, расположенные симметрично с красной и синей сторон от центральной. Даже на линии λ 4959 Å центральная деталь передержана в центре. Она имеет совершенно правильную круглую форму, напоминающую изображение звезды на прямой фотографии. Ее диаметр примерно в два раза больше, чем ширина полоски непрерывного спектра. При этом граница ее выглядит более диффузной, чем граница передержанных линий в спектре сравнения. Совершенно правильная круглая форма центрального ядра линии на спектрограмме дает основание предполагать, что это ядро излучается точечным

источником, угловые размеры которого меньше $1''$ (< 50 пс), а внутренние скорости в нем сравнимы со спектральным разрешением (~ 60 км/с). С другой стороны, диффузные края центральной детали в направлении, пер-

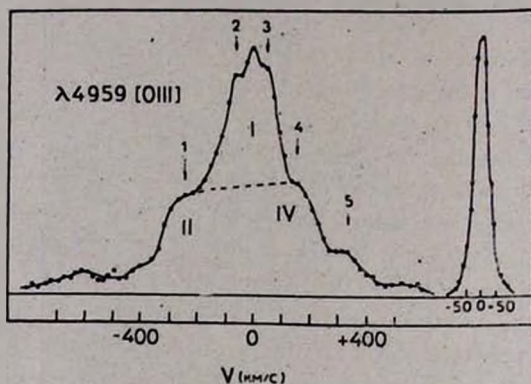


Рис. 2. Контур эмиссионной линии λ 4959 [O III]. Римскими цифрами отмечены детали контура, которые соответствуют газовым облакам на рис. 1. Справа показан инструментальный контур. При фотометрировании спектра ядра высота щели микрофотометра равнялась высоте полосы непрерывного спектра.

пендикулярном дисперсии, не могут быть обусловлены только ошибками гидирования и атмосферным дрожанием. Они, вероятно, отражают истинное падение плотности газа в диске вдоль малой оси. Отсутствие непрерывного спектра вблизи линий [O III] не позволяет судить о пространствен-

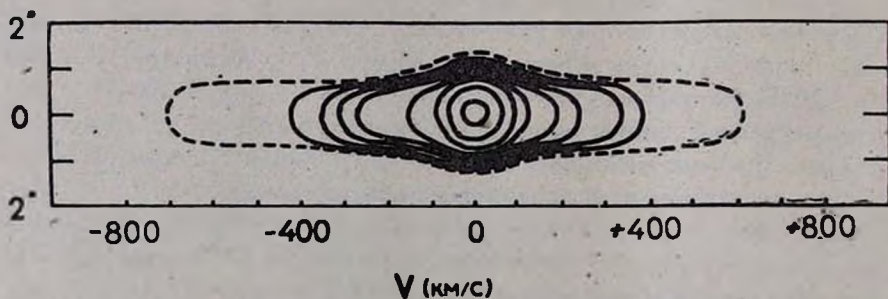


Рис. 3. Изофоты изображения линии λ 4959 [O III] на нерасширенной спектрограмме.

ном (поперек дисперсии) совмещении источников, ответственных за излучение континуума и ядра эмиссионной линии N_2 , однако, судя по линиям, наблюдаемым в синей области спектра, где виден континуум, эти источники совпадают. Линия 3869 [Ne III] позволяет также сделать вывод о точ-

ном наложении на непрерывный спектр двух других, более слабых деталей — красной и голубой. Помимо этих двух деталей, на спектрограмме хорошо видны усы-крылья линий; для $\lambda 5007$ [O III] они тянутся вплоть до $v \approx 1000$ км/с по обе стороны от центра линии. Таким образом, вся эмиссия, видимая на спектрограмме в линиях [O III], исходит из точечного источника пренебрежимо малых угловых размеров ($\leq 1''$). Этот факт в дальнейшем будет иметь немаловажное значение при обсуждении формы газового образования в центре галактики NGC 4151.

Из других запрещенных линий обращает на себя внимание форма линии 3869 [Ne III] (рис. 4). В отличие от N_1 и N_2 [O III] в линии 3869 [Ne III] заметно усилены далекие крылья, совпадающие с полоской непрерывного спектра, а слабый узкий центральный максимум прослеживается по всей высоте щели, занимающей на небе $4''$. Интерпретация этого очевидна: линия [Ne III] менее «запрещенная», чем линии N_1 и N_2 [O III],

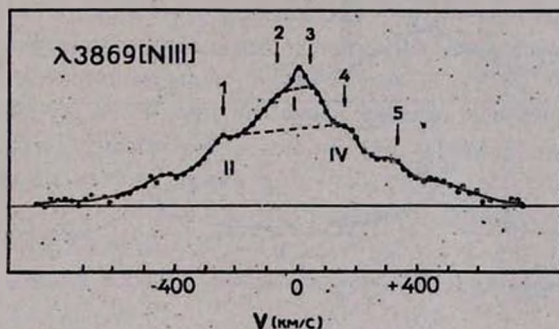


Рис. 4. Контур линии $\lambda 3869$ [Ne III]. Обозначения те же, что и на рис. 2.

потому она достаточно хорошо может светиться в плотных внутренних областях газовой оболочки (или диска), где скорости больше. Слабая и узкая центральная эмиссия вероятно принадлежит внешней разреженной газовой короне, имеющейся вокруг ядра. Усиление линии [Ne III] в короне можно объяснить повышенной ионизацией и высокой электронной температурой.

Заслуживает также внимания присутствие в спектре линии 3727 [O II]. Излучение этой линии наблюдается только на полоске непрерывного спектра, что свидетельствует о принадлежности эмиссии $\lambda 3727$ центральному газовому образованию малых размеров. Однако не исключено также, что здесь «сработал» эффект очувствления эмульсии подсветкой континуума. Несмотря на то, что узкая центральная эмиссия в линии $\lambda 3727$ выражена слабо, структура контура показывает разрешение дублета 3726, 3729 Å (рис. 5).

3. *Характер движения газа вблизи ядра.* Наблюдательные свидетельства существования отдельных газовых облаков вблизи ядра NGC 4151 впервые были получены Уокером [1]. Позже Ульрих [3] выделила четыре детали в линиях [O III], соответствующие четырем облакам, имеющим разные размеры, положение и скорости по отношению к центру галактики (см. рис. 1). В проекции на небо все облака располагаются на прямой, позиционный угол которой равен примерно 30° — 35° . Именно для этого позиционного угла наблюдается максимальный наклон линий в спектре [3]. Ульрих исходила из того, что позиционный угол 35° соответствует малой оси галактики, а так как в этом сечении наблюдаются максимальные скорости, то, вполне естественно, она сделала вывод о чисто радиальном движении газа.

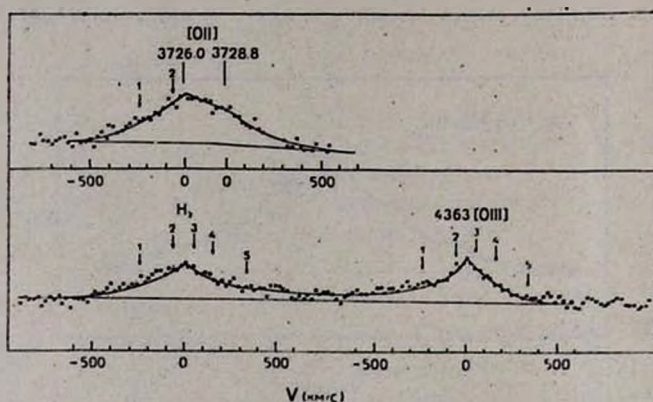


Рис. 5. Контур дублета кислорода $\lambda\lambda$ 3726—3729 [O II], H_β и 4363 [O III].

Однако вскоре Андерсон [4] показал, что угол 35° совпадает с большой осью галактики, поэтому наблюдения Ульрих свидетельствуют о существовании вблизи ядра NGC 4151 вращающегося газового образования.

Заметим, что общая протяженность облаков вдоль большой оси согласно Ульрих составляет $6''$. Положительные скорости газа до $+300$ км/с (после вычета лучевой скорости центра галактики) наблюдаются только в северо-восточном секторе, а примерно такой же величины отрицательные скорости—в юго-западном. Как свидетельствует наша спектрограмма, в самом ядре размером $1''$ наблюдаются и те, и другие скорости, причем отношение интенсивностей этих крыльев к центральному «неподвижному» компоненту практически такое же, как и на спектрограммах, полученных с ориентацией щели вдоль большой оси. Однако из-за атмосферного дрожания, которое ставит предел в угловом разрешении, нельзя сказать, что мы имеем в центре галактики: касание двух облаков (IV и II) с разной лучевой скоростью (что фактически еще может означать су-

ществование границы смены знака скорости в диске) или переналожение их. Можно только утверждать, исходя из наблюдений Ульрих, что, если в направлении на ядро облака проектируются друг на друга, то ширина области переналожения их вдоль большой оси $\lesssim 1''$. То же самое можно сказать о центрировке облаков II и IV относительно ядра вдоль сечения малой оси.

Таким образом, мы имеем следующую картину в проекции на небо: два облака со скоростями, примерно одинаковыми по величине, но разными по знаку, смещены в разные стороны от ядра вдоль большой оси так, что в проекции на ядро они либо касаются друг друга, либо слегка перекладываются. Нас интересует следующий вопрос: как движутся эти облака относительно ядра — по радиусу (удаляются от ядра) или по кругу (вращаются вокруг него)?

Предположим, что газ в облаках движется радиально от ядра и рассмотрим два случая:

- а) расстояние от проектирующихся друг на друга границ облаков до ядра мало по сравнению с размерами облаков (облака касаются ядра),
- б) то же расстояние велико: облака сильно удалены от ядра по лучу зрения. Легко видеть, что в первом случае максимальная лучевая скорость газа должна наблюдаться в той части облака, которая проектируется на ядро. Наблюдаемый наклон линий для Р. А. 35° [3, 5] свидетельствует о противоположном. Второй случай маловероятен по другой причине: вероятность того, что проектирующиеся друг на друга внутренние границы двух сильно удаленных от ядра облаков к тому же еще и проектируются на ядро, пренебрежимо мала.

Сейчас можно только предполагать, что в действительности мы имеем дело не с переналожением двух облаков, а с вращающимся газовым диском и границей смены знака скорости, которая проходит по малой оси. Это предположение можно будет считать доказанным только в том случае, если выяснится, что по мере улучшения углового разрешения область «переналожения двух облаков» (II и IV) будет уменьшаться.

4. Структура газового образования. Как уже говорилось в предыдущем разделе, среди газовых облаков, выделенных Ульрих в ядре галактики NGC 4151, наиболее ярким является центральное образование, окруженное сферической короной диаметром более $3''$. По всей вероятности, его центральная часть представляет собой плотную внутреннюю газовую корону вокруг ядра. Остальные три облака имеют разные размеры от $1''$ до $4''$ и смещены в разные стороны от ядра вдоль большой оси (северо-восток, юго-запад). Ульрих обозначила их римскими цифрами II, III, IV. Облако III наиболее протяженное и слабое (на наших спектрограммах оно не видно).

В нашем случае щель спектрографа была ориентирована вдоль малой оси, т. е. проходила вдоль границы касания облаков. Учитывая это, а также то, что ширина щели спектрографа составляла $0.''4$ при изображении $1''$, можно было надеяться, что вклад излучения облаков II и IV в общий контур линий на нашей спектрограмме сильно уменьшится по сравнению с контуром, полученным при ориентации щели вдоль большой оси. Для сравнения на рис. 6 приведен контур линии [O III], опубликованный недавно авторами Пела и Аллоин [2]. Заметим, что последний получен со входной щелью спектрографа шириной $2.''8$. Как видно из сравнения рис. 2 и 6 вклад облаков II и IV в общий контур несколько не уменьшил-

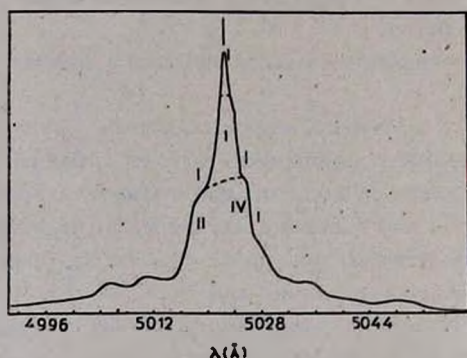


Рис. 6. Репродукция контура линии $\lambda 4959$ [O III], полученного Пела и Аллоин [2] с помощью электронно-графической камеры в фокусе куда 1.52 -м телескопа обсерватории Верхний Прованс. Входная щель спектрографа составляла $2.''8$. Вертикальными рисками отмечены детали, выделенные авторами [2] и совпадающие с нашими.

ся. Отсюда мы делаем вывод, что поверхностная яркость облаков сильно растет к центру галактики. В случае вращающегося газового диска этот феномен является вполне естественным. При радиальном движении газа такая картина может быть только в том случае, если газовые облака представляют собой две конусообразные струи, направленные в разные стороны от ядра и уплотняющиеся к центру галактики. Следует, однако, иметь в виду, что струи имеют самую обычную газовую природу (тепловое излучение), к тому же лежат в плоскости галактики, т. е. ничем не отличаются от внутренних спиралей. Другими словами, облака II и IV не являются дискретными, удаляющимися друг от друга и от ядра облаками в прямом смысле этого слова, а представляют собой либо внутренние спирали, либо половинки наклонного газового диска, поверхностная яркость которого растет по направлению к центру галактики.

При такой интерпретации наблюдаемый контур линии уже нельзя представлять суммой гауссиан. Вращение газового кольца (тора) вокруг

оси дает П-образный контур. Если плотность газа в диске меняется с радиусом скачками, то мы получим простое наложение П-контуров разной ширины, из-за чего на результирующем контуре появляются ступеньки. Асимметрия ступенек относительно центра линии свидетельствует о неоднородности диска и по азимуту.

Чтобы получить сведения, касающиеся степени ионизации газа в разных подсистемах, мы попытались разделить контур линий $[O III]$ и $H\beta$ на отдельные составляющие. Для этого мы воспользовались контуром линии $[O III]$, приведенным в [2] (он получен с лучшим спектральным разрешением, чем наш контур и относится к большему объему околоядерной области), и контуром линии $H\beta$, полученным Оуком и Сарджентом [6]. Интегральные значения потоков или светимости в линиях взяты из работы Андерсена [7] (см. также Адамс и Видман [8]).

В контуре $[O III]$ мы различаем три основных компонента, принадлежащих трем образованиям:

1. Газовый диск или спирали — средняя часть контура, имеющая полуширину 10 А, что соответствует скорости вращения диска 300 км/с.

2. Центральная часть диска или внутренняя корона, излучающая в контуре $[O III]$ основной максимум с полушириной 4 А, что соответствует скоростям ± 100 км/с.

3. Широкое основание линии с полушириной около 30 А (скорости ± 1000 км/с), принадлежащей плотным элементам газа в ядре.

Наконец, линии $[O III]$ и $[Ne III]$, как и, вероятно, все остальные запрещенные линии, в самом максимуме контура показывают слабый чрезвычайно узкий компонент шириной ~ 1 А, принадлежащий протяженной газовой короне ядра. Наблюдаемое значение длины волны этого компонента $\lambda 5022.5$ [2] должно соответствовать лучевой скорости динамического центра галактики NGC 4151.

В контуре $H\beta$ имеется еще один компонент, которого либо нет в линии $[O III]$, либо он чрезвычайно слаб, это — очень широкое основание линии ($\Delta\lambda \sim 120$ А). Между ним и основанием линии $[O III]$ нет качественного различия, разница только в большей плотности и скорости газа, излучающего в крыльях $H\beta$.

Примерное распределение потоков в линиях $[O III]$ и $H\beta$ между отдельными газовыми образованиями приведено в табл. 1.

Степень ионизации газа (отношение $[O III]/H\beta$), по всей вероятности, определяется главным образом плотностью газа: ионизация максимальна там, где плотность минимальна и наоборот.

Контур дублета кислорода $\lambda\lambda 3726-28.8$ $[O II]$ позволяет оценить отношение интенсивностей этих компонентов. После разделения контура:

$\lambda 3727$ на две составляющие получим (отношение максимумов в центре каждого компонента)

$$\frac{I_{3728.8}}{I_{3726}} = 0.4 + 0.3.$$

При температуре $T_e = (10 \div 15) \cdot 10^3$ К такое отношение соответствует электронной плотности газа

$$n_e = (2 \div 8) \cdot 10^4 \text{ см}^{-3}.$$

Нужно иметь в виду, что дублет [O II], как правило, дает заниженное значение плотности, поскольку флуктуации газа с плотностями, сильно превышающими 10^4 , слабо светятся в линиях [O II], тем не менее полученное значение n_e превышает критическую плотность для [O II].

Таблица 1

Составляющая газового обра- зования ядра	Соответствующая деталь в контуре линии [O III] или H γ	Светимость в λ 5007 [O III] эрг/с	Светимость в H γ эрг/с	λ 5007 [O III]
				H γ
Корона внешняя	Слабый узкий централь- ный максимум ($\Delta\lambda \approx 1\text{A}$)	—	—	—
Диск или спирали	Средняя часть контура ($\Delta\lambda \approx 10\text{A}$)	$1.2 \cdot 10^{41}$	$0.1 \cdot 10^{41}$	12
Центральная линза в диске или внутренняя корона	Основной центральный максимум ($\Delta\lambda \approx 4\text{A}$)	$0.6 \cdot 10^{41}$	$0.1 \cdot 10^{41}$	6
Плотный газ	Широкое основание кон- тура линии [O III] ($\Delta\lambda \approx 30\text{A}$)	$1.2 \cdot 10^{41}$	$0.3 \cdot 10^{41}$	4
	Широкое основание кон- тура линии H γ ($\Delta\lambda \approx 120\text{A}$)	—	$0.9 \cdot 10^{41}$	—
Суммарное значение потока [7, 8]		$3.0 \cdot 10^{41}$	$1.4 \cdot 10^{41}$	

Очень грубо можно оценить среднее значение плотности газа, излучающего в линиях [O III]. На нашей спектрограмме уверенно определяется отношение интенсивностей линий $\lambda 4363$ [O III] и H γ :

$$\frac{I_{4363} [\text{O III}]}{I_{\text{H}\gamma}} = 1.5.$$

Обе линии имеют одинаковые ширины (крылья линии H γ сильно недодержаны), находятся близко друг к другу и расположены в центре поля камеры, поэтому никаких редукиций за чувствительность фотоэмульсии, из-

менение концентрации света эшелле и виньетирование в камере спектрографа не требуется. Приняв теоретическое значение $N_1/N_2 = 0.5$, получим

$$I_{4363}/I_{H\beta} = 0.75.$$

Далее, пользуясь данными табл. 1, находим, что среднее отношение небулярных линий к $H\beta$ для газа, излучающего линии [O III], равно 6. Отсюда

$$\frac{I_{4363}}{I_{N_1+N_2}} = 0.125.$$

По известным графикам [9], представляющим зависимость этого отношения от n_e и T_e , находим значение плотности $n_e = 6 \cdot 10^6 \text{ см}^{-3}$ при $T_e = 10^4 \text{ К}$ или $n_e = 3 \cdot 10^6$ при $T_e = 12 \cdot 10^4 \text{ К}$. Заметим, что излучение линий $\lambda 4363$, N_1 , N_2 , H_1 и центральный узкий компонент линии $H\beta$ относятся к одному и тому же объему газа с внутренними скоростями, не превышающими $\pm 800 \text{ км/с}$.

Крайне любопытно, что полученное по линиям [O III] значение электронной плотности для ядра NGC 4151 совпадает со значением n_e , вычисленным аналогичным методом для других объектов с широкими водородными линиями (см., например, [10]). Отметим также, что детальное сравнение контуров $\lambda 4363$ и 5007 [O III] может позволить в дальнейшем оценить плотность газа отдельно для каждой составляющей компонента газозового образования в ядре сейфертовской галактики.

Мы благодарим Д. Пела и Д. Аллоин за любезно присланный препринт их статьи.

Крымская астрофизическая
обсерватория
Специальная астрофизическая
обсерватория АН СССР

GAS IN THE NUCLEUS OF THE SEYFERT GALAXY NGC 4151

V. I. PRONIK, I. S. BALINSKAJA

Unwidened spectrum of NGC 4151 nucleus obtained on the 6-m telescope together with the analogous observations made earlier by Ulrich and recently by Pelat and Alloin permit us to draw the conclusion that in the nucleus of NGC 4151 there is a rotating gaseous disk showing the increase of density toward the center of the galaxy. Gaseous disk has an overall dimension of $3''$. The velocity of rotation

increases slowly with the radius and is equal in average to about 300 km/s. In the center of the disk there is a gaseous formation with a dimension less than the angular resolution ($\lesssim 1''$). This formation is responsible for the emitting of the main central maximum of forbidden lines ($\Delta\lambda = 4\text{\AA}$). Gaseous velocities (probably rotational) do not exceed 100–150 km/s. The 3869 [Ne III] line points to the existence of weak gaseous corona around the nucleus.

ЛИТЕРАТУРА

1. *M. F. Walker*, *A. J.*, 73, 854, 1968.
2. *D. Pelat, D. Alloin*, *Astron. Astrophys.* 105, 335, 1982.
3. *M. H. Ulrich*, *Ap. J.*, 181, 51, 1973.
4. *K. S. Anderson*, *Ap. J.*, 187, 445, 1974.
5. *В. И. Проник*, *Изв. Крымской обс.*, 58, 104, 1978.
6. *J. B. Oke, W. L. W. Sargent*, *Ap. J.*, 151, 807, 1968.
7. *K. S. Anderson*, *Ap. J.*, 162, 743, 1970.
8. *T. F. Adams, D. W. Weedman*, *Ap. J.*, 199, 19, 1975.
9. *А. А. Боярчук, Р. Е. Гершберг, В. И. Проник*, *Изв. Крымской обс.*, 39, 147, 1969.
10. *В. И. Проник*, *Астрофизика*, 13, 51, 1977.

УДК 524.7—355

ВТОРОЙ БЮРАКАНСКИЙ СПЕКТРАЛЬНЫЙ ОБЗОР НЕБА. I. КВАЗИЗВЕЗДНЫЕ И СЕЙФЕРТОВСКИЕ ОБЪЕКТЫ

Б. Е. МАРКАРЯН, В. А. ЛИПОВЕЦКИЙ, Дж. А. СТЕПАНЯН

Поступила 24 сентября 1982

Начиная с 1978 г. в Бюраканской обсерватории ведется второй спектральный обзор в области северного неба, заключенной между 8^h и 17^h по α и 49° и 61° по δ , на $40\text{--}52''$ телескопе системы Шмидта в комбинации с набором объективных призм. Применяется усовершенствованная методика, позволяющая производить поиски и изучение пекулярных по физической природе объектов до $19\text{--}20^m$. Обнаруженные пекулярные галактики и звездные объекты затем изучаются в CAO на БТА. Среди изученных 70 пекулярных объектов было обнаружено 21 QSO и 10 сейфертов, данные о которых приведены в табл. 1 и 2. Остальные оказались белыми карликами — субкарликами и сомнительными QSO.

1. *Введение.* В начале шестидесятых годов одним из авторов было установлено существование среди ярких галактик особой категории объектов, обладающих аномальными спектральными и цветовыми характеристиками центральных частей [1]. Выяснилось, что примерно у пяти процентов ярких галактик, в отличие от основной их массы, наблюдаются сравнительно ранние спектральные признаки (классов A и F) и голубой цвет ядерных областей, обусловленный наличием УФ (ультрафиолетового) избытка в излучении их ядер. В работе [1] впервые была выдвинута идея о возможности существования у ядер галактик излучения нетепловой природы.

В связи с этим возникла настоятельная необходимость массового изучения слабых — далеких галактик для выяснения степени распространенности обнаруженного явления в Метагалактике. Решить эту задачу представляется возможным путем спектрального обзора неба.

2. *О первом спектральном обзоре северного неба.* В середине шестидесятых годов в Бюракане после долгих испытаний и проб был начат проводившийся впервые спектральный обзор неба с целью выявления пекулярных галактик, обладающих интенсивным УФ-излучением, исходящим из их ядерных областей.

Наблюдения по этому обзору, распространившемуся от северного полюса до 15° южного склонения, исключая области с галактической шириной менее $20-30^\circ$, по ряду причин затянулись и были, наконец, завершены в 1978 г. В ходе обзора было обнаружено 1500 пекулярных галактик и звездообразных объектов, обладающих в спектре интенсивным УФ-континuumом, обусловленным наличием заметного УФ-избытка в излучении их ядер.

Для обнаруженных галактик была проведена двумерная классификация в зависимости от степени их конденсированности к центру и величины УФ-избытка в излучении, на основании их спектральных изображений на снимках обзора.

Наряду с этим изучалась структура и морфология этих галактик в первом приближении, как на снимках обзора, так и на картах Паломарского обозрения.

Данные об обнаруженных в ходе обзора пекулярных объектах были опубликованы в серии 15 списков в журнале «Астрофизика» [2—4].

Эти галактики, благодаря своим необычным особенностям, вызвали большой интерес среди широкого круга астрономов и стали во многих обсерваториях мира предметом разносторонних и обстоятельных исследований, результаты которых оказались весьма интересными и важными. Достаточно, например, отметить, что основная часть известных ныне галактик сейфертовского типа была выявлена на основании нашего обзора. Кроме этого было обнаружено заметное число квазаров, лацеттид и источников радио-, инфракрасного и рентгеновского излучений. Все это стимулировало обзоры, сходные с нашим, для южного полушария неба, проводимые в обсерваториях Сьерро-Тололо и Сайдинг Спринг.

С целью распространения исследований на более слабые — отдаленные объекты мы начали второй спектральный обзор северного неба с усовершенствованной методикой. Таким образом, за короткий промежуток времени сформировалось новое направление во внегалактической астрономии, занимающееся поисками и исследованиями пекулярных по физической природе галактик и звездообразных объектов, представляющих исключительно большой интерес для космогонии галактик.

3. *Второй спектральный обзор северного неба.* В 1978 г. был завершен вышеупомянутый первый и начат второй спектральный обзор северного неба. Следует отметить, что опыты и пробы по второму обзору нами были начаты в 1975 г., но систематические наблюдения начались лишь после завершения первого обзора. Новый обзор ведется тем же $40-52''$ телескопом системы Шмидта в комбинации с набором трех объективных призм с преломляющими углами 1.5 , 3 и 4 градуса, покрывающими все входное отверстие телескопа. Комбинация упомянутого телескопа с этими

призмами дает дисперсии 1800, 900 и 280 Å/мм у H_1 соответственно. Наблюдения, в отличие от первого обзора, ведутся на мелкозернистых пластинках «Kodak» IIIaJ и IIIaF после их подогрева в особом режиме, в потоке азота, в специально изготовленном приспособлении. Таким образом, сильно повышается чувствительность употребляемых пластинок и сокращаются экспозиции. Эта усовершенствованная методика позволяет распространить исследования на более слабые объекты до 19—20^m.

С полутораградусной призмой при хороших условиях наблюдений на прогретых пластинках IIIaJ получают нерасширенные спектры звезд и сильно конденсированных галактик до 19^m при экспозициях около 30^m. Для галактик вообще этот предел несколько ниже — он зависит от степени их конденсированности. Предельная величина на пластинках IIIaF примерно на 0.6—0^m.7 ниже, чем на пластинках IIIaJ.

Диапазон длин волн эмульсии IIIaJ небольшой — λλ 3600—5400, по этой причине эффективность поисков далеких пекулярных объектов заметно снижается. Поэтому мы ведем дополнительные наблюдения на пластинках IIIaF, охватывающих и длинноволновую часть спектра вплоть до 7000.

Трех- и четырехградусная призмы применяются обычно в комбинации с разными светофильтрами для выявления слабых и малоcontrastных эмиссионных линий в разных небольших участках спектра. В этих случаях, при наличии достаточно ярких эмиссионных линий предел на снимках часто достигает 20^m, но при этом требуются более длительные экспозиции,ходящие до 2—3 часов.

Таким образом, новый обзор распространяется на две-три звездные величины дальше по сравнению с прежним. Изучение спектров на ряде удачных снимков нового обзора показывает, что количество пекулярных галактик и объектов на них, как и следовало ожидать, возрастает более чем на полтора порядка по сравнению со снимками прежнего обзора. При этом выявляются новые особенности, расширяющие круг пекулярных объектов и представление о них. Все это требует разработки определенных критериев для отбора и классификации различного рода пекулярных образований. Поэтому работа по новому обзору оказалась очень трудоемкой. Ввиду этого, а также из-за крайне ограниченных возможностей дальнейшего обстоятельного исследования отобранных объектов, второй обзор ведется пока в избранных площадках, расположенных в области неба, заключенной между 8^h и 17^h по α и 49—51° по δ.

Для эффективности и однородности обзора каждая площадка размерами 4°×4° (поле телескопа) фотографируется на прогретых пластинках IIIaJ и IIIaF несколько раз, сначала с полутораградусной призмой, а затем с трех- и четырехградусными призмами в сочетании с разными свето-

фильтрами. Наблюдения при этом ведутся лишь при хороших для Бюракана наблюдательных условиях.

4. *Отбор пекулярных объектов.* Настоящий обзор позволяет производить отбор объектов нижеследующих типов: галактик с заметным УФ-избытком в излучении и эмиссионных галактик без заметного избытка в ультрафиолете, кандидатов в квазизвездные объекты (QSO) и родственных им объектов сейфертовского типа, белых карликов и субкарликов, обладающих сильным УФ-излучением и, наконец, голубых звезд и звездных объектов (BSO).

Отбор объектов с УФ-избытком в излучении производится исходя из наличия в спектрах более или менее заметного УФ-континуума.

Галактики с УФ-континуумом, как и при первом обзоре, по структуре разделяются на два основных типа: конденсированные и диффузные. Спектры первых, полученные с объективными призмами, резкие, звездopodobные, а у вторых — диффузные, с размытыми краями.

Отбор эмиссионных галактик без УФ-избытка в излучении производится исходя из наличия в спектре эмиссионных линий и отсутствия заметного УФ-континуума.

Отбор кандидатов в квазизвездные и сейфертовского типа объекты производится по особенностям распределения энергии в спектре и по обнаруживаемым в спектрах характерным для них эмиссионным линиям. Следует, однако, отметить, что линии у QSO из-за малоконтрастности на низкодисперсионных спектрах обнаруживаются с трудом, в особенности же у нас, в Бюракане, из-за ухудшившихся астроклиматических условий. Ввиду этого нам практически не удастся полностью реализовать преимущество применяемых мелкозернистых пластинок. Поэтому присутствие в спектрах QSO слабых эмиссионных линий можно лишь заподозрить, а некоторая часть их все же остается не распознанной. Сравнительно уверенно распознаются белые карлики по характерным для них широким абсорбционным линиям. Но более интересный подтип белых карликов, DC карлики, в большинстве случаев не различимы от QSO и BSO. BSO имеют плоский континуальный спектр, отличающий их от голубых звезд. Однако оставлять их без внимания нельзя, так как среди них возможно присутствие как реальных QSO, так и объектов иной, не менее интересной природы, например, сугубо континуальных объектов без каких-либо линий.

После отбора и предварительного изучения пекулярных (по природе излучения) галактик и объектов в Бюракане, проводится их дальнейшее более обстоятельное исследование на шестиметровом телескопе (БТА) в Зеленчуке (САО).

5. *Результаты изучения щелевых спектров.* За последние два-три года нам удалось получить щелевые спектры на БТА примерно для 150 peculiarных галактик и объектов второго обзора.

Изучение показывает, что отобранные галактики, за редким исключением, являются эмиссионными. Большинство их являются гигантами и близкими карликами. Последние представляют особый интерес для уточнения величины средней плотности Метагалактики. Что же касается звездобразных и звездных объектов, то изучение показывает, что более трети их является квазизвездными и родственными им объектами сейфертовского типа; остальные являются белыми карликами-субкарликами, а некоторые — весьма конденсированными галактиками, которые строго звездобразны не только на картах Паломарского обозрения и на обзорных снимках, но даже в прямом фокусе БТА.

Настоящая статья посвящается вновь обнаруженным квазизвездным объектам и объектам сейфертовского типа, для большинства которых были опубликованы предварительные сообщения [5]. Щелевые спектры их получены в прямом фокусе БТА со спектрографом UAGS в комбинации с ЭОП УМ-92. На фотопленке А-600Н получались нерасширенные спектры с дисперсией 45 и 90 Å/мм и спектральным разрешением 5 и 8 Å соответственно.

а) *Новые квазизвездные объекты.* Среди изученной части отобранных объектов был обнаружен 21 новый QSO. Данные о них приведены в табл. 1, в которой последовательно даны:

1 — порядковый номер; 2 — обозначение — SBS (The Second Byurakan Survey); 3 и 4 — экваториальные координаты (α , δ), с точностью до минуты дуги для эпохи 1950.0 года; 5 — приближенная звездная величина в синих лучах; 6 — красное смещение по эмиссионным линиям — z_{em} ; 7 — приближенная абсолютная величина в синих лучах при $H = 75$ км/с Мпс и $g_0 = 0$.

Для основной части объектов было получено по два-три спектра, их краткое описание следует за табл. 1, а регистрограммы спектров, за исключением объектов № 4 и 16, представлены на рис. 1*.

Описание спектров

0747+611 — Щелевой спектр получен в красной и синей областях, охватывающих спектральный диапазон $\lambda\lambda$ 3600—7500. В нем наблюдаются широкие эмиссионные линии $L_{\alpha} + NV$, C III] и CIV, а также многочисленные линии поглощения. Этот объект независимо от нас наблю-

* Линии ночного неба на регистрограммах отмечены стрелками.

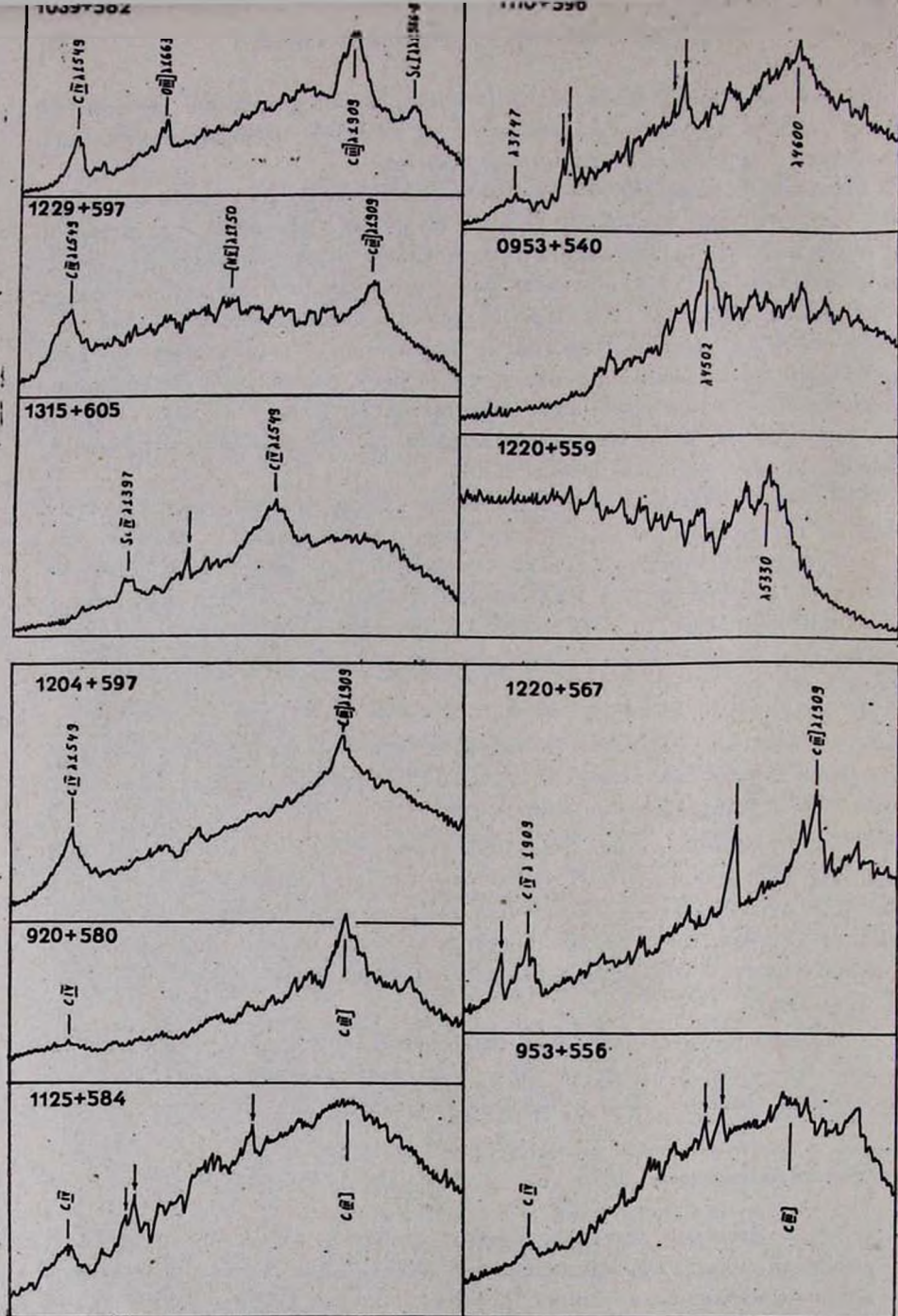
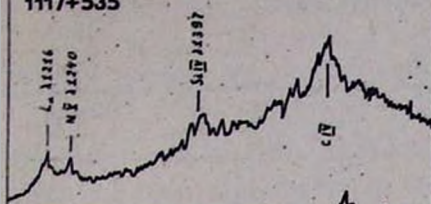
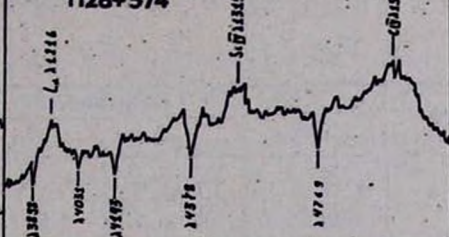


Рис. 1. Регистрограммы спектров квазарных объектов.

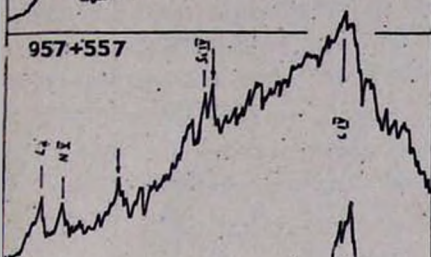
1117+535



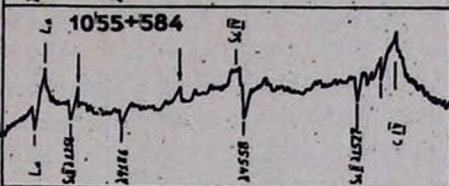
1128+574



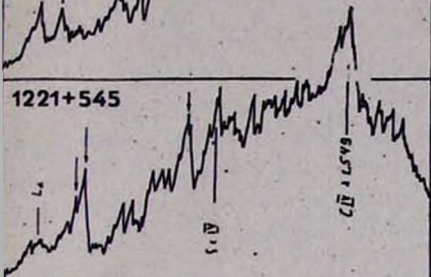
957+557



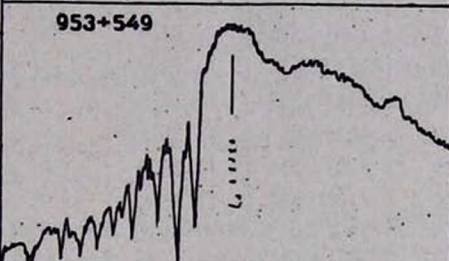
1055+584



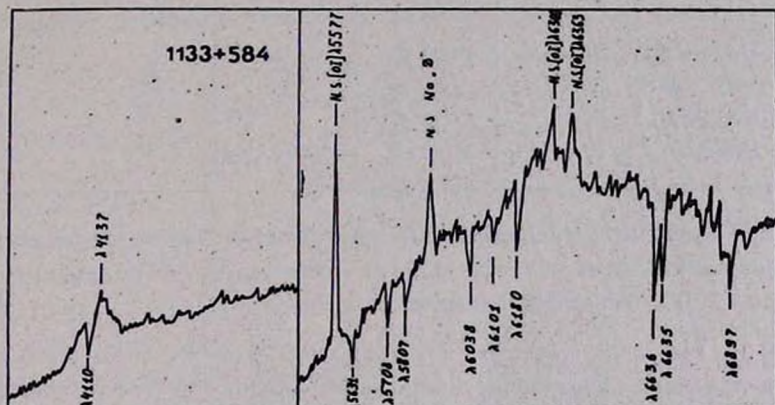
1221+545



953+549



1133+584



944+540

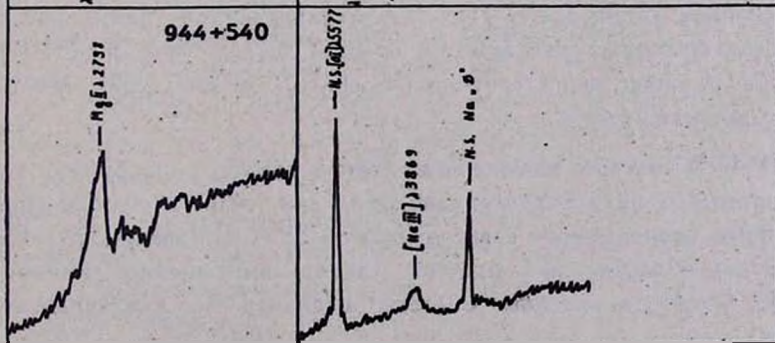


Таблица 1

№	Название SBS	Координаты		mB	z_{em}	M_B
		α_{1950}	δ_{1950}			
1	0747+611	07 ^h 47 ^m 8	+61°07'	17 ^m 5	2.492	-28 ^m 0
2	0920+580	09 20 0	+58 00	17.5	1.376	-26.6
3	0944+540	09 44 5	+54 03	17	0.492	-24.8
4	0953+556	09 53 3	+55 36	18	1.410	-26.1
5	0953+540	09 53 5	+54 04	18		
6	0953+549	09 53 8	+54 54	17.5	2.584	-27.9
7	0957+557	09 57 9	+55 42	17.5	2.100	-27.5
8	1039+582	10 39 6	+58 12	17.5	1.472	-26.7
9	1055+584	10 55 9	+58 24	18	2.239	-27.1
10	1110+596	11 10 9	+59 36	18		
11	1117+535	11 17 3	+53 30	18	1.921	-26.7
12	1125+584	11 25 5	+58 26	17.5	1.394	-26.5
13	1128+574	11 28 0	+57 25	18.5	2.231	-26.5
14	1133+584	11 33 6	+58 26	18		
15	1204+597	12 04 5	+59 45	17.5	1.369	-26.5
16	1219+542	12 19 7	+54 14	18		
17	1220+567	12 20 0	+56 43	18.5	1.400	-25.6
18	1220+559	12 20 6	+55 56	17.5		
19	1221+545	12 21 3	+54 30	18	2.106	-26.9
20	1223+597	12 29 5	+59 45	18	1.592	-26.3
21	1315+605	13 15 4	+60 32	18	1.981	-26.8

дался и другими исследователями [6]. В этой работе приведена регистрограмма синей области спектра объекта. Более подробные данные о нем будут опубликованы позже.

0920+580 — На двух щелевых спектрах наблюдается очень сильная и широкая (полная ширина на уровне непрерывного спектра равна 160 Å) эмиссионная линия при $\lambda 4135$ и след эмиссионной линии при $\lambda 3685$. Они соответствуют положениям линий C III] $\lambda 1909$ и C IV 1549. Отождествление недостаточно уверенное, так как линия при $\lambda 3685$ плохо прослеживается.

0944+540 — В спектре, полученном в синей области, обнаружена только одна очень сильная эмиссионная линия при $\lambda 4165$ с полной шириной на уровне непрерывного спектра, равной 85 Å. В спектре, полученном в красной области, наблюдается слабая эмиссионная линия при $\lambda 5780$. Спектр в красной области недодержан. Указанные линии

отождествляются с линиями $\text{Mg II } \lambda 2798$ и $[\text{Ne III}] \lambda 3869$. Для уверенного отождествления линий необходимы новые наблюдения.

0953+556 — В спектре, полученном в синей области, наблюдаются две малококонтрастные эмиссионные линии при $\lambda 3747$ и $\lambda 4600$. Мы считаем, что это линии $\text{C IV } \lambda 1549$ и $\text{C III] } \lambda 1909$. Отождествление неуверенное, так как линии прослеживаются плохо. Необходимы повторные наблюдения.

0953+540 — В спектре наблюдается только одна эмиссионная линия при $\lambda 4502$. Необходимы дальнейшие наблюдения в красной области.

0953+549 — На спектрах, полученных с $1^\circ 5'$ и 3° призмами, наблюдается сильная эмиссионная линия. Щелевой спектр показывает очень сильную линию $\text{L}_\alpha \lambda 1216$ с характерным завалом на коротковолновом крыле и многочисленными линиями поглощения при $\lambda\lambda 3584, 3705, 3789, 3862, 3925, 3962, 4002, 4033, 4070, 4104, 4188, 4251$. Линии поглощения нам не удалось отождествить. По-видимому, здесь наблюдается несколько серий линий поглощения.

0957+557. — Спектр получен в синей области. В нем наблюдаются широкие эмиссионные линии $\text{L}_\alpha + \text{NV}$, Si IV и C IV . Линия Si IV blendируется с линией ночного неба $\lambda 4358$.

1039+582 — В спектре, полученном с $1^\circ 5'$ призмой, наблюдается сильная эмиссионная линия в ультрафиолетовой части. На двух щелевых спектрах наблюдаются три широкие эмиссионные линии, отождествляемые нами как $\text{C IV } \lambda 1549$, $\text{O III] } \lambda 1663$ и $\text{C III] } \lambda 1909$. Возможно, присутствует также $\text{Si I } \lambda\lambda 1986-89$. Полные ширины указанных линий на уровне непрерывного спектра равны 75,40 и 120 Å соответственно.

1055+584 — Щелевой спектр показывает три широкие эмиссионные линии — $\text{L}_\alpha \lambda 1216$, $\text{Si IV } \lambda\lambda 1394-1402$ и $\text{C IV } \lambda 1549$, соответствующие $z_{\text{em}} = 2.231$. Наблюдаются также шесть узких линий поглощения при $\lambda\lambda 3920, 4035, 4186, 4558, 4910, 4980$, четыре из которых отождествляются нами как L_α в самопоглощении (на коротковолновом крыле эмиссионной линии L_α), $\text{Si II } \lambda 1256$ (4035), $\text{Si II } \lambda 1527$ (4910) и $\text{C IV } \lambda 1549$ (4980 — также в самопоглощении), соответствующие $z_{\text{ab}} = 2.215$. Однако две наиболее сильные линии поглощения при $\lambda\lambda 4558$ и 4186 нам не удалось отождествить.

1110+596 — В щелевом спектре наблюдаются две эмиссионные линии. Одна из них при $\lambda 3747$ — намечается, другая, при $\lambda 4600$, — уверенная. По положению они как будто соответствуют $\text{C IV } \lambda 1549$ и $\text{C III] } \lambda 1909$.

- 1117+535 — На низкодисперсионных снимках наблюдается эмиссионная линия в далеком ультрафиолете. В щелевом спектре присутствуют широкие эмиссионные линии L_{α} λ 1216+NV λ 1240, Si IV $\lambda\lambda$ 1394—1402 и C IV λ 1549, соответствующие $z_{em} = 1.921$. Полные ширины на уровне непрерывного спектра бленды L_{α} +NV, Si IV и C IV равны 200, 70 и 120 Å соответственно.
- 1125+584 — На призмённых спектрах наблюдается эмиссионная линия в ультрафиолетовой части. Объект, по-видимому, переменный, интенсивности на наших снимках различаются. Щелевой спектр показывает сильную и широкую эмиссионную линию при λ 3709 и передержанную линию при λ 4570. Принимая их за C IV λ 1549 и C III] λ 1909, получим $z_{em} = 1.394$. Значение красного смещения неуверенное, так как линия при λ 4570 находится в передержке.
- 1128+574 — Щелевой спектр показывает три широкие эмиссионные линии, L_{α} λ 1216, Si IV $\lambda\lambda$ 1394—1402 и C IV λ 1549. Наблюдаются также пять линий поглощения при $\lambda\lambda$ 3898, 4031, 4131, 4378 и 4769, которые нам не удалось отождествить.
- 1133+584 — В спектре, полученном в синей области, наблюдается сильная и широкая эмиссионная линия при λ 4137, с узкой и глубокой линией поглощения на коротковолновом крыле. В спектре, полученном позднее в красной области, наблюдаются многочисленные линии поглощения при $\lambda\lambda$ 5631, 5708, 5807, 6038, 6101, 6180, 6636, 6655 и 6897. Эмиссионные линии в красной области не наблюдаются. По-видимому, ранее приведенное значение красного смещения нуждается в уточнении. Линии поглощения нам не удалось отождествить.
- 1204+597 — В щелевом спектре, полученном в синей области, наблюдаются две широкие эмиссионные линии, отождествляемые нами как C IV λ 1549 и C III] λ 1909. Полные ширины указанных линий на уровне непрерывного спектра равны 110 и 170 Å соответственно.
- 1219+542 — Спектр сильно передержан. В нем намечаются несколько эмиссионных линий, которые трудно отождествить, так как они плохо прослеживаются.
- 1220+567 — Щелевой спектр получен в синей области. Наблюдаются две широкие эмиссионные линии при λ 4580 и λ 3727. Мы считаем, что это линии C IV и C III]. Полные ширины на уровне непрерывного спектра у обеих указанных линий равны 100 Å.
- 1220+559 — Спектр получен в синей области. Наблюдается только одна очень широкая эмиссионная линия при λ 5330. Необходимы дальнейшие наблюдения в других областях спектра.

1221+545 — В спектре, полученном в синей области, наблюдаются три широкие эмиссионные линии: L_2 , Si IV и C IV. L_2 находится в недодержке. Полные ширины указанных линий равны 80, 60 и 100 Å соответственно. На коротковолновом крыле L_2 и C IV как будто наблюдаются абсорбционные линии. По-видимому, это L_2 и C IV в самопоглощении.

1229+597 — Целевой спектр показывает две сильные эмиссионные линии, отождествляемые нами как C IV λ 1549 и C III] λ 1909. Наблюдается также малоcontrastная линия, которая, по-видимому, принадлежит [NV] λ 1750.

1315+605 — В спектре, полученном в синей области, наблюдаются две широкие эмиссионные линии при λ 4618 и λ 4177 и слабая эмиссионная деталь при λ 3625. Мы считаем, что это линии C IV λ 1549, Si IV λ 1394—1402 и L_2 . Полные ширины на уровне непрерывного спектра у Si IV λ 1394—1402 и C IV λ 1549 равны 70 и 180 Å соответственно.

В спектрах 16 объектов было обнаружено по две-три эмиссионные линии, по которым были определены их красные смещения, находящиеся в диапазоне 0.492—2.584. У пяти объектов было обнаружено лишь по одной эмиссионной линии, их квазизвездная природа не вызывает сомнений, но отождествление этих линий пока не представляется возможным, поэтому они занесены в таблицу без величины красного смещения.

Для этих объектов требуются дополнительные наблюдения в других диапазонах длин волн для выявления новых линий.

Следует отметить, что у большинства объектов табл. 1 наряду с эмиссионными линиями наблюдается много абсорбционных линий, но для их отождествления требуются более высококачественные спектры, чем те, которыми мы располагаем.

Как видно из данных табл. 1, обнаруженные в этой области QSO, за исключением объектов № 3 и 17, имеют очень высокую светимость, т. е. относятся к ярким квазарам.

б) *Новые объекты сейфертовского типа.* Среди выборки исследованных объектов нового обзора у полутора десятков было отмечено присутствие сейфертовских признаков, но лишь 10 были уверенно отнесены к сейфертовскому типу. Природа остальных, хотя они и отличаются от нормальных эмиссионных галактик, пока неясна, требуются дополнительные исследования.

Данные о десяти новых сейфертовских галактиках приведены в табл. 2, за которой следует краткое описание их основных морфологиче-

ских и спектральных особенностей, а регистрограммы их спектров представлены на рис. 2.

ГЕЙФЕРТОВСКИЕ ГАЛАКТИКИ

Таблица 2

№	Название SBS	Координаты		m _B	z	M _B	Сейфертовский тип
		α ₁₉₅₀	δ ₁₉₅₀				
1	0934+547	09 ^h 34 ^m 7	+54° 42'	18 ^m	0.1001	-20 ^m 4	2
2	0936+562	09 36 2	+56 15	16.5	0.1172	-22.2	1
3	1038+580	10 38 2	+57 01	16	0.0671	-21.4	1.5
4	1125+581	11 25 8	+58 06	15.5	0.0514	-21.4	2
5	1133+572	11 33 2	+57 14	16	0.0514	-20.9	2
6	1136+579	11 36 1	+57 59	16.5	0.1156	-22.1	1
7	1136+595	11 36 2	+59 30	17	0.1138	-21.6	1
8	1136+594	11 36 4	+59 28	16	0.0604	-21.2	1.5
9	1318+605	13 18 8	+60 31	16.5	0.0993	-21.8	1.5
10	1518+593	15 18 3	+59 19	16	0.0793	-21.8	1

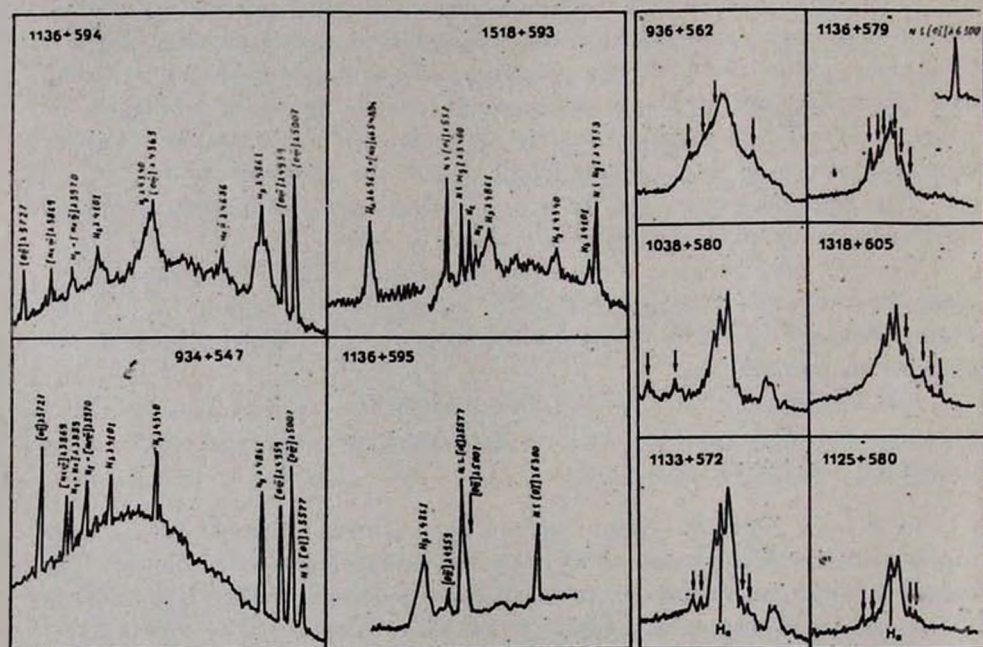


Рис. 2. Регистрограммы спектров галактик сейфертовского типа.

Табл. 2 составлена аналогично табл. 1, с той лишь разницей, что в последнем столбце приведены сейфертовские типы галактик. Диапазон красных смещений сейфертов равен 0.060—0.117.

Описание спектров

0934+547 — Очень голубой объект. На картах Паломарского обозрения не отличается от звезд. На низкодисперсионных обзорных снимках наблюдается несколько эмиссионных линий. Целевой спектр, полученный в синей области, показывает очень сильные эмиссионные линии: $[O III] \lambda 5007, 4959$, $H\beta$, $H\gamma$, $H\delta$, $H\epsilon$ + $[Ne III] \lambda 3968$, $H\gamma$ + $He I \lambda 3889$, $[Ne III] \lambda 3869$ и $[O II] \lambda 3727$. Как разрешенные, так и запрещенные линии умеренно уширены. Объект, по-видимому, занимает промежуточное положение между QSO и сейфертами.

0936+562 — Почти не отличается от звезд на картах Паломарского обозрения. В спектре, полученном в красной части, наблюдается широкая эмиссионная деталь, блендирующаяся с линиями ночного неба. Весьма вероятно, что это $H\alpha$, ее полная ширина на уровне непрерывного спектра порядка 100 Å. Скорее всего, это сейфертовская галактика первого типа.

1038+580 — Овальная, с хвостиком в виде запятой. Имеет звездообразное ядро. На низкодисперсионных обзорных снимках четко наблюдается $H\alpha$. Целевой спектр, полученный в красной части, выявил сильную эмиссионную линию $H\alpha$, еще более сильную $[N II] \lambda 6584$ и мало-контрастные $[S II] \lambda 6717/31$. Отношение $[N II] \lambda 6584/H\alpha > 3$. Полная ширина $H\alpha$ + $[N II]$ на уровне непрерывного спектра равна 100 Å. Объект можно отнести к сейфертовским галактикам промежуточного типа.

1125+581 — Ядерная область спиральной галактики типа SBc. Фотографическая величина и светимость относятся к ядерной области. В спектре, полученном в красной части, наблюдаются умеренной интенсивности $H\alpha$ и $[N II] \lambda 6584$. Отношение $[N II] \lambda 6584/H\alpha > 1$. По-видимому, сейфертовская галактика второго типа.

1133+572 — Ядерная область, по-видимому, спиральной галактики. Имеет звездообразное ядро. На обзорных снимках намечается $H\alpha$ и N_1 + N_2 + $H\beta$. Целевой спектр показывает в красной области сильную $H\alpha$ и $[N II] \lambda 6584$ и слабые $[S II] \lambda 6717/31$. Отношение $[N II] \lambda 6584/H\alpha > 3$. Полная ширина на уровне непрерывного спектра $H\alpha$ + $[N II]$ и $[S II]$ равны 60 и 45 Å соответственно. Объект, по-видимому, можно отнести ко второму типу сейфертовских галактик.

1136+579 — Овальная красная галактика. На обзорных снимках имеет резкий звездообразный спектр с сильным УФ-континуумом. Целевой спектр показывает в красной части широкую асимметричную эмиссионную линию H_α . Полная ширина H_α на уровне непрерывного спектра равна 170 Å. Сейферт первого типа.

1136+595 — Совершенно не отличается от звезд на картах Паломарского обозрения. В спектре, полученном в желтой области спектра, наблюдаются интенсивная и широкая эмиссионная линия H_α и слабая [O III] λ 4959. Линия [O III] λ 5007 блендируется с линией неба [O I] λ 5577. Полная ширина H_α на уровне непрерывного спектра порядка 110 Å. Это скорее QSO, нежели галактика.

1136+594 — Почти не отличается от звезд. Спектр получен в красной и синей областях. Наблюдаются широкие эмиссионные линии H_α , [O I] $\lambda\lambda$ 6300, 6363, [O III] $\lambda\lambda$ 5007, 4959, H_β , He II λ 4686, [O III] λ 4363, H_γ , H_δ , [S II] $\lambda\lambda$ 4076, 4068, H_α + [Ne III] λ 3968 + He I λ 3970, H_γ + He I λ 3889, [Ne III] λ 3868 и [O II] λ 3727. Разрешенные линии имеют узкие центральные ядра, находящиеся в широкой подложке. Мы относим объект к промежуточному типу.

1318+605 — Совершенно не отличается от звезд на прямых снимках. Спектр показывает в красной части сильные эмиссионные линии H_α и [N II] λ 6584. Отношение интенсивностей [N II] λ 6584/ H_α > 1. Полная ширина бленды H_α + [N II] равна 180 Å. По-видимому, сейфертовская галактика промежуточного типа.

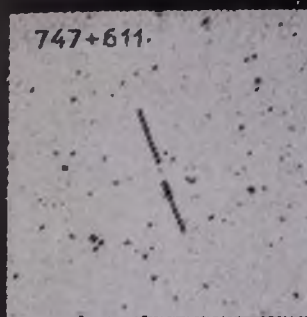
1518+593 — Спектр получен в красной и синей областях с помощью системы ОМА на 2,6-м телескопе БАО. Наблюдаются широкие разрешенные линии H_α — H_δ и узкие запрещенные линии [N II] $\lambda\lambda$ 6584/48, [O III] $\lambda\lambda$ 5007, 4959. Полные ширины H_α — H_δ на уровне непрерывного спектра равны 145, 145, 86 и 72 Å соответственно.

Как видно из табл. 2, среди этих объектов нет очень ярких. Наиболее яркими по светимости являются объекты № 2 и 6. Однако они заметно уступают по светимости уже известным галактикам сейфертовского типа Марк. 478, 509, 715, 813, 876, 1014, 1383, абсолютные величины которых находятся в пределах —23 ÷ —24. Последние по светимостям сравнимы с яркими QSO, чем практически стирается принципиальная разница между QSO и галактиками сейфертовского типа.

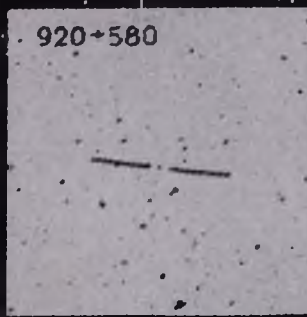
КАРТЫ ОТОЖДЕСТВЛЕНИЯ КВАЗИЗВЕЗДНЫХ ОБЪЕКТОВ

Размеры $16' \times 16'$. Север сверху, восток слева

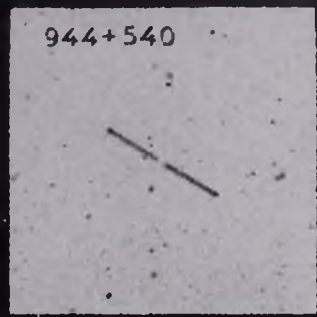
747+611



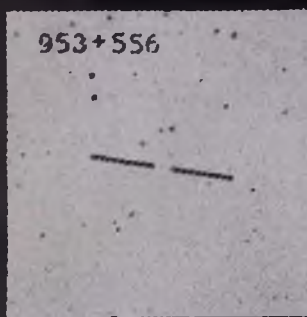
920+580



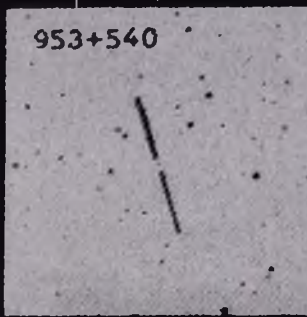
944+540



953+556



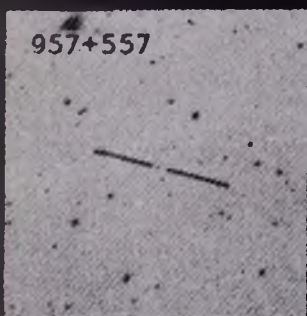
953+540



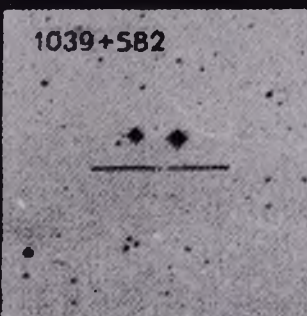
953+549



957+557



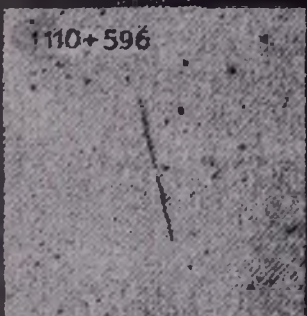
1039+582



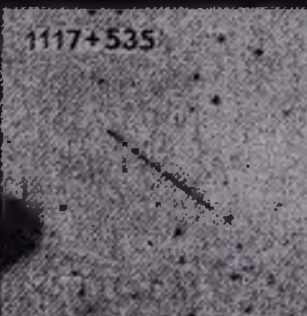
1055+584



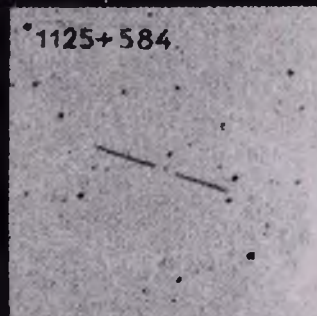
1110+596



1117+535



1125+584



1128+574

1133+584

1204+597

1219+542

1220+567

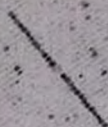
1220+559

1221+545

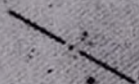
1229+597

1315+605

934+547



936+562



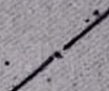
1038+580



1125+581



1133+572

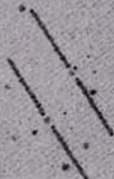


1136+579



1136+594

1136+595



1318+605



1518+595



К ст. Б. Е. Маркaryana и др.

Для отождествления объектов табл. 1 и 2 при дальнейших их исследованиях к статье прилагаются карты отождествления, отпечатанные с карт Паломарского обзора в синих лучах.

Бюраканская астрофизическая
обсерватория

Специальная астрофизическая
обсерватория АН СССР

THE SECOND BYURAKAN SPECTRAL SKY SURVEY. I. QUASISTELLAR AND SEYFERT OBJECTS

B. E. MARKARIAN, V. A. LIPOVETSKY, J. A. STEPANIAN

The second spectral survey of the Northern sky within 8^h and 17^h in α and 49° and 60° in δ is being carried out at the Byurakan Observatory since 1978. For that purpose the 40—52" Schmidt telescope with a set of objective prisms was used. An improved method is applied allowing the search and investigation of objects until 19—20^m, peculiar in their physical nature. The detected peculiar galaxies and stellar objects were then investigated by a 6 m telescope at the Special Astrophysical Observatory. Among the investigated 70 peculiar objects, 21 QSO and 10 Seyferts were detected. The data concerning these objects are presented in Tables 1 and 2. The rest of the objects turned out to be dwarfs, subdwarfs and doubtful QSO's.

ЛИТЕРАТУРА

1. Б. Е. Маркарян, Сообщ. Бюраканской обс., 34, 3, 1963.
2. Б. Е. Маркарян, Астрофизика, 3, 55, 1967; 5, 433, 581, 1969.
3. Б. Е. Маркарян, В. А. Липовецкий, Астрофизика, 7, 571, 1971; 8, 155, 1972; 9, 487, 1973; 10, 307, 1974; 12, 389, 657, 1976.
4. Б. Е. Маркарян, В. А. Липовецкий, Дж. А. Степанян, Астрофизика, 13, 225, 397, 1977; 15, 201, 363, 549, 1979; 16, 609, 1980.
5. Б. Е. Маркарян, В. А. Липовецкий, Дж. А. Степанян, Астрон. цирк., № 1141, 1; 1142, 1, 1980; № 1168, 2, 1981.
6. V. L. Afanasjev, I. D. Karachentsev, V. A. Lipovetsky, H. Lorenz, D. Stoll, Astron. Nachr., 300, 1, 1979.

УДК 524.7—355

СПЕКТРОФОТОМЕТРИЧЕСКОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ
ИРРЕГУЛЯРНОЙ ГАЛАКТИКИ NGC 2814

Н. К. АНДРЕАСЯН

Поступила 22 сентября 1982

Принята к печати 6 ноября 1982

Представлены результаты спектрофотометрического исследования двух наиболее ярких сгущений в галактике NGC 2814. Спектры получены на 2.6-м телескопе КрАО (дисперсия ≈ 100 А/мм) и на 6-м телескопе САО АН СССР (дисперсия ≈ 65 А/мм). Условия ионизации и возбуждения в сгущениях NGC 2814 похожи на таковые в нормальных H II областях. Определены электронные плотности и электронные концентрации ионизованного газа: $T_e \approx 10^4$ К; $N_e \approx 380 \text{ см}^{-3}$ в центральном сгущении и $T_e \approx 7.7 \cdot 10^3$ К; $N_e \approx 260 \text{ см}^{-3}$ в северном. Внутреннее поглощение в центральной области, по-видимому, порядка 1.87 , в северном же сгущении заметное внутреннее поглощение не обнаруживается. По химическому составу северное сгущение не отличается заметно от галактических H II областей, а в центральной области есть некоторый дефицит тяжелых элементов. Делается заключение о присутствии очагов звездообразования в NGC 2814.

1. Введение. NGC 2814 — одна из четырех галактик, составляющих группу Но 124, главным членом которой является большая спиральная галактика NGC 2805 [1]. По морфологическим признакам NGC 2814 отнесена к классу Iг II или, что то же самое, I0 по Вокулеру [2, 3]. На прямых фотографиях этой галактики обнаруживаются три сгущения, и кривая вращения имеет необычный изгиб в участке, соответствующем сгущению, находящемуся на расстоянии $8''$ к северу от центра галактики [4]. На основании спектроскопических данных и на анализе кривой вращения в работе [4] делается предположение о том, что северное сгущение является гигантской H II областью, которая, вероятно, вращается автономно. Для дальнейшего выяснения характера излучающих областей NGC 2814 проведена спектрофотометрия этой галактики. Результаты приводятся в настоящей статье.

2. Наблюдательный материал. Для спектрофотометрии использованы десять спектрограмм галактики NGC 2814, полученные в фокусе Несмита ЭТШ Крымской обсерватории с дифракционным спектрографом и ЭОП

типа УМ-92, а также в первичном фокусе БТА Специальной астрофизической обсерватории АН СССР со спектрографом СП-160 и ЭОП типа М9Ц-В.

На ЭТШ, 23.3 и 24.3.1979 г., получены шесть спектрограмм NGC 2814 с дисперсией примерно 100 А/мм, спектральное разрешение около 6 А, ширина щели спектрографа во время наблюдений была равна 1."85. Снимались две области спектра, центрированные на линии H_α и H_β .

На БТА получены четыре спектрограммы NGC 2814, охватывающие области спектра 3700—5050 А, 4800—6000 А и 5800—7000 А, средняя дисперсия 65 А/мм, спектральное разрешение примерно 5 А. Более подробные сведения об этих спектрах можно найти в работе [4]. Все использованные для спектрофотометрии спектрограммы получены при ориентировке щели спектрографа вдоль большой оси галактики. На рис. 1 показаны репродукции спектрограмм галактики NGC 2814, полученные на БТА (область 5800—7000 А) и на ЭТШ (область около линии H_β).

Для калибровки спектральной чувствительности системы БТА наблюдались стандартные звезды Feige 34 и HZ 15, спектрофотометрические данные о которых приведены в работе [5]. Кривые спектральной чувствительности системы ЭТШ со спектрографом и ЭОП построены по спектрам стандартных звезд, любезно предоставленным К. К. Чуваевым.

Непрерывный спектр северного сгущения слаб и в основном недодержан, поэтому, во избежание больших фотометрических ошибок, характеристические кривые построены в виде зависимости $I = f(\omega)$, которая остается прямолинейной и при низких плотностях почернения [6]. Величина ω выражается через плотность почернения формулой

$$\omega = \lg(10^D - 1).$$

Поправки за покраснение вычислены по формуле

$$\lg(I_\lambda/I_{H_\beta})_{\text{испр.}} = \lg(I_\lambda/I_{H_\beta})_{\text{набл.}} + C(H_\beta)f(\lambda).$$

Функция $f(\lambda)$ для нормального закона поглощения затабулирована в работе [7], а коэффициенты $C(H_\beta)$ вычислены путем сравнения наблюдаемого бальмеровского декремента с теоретическим в предположении, что бальмеровские линии имеют рекомбинационное происхождение. Теоретическое значение бальмеровского декремента (случай В, $T_e = 10^4$) приведены в работе [8].

Спектрограммы записаны с помощью микрофотометра ИФО-451 по двум сечениям, соответствующим двум областям NGC 2814 — центральной части и северному сгущению. Эти области обозначены буквами «А» и «В» на рис. 2, где показаны изоденсы галактики в U, B и V цветах. Изоденсы построены с помощью микроденситометра PDS-1010 на факсимильном

устройстве «Штрих-М» по фотографиям, полученным в первичном фокусе 2,6-м телескопа Бюраканской обсерватории. *UBV*-система осуществлялась следующим сочетанием пластинок и фильтров: *U* — ORWO Zu 21 + УФС-3; *B* — ORWO Zu 21 + ВС-3; *V* — Kodak 103a D + ЖС-18. Эта система не воспроизводит в точности международную *UBV*-систему, но близка к ней. Экспозиции при наблюдениях были 50, 40 и 45 мин, соответственно в *U*, *B* и *V* цветах. Градация плотностей одинакова на рис. 2 во всех трех цветах.

3. *Результаты наблюдений.* На рис. 2 отчетливо видны три конденсации, отмеченные в [4]. Примечательно, что в *V* цвете северная конденсация почти не заметна. Спектры северного и центрального сгущений на спектрограммах четко разделяются друг от друга и фотометрированы отдельно. В обоих спектрах наблюдаются одни и те же линии, однако линии H_7 и H_8 в спектре северного сгущения наблюдаются в эмиссии, а в спектре центральной области — в абсорбции. Эмиссионные линии в обоих спектрах неширокие, профили линий инструментальные. В табл. 1 приведены наблю-

Таблица 1

ЭКВИВАЛЕНТНЫЕ ШИРИНЫ И ОТНОСИТЕЛЬНЫЕ ИНТЕНСИВНОСТИ
ЛИНИЙ В СПЕКТРЕ ГАЛАКТИКИ NGC 2814

Линия	А			В		
	<i>W</i>	$(I_\lambda/I_{H\beta})_{\text{набл.}}$	$(I_\lambda/I_{H\beta})_{\text{испр.}}$	<i>W</i>	$(I_\lambda/I_{H\beta})_{\text{набл.}}$	$(I_\lambda/I_{H\beta})_{\text{испр.}}$
6731 [S II]	6.20	0.83	0.34	32.01	0.32	0.27
6717 [S II]	7.11	0.93	0.39	38.07	0.37	0.32
6584 [N II]	7.61	1.19	0.54	36.42	0.42	0.36
6563 H_α	41.00	6.25	2.87	251.32	3.30	2.87
6548 [N II]	1.38:	0.38:	0.18:	13.05	0.16	0.13
5007 [O III]	9.08	2.12	1.95	62.30	1.47	1.44
4959 [O III]	3.18	0.71	0.67	22.41	0.53	0.32
4861 $H\beta$	3.95	1.00	1.00	38.03	1.00	1.00
4340 H_7	—	—	—	21.04	0.44	0.46
4340 H_7 а	1.34:	—	—	—	—	—
4102 H_8	—	—	—	1.87	0.11	0.12
4102 H_8 а	0.93:	—	—	—	—	—
3727 [O II]	11.67	3.45	6.48	50.61	1.57	1.77
C ($H\beta$)		0.91			0.16	

даемые и исправленные за покраснение значения относительных интенсивностей и эквивалентных ширины спектральных линий областей А и В, усредненные по всем спектрограммам. В последней строке таблицы приведены значения логарифмического коэффициента покраснения в линии $H\beta$.

Ошибка определения относительных интенсивностей в среднем порядка 10—15%, а для самых слабых линий достигает 25—30%, такие значения в таблице отмечены двоеточием. Буквой «а» в таблице обозначены абсорбционные линии.

Некоторые важные спектрофотометрические данные для рассматриваемых областей приведены в табл. 2.

Таблица 2

Параметр	А	В
Индекс возбуждения $r = I([O III])/I([O II])$	0.37	1.10
Индикатор T_e $I([O III]) + [O II])/I(H\beta)$	6.80	3.73
Индикатор T_e $I([O III])/I([N II])$	3.64	4.00
Индикатор N_e $I([S II] 6717)/I([S II] 6731)$	1.15	1.18
$I(H\alpha)/I([N II])$	3.58	5.85

Степень возбуждения обеих областей, как видно из табл. 2, невысокая, такое возбуждение могло бы вызываться излучением горячих звезд. Отношение $I(H\alpha)/I([N II])$ в основном зависит от химического состава и механизма ионизации — при фотоионизации и нормальном химическом составе $I(H\alpha)/I([N II])$ порядка трех [9]. Приведенные в табл. 2 значения этого отношения характерны для рукавов спиральных галактик, ядерных же областях они уменьшаются до значений меньше единицы [10, 11].

4. Механизм ионизации и физические условия. Как видно из табл. 1, наблюдаемый бальмеровский декремент области А значительно круче, чем в области В, что, вообще говоря, может быть обусловлено разными механизмами ионизации или различиями в поглощении. Наблюдаемый бальмеровский декремент области В соответствует механизму фотоионизации под влиянием излучения горячих звезд, причем внутреннего поглощения практически нет и бальмеровский декремент искажен только галактическим поглощением ($C = 0.16$).

Большую крутизну бальмеровского декремента в области А можно попытаться объяснить либо действием механизма ионизации под влиянием ударов тепловых электронов, либо поглощением в самой галактике при механизме фотоионизации. Однако при ионизации ударами тепловых электронов, наряду с линиями $[O II] \lambda 3727$ и $[O III] \lambda 5007, 4959$, наблюдались бы линии $[O I] \lambda 6300, 6364$, причем интенсивность последних была бы больше или, по крайней мере, порядка интенсивностей линий $[O II]$ и $[O III]$ при любом подборе электронной температуры и плотности излучающей среды [12, 13]. Линии $O I$ в спектре NGC 2814 не обнаруживаются

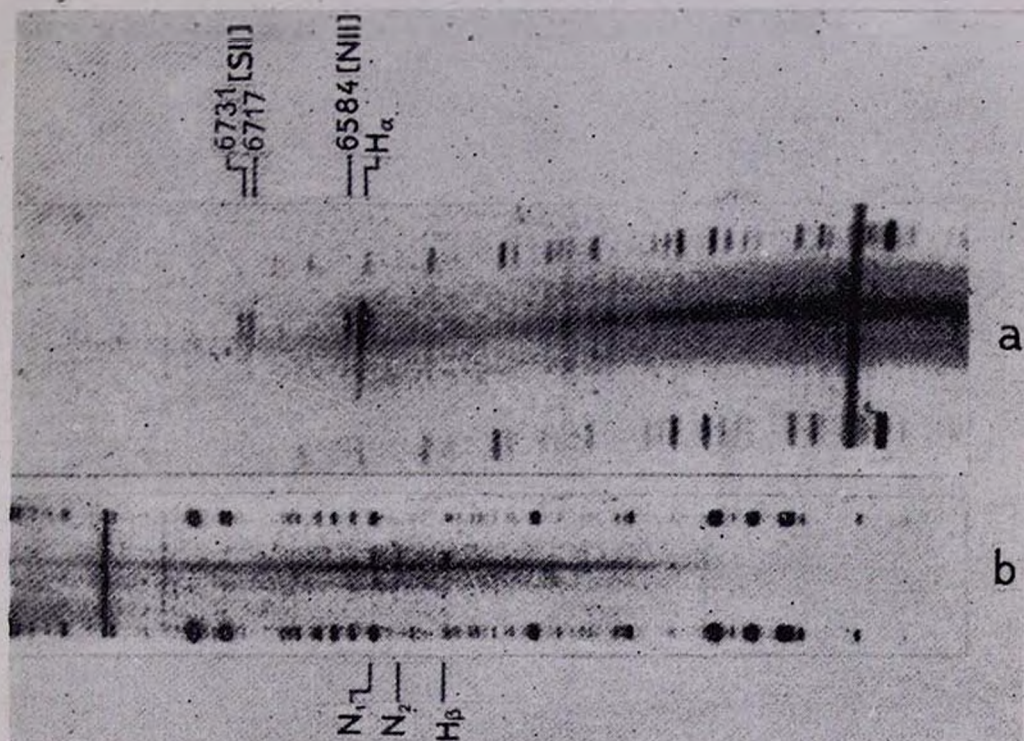


Рис. 1. Спектр галактики NGC 2814: а) область 5800—7000 Å, получен в прорезном фокусе БТА, б) область скола линии $H\beta$, получен в фокусе Несмита ЭТШ.

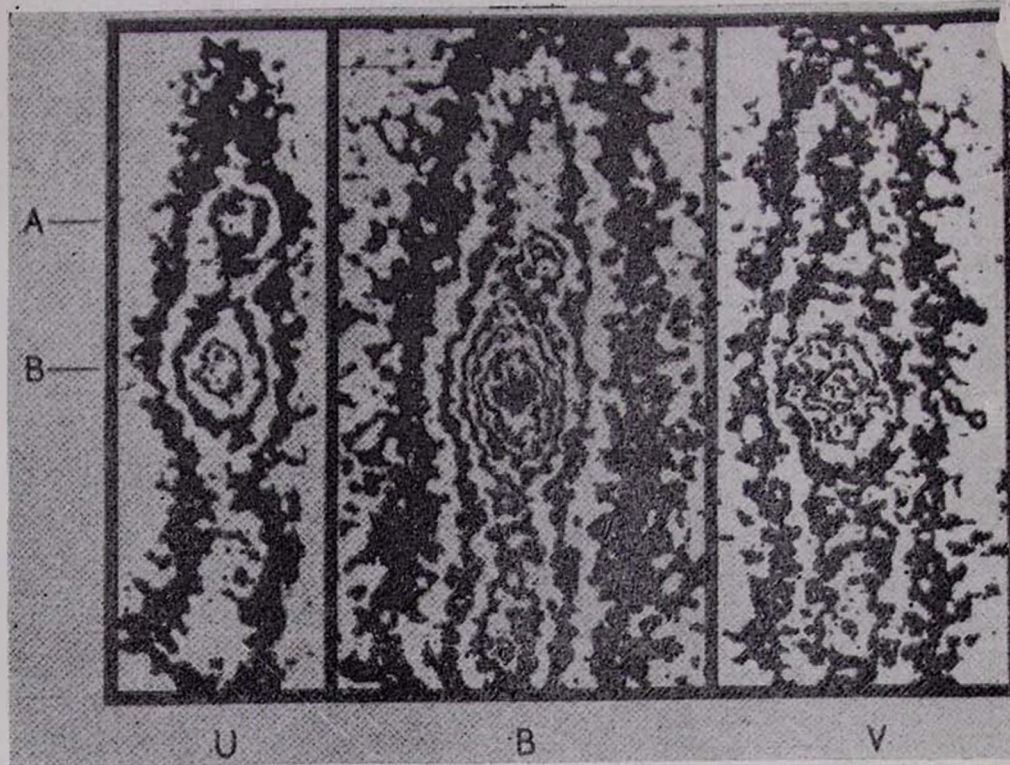


Рис. 2. Изоденсы галактики NGC 2814 в UBV цветах, масштаб $\sim ''/\text{мм}$, север сверху.

К ст. Н. К. Андреасян

и, кроме того, на классификационных диаграммах, приведенных в работе Болдуина и др. [14], точки, соответствующие сгущениям А и В, попадают в область «нормальных» Н II областей. Таким образом, можно считать, что в области А, как и в области В, ионизация происходит под влиянием излучения горячих звезд, а бальмеровский декремент в области А искажен в основном внутренним поглощением. Судя по логарифмическому коэффициенту покраснения (табл. 1), влияние поглощения в центральной области NGC 2814 достигает значения 1^{m87} в линии H_3 .

По эквивалентной ширине линии H_3 и цвету Н II области можно приблизительно оценить эффективную температуру ионизирующих газ звезд [15, 16]. Для центральной и северной областей NGC 2814 получаются $2.5 \cdot 10^4 \text{ K} < T_{\text{эфф.}} \leq 3 \cdot 10^4 \text{ K}$ и $3 \cdot 10^4 \text{ K} \leq T_{\text{эфф.}} < 3.5 \cdot 10^4 \text{ K}$ соответственно.

В спектрах обеих областей авроральные линии не наблюдаются, и непосредственно определить электронную температуру этих областей невозможно. Поэтому для определения электронной температуры использованы эмпирические корреляции между электронной температурой и отношениями интенсивностей линий $[\text{O III}] + [\text{O II}] / H_3$ и $[\text{O III}] / [\text{N II}]$, приведенных в работах [17] и [18] соответственно. Для электронной температуры взяты средневзвешенные определенных по этим двум методам значений. Метод $[\text{O III}] / [\text{N II}]$ предполагает нормальный химический состав и при отклонении химического состава от нормального он неточен [19]. В областях А и В, как будет показано ниже, отношение N/O ниже нормального, что приводит к заниженным значениям T_e при использовании метода $[\text{O III}] / [\text{N II}]$. Поэтому этим значениям T_e придано меньше веса. Для электронной температуры центрального и северного сгущений получаются значения $1 \cdot 10^4 \text{ K} \pm 280$ и $7.7 \cdot 10^3 \text{ K} \pm 160$ соответственно.

Для определения электронной плотности использованы результаты работы [20], где приведены значения отношения интенсивностей линий $[\text{S II}] \lambda 6717$ и 6731 для разных плотностей с учетом новых данных о силах столкновений для иона S^+ . Для центрального и северного сгущений получаются значения $3.8 \cdot 10^2 \text{ см}^{-3}$ и $2.6 \cdot 10^2 \text{ см}^{-3}$ соответственно. Такие значения плотности характерны для периферийных областей спиральных галактик и для ярких сгущений в иррегулярных галактиках [21, 22], в ядерных же областях спиральных галактик и иррегулярных галактик с УФ-экссесом электронная плотность порядка 10^3 см^{-3} [23, 24].

5. Химический состав. Относительное содержание различных ионов можно определить исходя из относительных интенсивностей линий этих ионов. Соответствующие формулы для ионов O^+ , O^{++} и N^+ приведены в работе [25]. Для определения же содержания S^+ нами использованы новые атомные данные [26].

Индекс возбуждения в обеих областях NGC 2814 сравнительно невелик (табл. 2), и можно предположить, что в этих областях нет какого-либо значительного количества кислорода в более высокоионизованном состоянии, чем O^{++} . Кроме того, потенциал ионизации Н и О почти одинаков, и можно принять, что относительное количество нейтрального водорода существенно не отличается от относительного количества нейтрального кислорода. Относительное содержание кислорода в таком случае можно определить по формуле

$$\frac{N(O)}{N(H)} = \frac{N(O^+)}{N(H^+)} + \frac{N(O^{++})}{N(H^+)}$$

Азот наблюдается только в однократно ионизованном состоянии, но так как потенциалы ионизации O^0 , O^+ , O^{++} и N^0 , N^+ , N^{++} примерно одинаковы, можно принять, что

$$\frac{N(N)}{N(H)} = \frac{N(N^+)}{N(H^+)} \cdot \frac{N(O)}{N(O^+)}$$

Наблюдаемая нами спектральная область не охватывает линии [S III] λ 9069 и 9032, и определить относительное количество ионов S^{++} в данном случае невозможно. При таких обстоятельствах содержание серы можно определить по эмпирическому соотношению, приведенному в работе [27],

$$2.5 \frac{N(S^+)}{N(S)} = \left[\frac{N(O^+)}{N(O)} \right]^2$$

В табл. 3 приведены значения относительного содержания ионов O^+ , O^{++} , N^+ , S^+ , логарифмы количества атомов О, N, S при $\lg H = 12$ и величины $[X/H] = \lg(X/H) - \lg(X/H)_{\text{Орион}}$ для сравнения химического состава рассматриваемых областей NGC 2814 с химическим составом туманности Ориона. Данные о химическом составе туманности Ориона взяты из работы [28]. Следует отметить, что при определении химического состава температурные флуктуации в излучающих областях не учитывались.

Как видно из табл. 3, в центральной области NGC 2814 имеется небольшой, но ощутимый дефицит тяжелых элементов по сравнению с туманностью Ориона. Небольшой дефицит в содержании азота и серы наблюдается также в северном сгущении, но вообще химический состав северного сгущения не сильно отличается от химического состава галактических H II областей, приведенного в работе [29]. Химический состав обеих областей NGC 2814 в общем типичен для изолированных внегалактических

Н II областей, для галактик с УФ-экссессом и иррегулярных галактик с областями активного звездообразования [22, 30, 31].

Таблица 3

	В	А
O^+ / H^+	$2.62 \cdot 10^{-4}$	$2.52 \cdot 10^{-4}$
O^{++} / H^+	$6.59 \cdot 10^{-5}$	$1.08 \cdot 10^{-4}$
$N(O)$	8.52	8.56
$[O/H]$	-0.17	0.04
N^+ / H^+	$0.90 \cdot 10^{-5}$	$1.12 \cdot 10^{-5}$
$N(N)$	7.05	7.20
$[N/H]$	-0.52	-0.37
S^+ / H^+	$0.15 \cdot 10^{-5}$	$0.27 \cdot 10^{-5}$
$N(S)$	6.76	7.19
$[S/H]$	-0.43	-0.14

6. *Обсуждение результатов.* Физические условия в областях А и В галактики NGC 2814 похожи на таковые во внегалактических Н II областях, наблюдающихся в рукавах спиральных галактик. Спектральные характеристики обеих областей можно объяснить в рамках механизма фотоионизации. Эффективная температура ионизирующих газ звезд соответствует звездам классов ВО-В1 в области А и О8—О9 в области В. Интенсивный континуум в видимой части спектров и наличие абсорбционных линий в области А, по-видимому, свидетельствуют о присутствии значительного количества звезд более поздних спектральных классов в этой области. Не исключено также участие в образовании непрерывного спектра области А излучения ядра галактики. В случае же области В, вероятно, имеем дело с «чистой» Н II областью.

Наблюдается некоторый дефицит содержания тяжелых элементов в обеих областях, который особенно ощутим в центральной области, а отношение N/O в северной, более удаленной от центра области, меньше, чем в центральной. В центральной области причина дефицита тяжелых элементов могла бы быть связана с присутствием в этой области значительного количества поглощающей материи ($A_{H\beta} = 1^m87$), в частицах которой может быть «спрятана» некоторая часть атомов тяжелых элементов [32, 33].

Бальмеровский декремент в северной области искажен только межзвездным поглощением. По-видимому, количество экранирующей пыли в этой области сравнительно небольшое, а сама область находится близко к внешней границе галактики. Последний вывод не противоречит предполо-

жению, сделанному в [4] о том, что северная H II область, возможно, является внешним компонентом галактики NGC 2814.

Конденсация в центральной области NGC 2814, по-видимому, представляет собой эмиссионную ядерную область низкого возбуждения. Такое свойство центрального сгущения часто наблюдается в спиральных галактиках, причем чаще в спиральных галактиках с перемычкой, чем в нормальных спиралях. Этот факт, согласно [34], свидетельствует о более активном звездообразовании в SB-галактиках. Возможно, как отмечено в [35], NGC 2814 является SBb-галактикой, видимой с ребра. Во всяком случае, результаты настоящей работы не противоречат этому. По-видимому, галактику NGC 2814 можно назвать активной в смысле присутствия в ней очагов звездообразования.

Автор выражает глубокую благодарность академику В. А. Амбарцумяну за полезные замечания, проф. Э. Е. Хачикяну за дискуссию. К. К. Чуваеву, А. Н. Буренкову и А. С. Амирханяну за помощь при наблюдениях.

Бюраканская астрофизическая
обсерватория

SPECTROPHOTOMETRIC INVESTIGATION OF THE IRREGULAR GALAXY NGC 2814

N. K. ANDREASIAN

The results of the spectrophotometric investigation of the two most luminous condensations in the galaxy NGC 2814 are presented. Spectra were obtained on the 2.6 m telescope of the Crimean Observatory (dispersion 100 Å/mm) and the 6 m telescope of the Special Astrophysical Observatory (dispersion 65 Å/mm).

Ionisation and excitation conditions in NGC 2814 condensations are like those in normal H II Regions. Electron temperatures and electron densities of ionised gas are estimated: $T_e \approx 10^4$ K, $N_e \approx 380 \text{ cm}^{-3}$ in the central condensations and $T_e \approx 7.7 \cdot 10^3$ K, $N_e \approx 260 \text{ cm}^{-3}$ in the northern ones. Internal absorption in the central region of the galaxy is 1.87 near the H_β line. We find no evidence of internal absorption in the Northern condensations. Chemical abundance of the Northern condensation are comparable to that of the galactic H II regions while the central region is metal deficient. Conclusion about the presence of star formation centered in NGC 2814 is made.

ЛИТЕРАТУРА

1. E. Holmberg, Ann. Lund Obs., No. 6, 1937.
2. O. K. Krtzenke Jr., P. W. Hodge, A. J., 79, 1242, 1974.
3. G. de Vaucouleurs, Ap. J. Suppl. ser., 8, 31, 1963.
4. Н. К. Андреасян, Э. Е. Хачикян, Астрофизика (в печати).
5. R. P. Stone, Ap. J., 218, 767, 1977.
6. G. de Vaucouleurs, Appl. Optics, 7, 1513, 1968.
7. M. F. Seaton, Rept. Progr. Phys., 23, 324, 1960.
8. M. Brocklehurst, M. N. RAS, 153, 471, 1971.
9. D. E. Osterbrock, Nuclei of Galaxies, ed. D. J. K. O'Connell, New York, 1971.
10. E. M. Burbidge, G. R. Burbidge, Ap. J., 135, 694, 1962.
11. E. M. Burbidge, G. R. Burbidge, Ap. J., 142, 634, 1965.
12. D. P. Cox, W. H. Tucker, Ap. J., 167, 1157, 1969.
13. S. M. Aldrovandi, D. Pegibnot, Astron. Astrophys., 26, 33, 1973.
14. J. A. Baldwin, M. M. Phillips, R. Terlevitch, P.A.S.P., 93, 5, 1981.
15. L. Searl, Ap. J., 168, 327, 1971.
16. G. A. Shields, B. M. Tinsley, Ap. J., 203, 66, 1976.
17. B. E. Pagle, M. E. Edmunds, D. E. Blackwell, M. S. Chun, G. Smith, M. N. RAS, 189, 95, 1979.
18. D. Alloin, S. Collin-Souffrin, M. Joly, L. Vigroux, Astron. Astrophys., 78, 200, 1979.
19. G. Stasinska, D. Alloin, S. Collin-Souffrin, M. Joly, ESO Prepr. No. 96, 1980.
20. И. В. Носов, Астрон. цирку., № 1050, 1975.
21. H. E. Smith, Ap. J., 199, 591, 1975.
22. J. Lequeux, M. Peimbert, J. F. Rayo, A. Serrano, S. Torres-Peimbert, Astron. Astrophys., 80, 155, 1979.
23. D. Alloin, J. Bergeron, D. Pelat, Astron. Astrophys., 26, 33, 1973.
24. T. M. Heckman, Astron. Astrophys., 87, 142, 1980.
25. M. Peimbert, R. Costero, Bol. Obs. Tonantzintla, 5, 3, 1969.
26. A. K. Pradhan, M. N. RAS, 184, 89P, 1978.
27. G. Stasinska, Astron. Astrophys., 66, 257, 1978.
28. M. Peimbert, S. Torres-Peimbert, M. N. RAS, 179, 217, 1977.
29. S. A. Hawley, Ap. J., 224, 417, 1978.
30. Y. Taniuchi, Sh. Tamura, Preprint.
31. A. M. Boesgaard, S. Edwards, J. Heldmann, Ap. J., 252, 487, 1982.
32. D. Alloin, Astron. Astrophys., 9, 45, 1970.
33. M. Peimbert, Ap. J., 154, 33, 1968.
34. T. M. Heckman, Astron. Astrophys., 89, 365, 1980.
35. A. G. Bosma, S. Casini, J. Heldmann, J. M. van de Hulst, H. van Voerden, Astron. Astrophys., 89, 345, 1980.

УДК 524.7—82—355

ОТНОСИТЕЛЬНЫЕ ИНТЕНСИВНОСТИ ВОДОРОДНЫХ ЛИНИЙ
В СПЕКТРАХ КВАЗАРОВ И ЯДЕР СЕЙФЕРТОВСКИХ
ГАЛАКТИК

Н. А. КАТЫШЕВА

Поступила 11 июня 1982

Принята к печати 6 ноября 1982

На основе теории свечения движущихся оболочек [14, 15] при ударных возбуждениях и ионизациях рассчитаны относительные интенсивности линий водорода. Проведено сравнение теоретических отношений L_α/H и R_α/H_β с наблюдаемыми для квазаров и сейфертовских галактик. Показано, что малые отношения L_α/H_α и их относительно небольшой разброс можно объяснить близостью состояния излучающего газа к состоянию полной термализации.

1. *Введение.* Относительные интенсивности водородных линий в спектрах различных объектов—нестационарных звезд, квазаров и ядер активных галактик—отражают физические условия в областях их образования и позволяют произвести грубую оценку параметров излучающего газа. Вплоть до недавнего времени этой цели служили относительные интенсивности бальмеровских линий, анализу и расчетам которых посвящено большое число работ (см., например, [1] и цитированную там литературу).

Развитие внеатмосферных наблюдений сделало возможным для объектов с большим красным смещением—сейфертовских галактик (СГ) и квазаров (КЗО)—наблюдение не только бальмеровских линий, но и линий L_α и R_α , позволяющих получить большую информацию о физических условиях в эмиссионных областях, чем из анализа лишь бальмеровского декремента.

Оказалось (на это впервые указал Болдуин [2, 3]), что отношение интенсивностей линий L_α и H_α на порядок меньше, а бальмеровский декремент—круче предсказываемых рекомбинационной теорией.

Жирином [4] и вслед за ним Кэнфилдом и др. [5] было найдено малое отношение L_α/H_α для солнечной хромосферы и вспышек. В [4] было высказано предположение о существовании некоего универсального механизма самостабилизации, приводящего к одинаковым параметрам излучающего газа у различных объектов. Кэнфилд и др. [5] провели расчеты

отношения L_{α}/H_{α} и пришли к выводу о различии механизмов образования малых отношений L_{α}/H_{α} в спектрах квазаров и Солнца.

Проблема аномально низких отношений L_{α}/H_{α} послужила толчком к пересмотру существующих фотоионизационных моделей ядер СГ и КЗО и стимулировала дальнейшие исследования образования водородных линий в условиях неравновесной, оптически толстой в линиях плазмы [1, 6—11]. Наиболее подробно обсуждались следующие механизмы уменьшения потока излучения в линии L_{α} по сравнению с потоками в линиях балмеровской серии: 1) поглощение L_{α} -квантов пылью, находящейся либо внутри газовых облаков, либо во внешних слоях оболочки квазара; 2) деактивация второго уровня атома водорода электронными ударами; 3) фотоионизации с возбужденных уровней под действием излучения ядра. В каждом из этих случаев имеются возможности путем соответствующего подбора параметров получить наблюдаемое отношение $L_{\alpha}/H_{\alpha} \sim 1$. Однако, как справедливо отмечено в работе Сойфера и др. [12], основная трудность заключается в том, что все три механизма предсказывают значительно более широкий диапазон изменения относительных интенсивностей водородных линий и ни один из них не дает ответа на вопрос, почему эти характеристики мало меняются при переходе от одного объекта к другому.

В большинстве упомянутых работ расчеты водородного спектра производились для случая неподвижной среды. Однако применительно к квазарам и ядрам активных галактик такой подход представляется малообоснованным. Как показал Вильямс [13], в газовых облаках, светящихся в разрешенных линиях, должны существовать градиенты скорости, обусловленные световым давлением в резонансных линиях. Кроме того, очевидно, что при выбросе газового облака из ядра со скоростью порядка нескольких тысяч километров в секунду в нем неизбежно появление внутренних дифференциальных движений, связанных непосредственно с самим процессом ускорения и выброса. Так, если характерная скорость внутренних движений порядка 100 км/с, т. е. составляет всего лишь несколько процентов от скорости движения облака как целого, то уже при этих условиях просветление среды вследствие градиента скорости полностью определяет выход излучения в спектральных линиях из центральных частей облака. Поэтому проблему образования разрешенных линий в оболочках СГ и КЗО следует рассматривать на основе теории свечения движущихся сред Соболева [14, 15].

Целью данной статьи является анализ относительных интенсивностей водородных линий в спектрах квазаров и сейфертовских галактик. Наблюдаемые интенсивности линий сравниваются с теоретическими, полученными на основе указанной выше теории для случая ударных механизмов возбуждений и ионизаций. В отличие от [1], где были рассчитаны лайманов-

ский и бальмеровский декременты, здесь рассматриваются относительные интенсивности линий, принадлежащих разным сериям.

2. Основные предположения. Будем рассматривать слой излучающего газа, движущийся с градиентом скорости и однородный по плотности и температуре. Будем также считать, что слой может быть непрозрачен для излучения не только в линиях лаймановской, но и субординатных серий, а основным механизмом возбуждений и ионизаций являются ударные процессы. Радиационные члены в уравнениях стационарности, учитывающие диффузию излучения в спектральных линиях, запишутся в приближении теории свечения движущихся оболочек Соболева [14, 15] через величины β_{ik}^0 — вероятности выхода кванта в линии $k \rightarrow i$. Вероятность выхода кванта в линии L_a выражается через атомные характеристики и усредненный градиент скорости крупномасштабных движений в среде $\left| \frac{\partial v}{\partial s} \right|$ с помощью формулы

$$\beta_{12}^0 = \frac{1}{2un_1K_{12}} \left| \frac{\partial v}{\partial s} \right|, \quad (1)$$

где u — средняя тепловая скорость атомов, n_1 — населенность первого уровня атома водорода, K_{12} — коэффициент поглощения в линии L_a в расчете на один атом (с учетом отрицательного поглощения).

Вероятности выхода квантов в других линиях определяются через величину β_{12}^0 .

Исходными параметрами задачи являются: электронная плотность N_e , электронная температура T_e и величина β_{12}^0 .

3. Результаты вычислений. На рис. 1, 2 приведены зависимости относительных интенсивностей линий L_a/H_α , H_α/H_β и H_α/H_γ от параметров излучающего газа, полученные на основе результатов работы [1] и дополненные расчетами для значения электронной температуры $T_e = 15000$ К. При вычислениях величина β_{12}^0 менялась в интервале от единицы (газ прозрачен в частотах спектральных линий) до значения, при котором оптическая толщина за границей бальмеровской серии становилась равной 0.3. При $\beta_{12}^0 < \beta_{12}^{\text{кр}}$, соответствующей оптической толщине газа за лаймановским пределом $\tau_{L_c} = 1$, производился учет диффузного L_c -излучения путем «выключения» рекомбинаций на первый уровень.

Каждому теоретическому треку на графиках отвечают определенные значения T_e и N_e , а вдоль кривой изменяется значение вероятности выхода кванта в линии L_a , указанное сбоку (например, 3—3 означает $\beta_{12}^0 = 3 \cdot 10^{-3}$). Треугольниками на рис. 1 обозначены относительные интен-

сивности линий, соответствующие случаям А и В рекомбинационной теории.

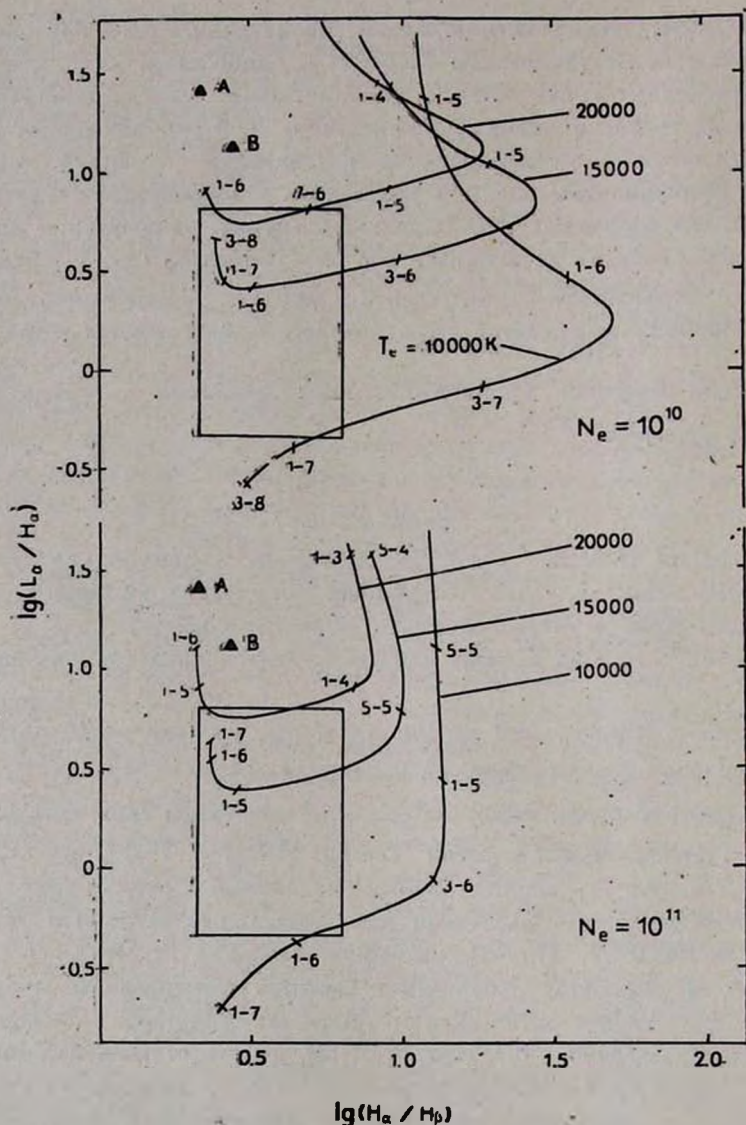


Рис. 1. Зависимость отношений L_α / H_α , H_α / H_β от параметров излучающего газа.

Сплошные линии — теоретические относительные интенсивности для ряда значений параметров. Прямоугольники — область наблюдаемых значений относительных интенсивностей. $\blacktriangle A$ и $\blacktriangle B$ — соответствуют случаям А и В рекомбинационной теории.

Отношение L_α/H_β . На рис. 1 показана зависимость L_α/H_α от H_α/H_β , причем изображены только части кривых, соответствующие газу, непрозрачному в линиях субординатных серий. Видно, что на

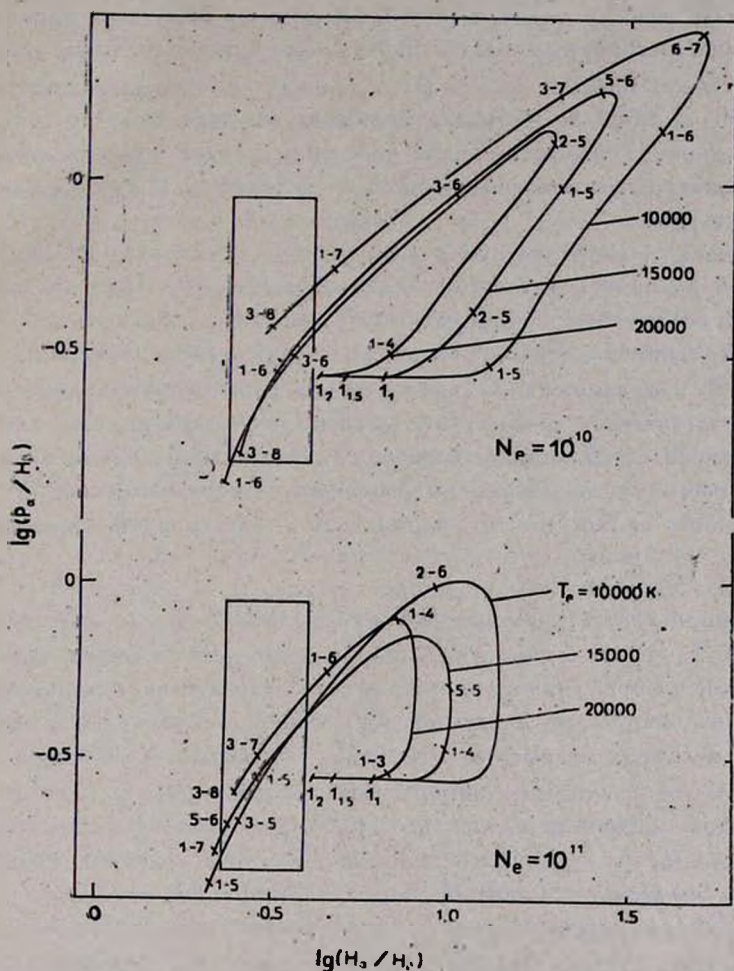


Рис. 2. Зависимость отношений P_α/H_β , H_α/H_β от параметров излучающего газа. Через 1_2 , $1_{1.5}$ и 1_1 обозначены точки начала кривых ($\beta_{12}^0 = 1$) для $T_e = 20\,000$, $15\,000$ и $10\,000$ К соответственно.

каждом треке существуют две области: 1) область, в которой происходит уменьшение отношения L_α/H_α и увеличение H_α/H_β из-за усиления непрозрачности газа в бальмеровской серии; 2) зона одновременного уменьшения L_α/H_α и H_α/H_β . Поворот кривых влево и вниз начинается при оптической толщине газа в линии $P_\alpha \tau_{P_\alpha} \sim 1$.

В работах Дрейка и Ульриха [16] и Гринина и Катышевой [1] (см. также рис. 1) показано, что поведение отношения L_α/N_α сильно зависит от температуры: при достаточно высокой электронной концентрации $N_e \sim 10^{10} - 10^{11} \text{ см}^{-3}$ и малой вероятности выхода кванта из среды, т. е. приближении состояния газа к состоянию полной термализации, отношение L_α/N_α при $T_e = 10000 \text{ К}$ может быть значительно меньше единицы; при $T_e = 15000$ и 20000 К достигает минимальных значений 3 и 5 соответственно и вновь возрастает. Такое поведение вызвано увеличением роли ударных ионизаций с высоких уровней, происходящем при росте электронной температуры.

Из рис. 1 следует, что при фиксированных значениях N_e и T_e при уменьшении β_{12}^0 происходит сгущение точек на теоретических треках: значительным изменениям β_{12}^0 соответствуют малые смещения точек вдоль теоретической кривой. Сравнивая теоретические зависимости при фиксированной T_e и различных N_e , видим, что в этой области параметров положение теоретических треков слабо зависит и от значения N_e , т. е. отношения интенсивностей линий вблизи состояния полной термализации оказываются весьма устойчивыми по отношению к изменениям β_{12}^0 и N_e и определяются единственным параметром — электронной температурой газа.

Отношение P_α/H_β . Поведение отношения P_α/H_β представлено на рис. 2. Оно в общих чертах отражает изменение соотношения между населенностями возбужденных уровней при последовательном запылении излучения в бальмеровской и пашеновской сериях. Пока излучающий газ прозрачен в линиях бальмеровской серии, отношение P_α/H_β практически не зависит от исходных параметров: $P_\alpha/H_\beta = A_{43} \cdot \nu_{34}/A_{42} \cdot \nu_{24} = 0.28$, где A_{43} , A_{42} — эйнштейновские коэффициенты вероятностей спонтанных переходов, ν_{34} , ν_{24} — частоты линий P_α и H_β . По мере увеличения оптической толщины в линии H_α — отношения P_α/H_β и H_α/H_β растут, достигая максимума при $\tau_{P_\alpha} \sim 1$. При дальнейшем росте непрозрачности газа происходит резкий поворот теоретических треков, отражающий приближение состояния газа к состоянию полной термализации.

В отличие от предыдущего графика (рис. 1) в данном случае имеются две области „сгущений“ (при $\beta_{23} = 1$ и $\beta_{12}^0 \rightarrow 0$), располагающихся близко друг от друга и слабо зависящих от электронной температуры газа.

4. *Обсуждение.* На рис. 1—2 по данным [3, 9, 12] и более поздних работ представлены прямоугольники наблюдаемых относительных интен-

сивностей L_γ/H_α , H_γ/H_β и P_γ/H_β . На диаграмме P_γ/H_β , H_γ/H_β наблюдательные данные находятся вблизи областей «сгущения» и вследствие отмечавшейся выше близости указанных областей не позволяяют однозначно определить, какому из двух предельных случаев ($\beta_{12}^0 \rightarrow 0$ или $\beta_{23} = 1$) они соответствуют. Однозначный ответ на этот вопрос можно получить из рис. 1, из которого следует, что наблюдаемые отношения L_γ/H_α соответствуют газу, оптически толстому в линиях субординатных серий ($\beta_{23} \ll 1$), близкому к состоянию полной термализации.

Расчеты показывают, что в этих условиях преобладающим механизмом ионизации газа являются многоступенчатые переходы с возбужденных уровней в континуум, в которых важную роль играют ионизации со второго уровня. Опустошение в результате этих процессов второго уровня и является причиной образования аномально низких отношений L_γ/H_α . Поскольку вблизи состояния полной термализации теоретические относительные интенсивности слабо зависят от N_e и β_{12}^0 , то это в свою очередь дает простое и естественное объяснение сравнительно малому разбросу наблюдательных данных. В случае L_α/H_α он может быть полностью обусловлен изменением температуры газовых облаков в интервале от 10 000 до 20 000 К, т. е. в интервале температур, характерном для областей образования водородной эмиссии.

Однако в случае P_α/H_β диапазон изменения теоретических относительных интенсивностей вблизи состояния полной термализации не перекрывает разброса наблюдательных точек. Поэтому, возможно, на образование линии P_α влияют не только ударные процессы.

Роль фотоионизаций. Вследствие большой оптической толщины облака за границей лаймановской серии излучение ядра сразу за лаймановским пределом поглощается в поверхностном слое облака, и внутрь него проникает жесткая часть ультрафиолетового излучения, определяющая энергетику и тепловой баланс облака. Поскольку излучающий газ прозрачен в континуумах субординатных серий, определенную роль в фотоионизациях с возбужденных уровней может играть излучение ядра. Оценим на примере сейфертовской галактики NGC 4151 характерное расстояние от ядра r_0 , на котором скорости ударных и радиативных ионизаций со второго уровня одинаковы.

Число ударных ионизаций со второго уровня равно $n_2 N_e q_{2e}$, где q_{2e} — коэффициент ударной ионизации (который при $T_e = 15\,000$ К приблизительно равен 10^{-8} см³/с). Число фотоионизаций со второго уровня равно $W n_2 B_{2e} r_{2e}^*$, где r_{2e}^* — плотность излучения центрального источника (вблизи поверхности) за бальмеровским пределом, W — коэффициент дилуции. Для величины $B_{2e} r_{2e}^*$ имеем следующее выражение:

$$B_{2c} \rho_{2c}^* = \int_{\nu_2}^{\infty} K_{2c} \frac{c \rho_{2c}^*}{h \nu} d\nu, \quad (2)$$

где ν_2 — частота ионизации со второго уровня, K_{2c} — коэффициент поглощения за границей балмеровской серии в расчете на один атом, c — скорость света, h — постоянная Планка, ρ_{2c}^* — плотность излучения ядра в частоте ν . Пользуясь зависимостями $K_{2c} = K_{2c}(\nu_2/\nu)^3$, $W = 1/4 \times \times (r_*/r)^2$, где r_* , r — радиус ядра и расстояние от центра ядра до облака соответственно, и принимая степенной закон изменения ρ_{2c}^* с частотой, т. е. $\rho_{2c}^* \sim \nu^{-\alpha}$, вместо (2) получаем

$$WB_{2c} \rho_{2c}^* = \frac{r_*^2 K_{2c} c \rho_{2c}^*}{4r^2 (\alpha + 3) h}. \quad (3)$$

Переходя от плотности излучения ρ_{2c}^* к светимости ядра за балмеровским пределом L_2 и приравнявая друг другу выражения для числа ударных и радиативных ионизаций, для r_0 имеем

$$r_0 = \left(\frac{K_{2c}}{4\pi(\alpha + 3)h} \frac{L_2}{N_* q_{2c}} \right)^{1/2}. \quad (4)$$

Подставляя сюда $N_* = 10^{10} \text{ см}^{-3}$ и значение светимости NGC 4151 $L_2 = 3.6 \cdot 10^{27} \text{ эрг/с гц}$, вычисленное по данным Андерсона [17], получаем (при $\alpha = 1$) $r_0 = 1.2 \cdot 10^{-2} \text{ пс}$. В случае NGC 4151 характерный размер зоны образования водородной эмиссии, определяемый по переменности линии H_α [18], порядка 0.1 пс. Следовательно, в этой части оболочки состояние газа определяется в основном столкновительными процессами. В случае квазаров, чьи светимости на 4—5 порядков превышают светимости сейфертовских галактик, значение $r_0 \sim 1.4\text{—}2 \text{ пс}$, тогда как характерный размер области образования широких крыльев линий $\sim 1 \text{ пс}$. В этой части оболочки уже нельзя пренебрегать фотоионизациями под действием излучения ядра.

5. **Заключение.** Основные результаты проведенного выше анализа можно кратко суммировать следующим образом: 1) Наблюдаемые в спектрах квазаров и ядер сейфертовских галактик относительные интенсивности водородных линий наилучшим образом согласуются с представлением о газовой оболочке как о совокупности газовых облаков, довольно плотных ($N_* \simeq 10^{10} \text{ см}^{-3}$) и оптически толстых в лаймановском континууме ($\tau_{Lc} \sim 10^3$).

Своеобразие физических условий в газовых облаках (обусловленное большой оптической толщиной в L_c -континууме) состоит в том, что их

нагрев осуществляется жестким ультрафиолетовым излучением ядра, тогда как состояние возбуждения и ионизации определяется в основном столкновительными процессами. Роль обычного L_{α} -излучения, т. е. излучения с частотой, близкой к порогу ионизации, незначительна и сводится к поверхностному «ожогу» облака. 2) Расчеты подтверждают идею Зирина [4] о том, что наблюдаемые в спектрах СГ, КЗО и солнечных вспышек отношения L_{α}/H_{α} отражают близость состояния излучающего газа к состоянию полной термализации. Это объясняет одновременно как аномальные отношения L_{α}/H_{α} , так и сравнительно небольшой разброс наблюдаемых относительных интенсивностей.

Автор выражает благодарность В. В. Соболеву и В. П. Гринину за полезные обсуждения и замечания.

Ленинградский государственный
университет

RELATIVE INTENSITIES OF THE HYDROGEN LINES IN THE SPECTRA OF QUASARS AND SEYFERT NUCLEI

N. A. KATYSHEVA

Relative intensities of the hydrogen lines have been calculated on the basis of the theory of luminosity in the moving envelopes [14, 15], for the case of collisional excitations and ionizations. The comparison of the theoretical ratios of L_{α}/H_{α} and P_{α}/H_{β} with the observational ones for quasars and Seyfert galaxies have been made. It was shown that small ratios of L_{α}/H_{α} and their relatively small dispersion may be explained by the approaching of the state of the radiative gas to the total thermalization state.

ЛИТЕРАТУРА

1. В. П. Гринин, Н. А. Катыхшева, Изв. Крымской обл., 62, 66, 1980.
2. J. A. Baldwin, Ap. J., 201, 26, 1975.
3. J. A. Baldwin, M. N., 178, 67P, 1977.
4. H. Zirin, Ap. J., 222, L 105, 1978.
5. R. C. Canfield, R. C. Puetter, P. J. Ricchiazzi, Ap. J., 249, 383, 1981.
6. K. Davidson, H. Netzer, Rev. Mod. Phys., 51, 415, 1979.
7. R. C. Canfield, R. C. Puetter, Ap. J., 236, L 7, 1980; 243, 381, 390, 1981.
8. J. Kwan, J. Krolak, Ap. J., 250, 478, 1981.
9. А. Лууд, М. Ильмас, Пясьма АЖ, 5, 320, 1979.
10. А. Лууд, М. Ильмас, Препринт А-6, Тарту, 1980.
11. А. С. Назарова, Труды Казанской обл., 45, 58, 1979.
12. B. T. Sotfer, J. B. Oke, K. Matthews, G. Neugebauer, Ap. J., 227, L 1, 1979.

13. *R. E. Williams*, *Ap. J.*, 178, 105, 1972.
14. *В. В. Соболев*, Движущиеся оболочки звезд, изд. ЛГУ, Ленинград, 1947.
15. *В. В. Соболев*, Курс теоретической астрофизики, Наука, М., 1975.
16. *S. A. Drake, R. K. Ulrich*, *Ap. J.*, Suppl. ser., 42, 351, 1980.
17. *K. S. Anderson*, *Ap. J.*, 162, 743, 1970.
18. *А. М. Черепашук, В. М. Лютый*, *Астрон. цирк.*, № 831, 1974.

Примечание при корректуре: Когда статья была сдана в печать, появилась работа *C. Gordon, S. Collin-Souffrin, D. Dultzin-Nasyan*, *Astron. Astrophys.*, 103, 69, 1981, посвященная влиянию градиента скорости в эмиссионных облаках на образование водородного спектра СГ и КЗО.

УДК 52—332.5—55—333

ЭЛЛИПТИЧЕСКИЕ ЗВЕЗДНЫЕ ДИСКИ: РАВНОВЕСНЫЕ РЕШЕНИЯ ПРИ НАЛИЧИИ ГАЛО И В ПАРАХ

Г. С. БИСНОВАТЫЙ-КОГАН

Поступила 11 июня 1982

Исследованы свойства равновесных решений для эллиптических звездных дисков с квадратичным гравитационным потенциалом, находящихся в поле приливных сил соседней галактики в двойной системе или в однородном сфероидальном гало. Построены области существования таких решений. Показано, что эти области ограничиваются либо уравновешенными дисками, где по одной из осей гравитация уравнивается центробежной силой, либо пылевыми дисками, в которых отсутствуют разбросы скоростей звезд в каждой точке. Диски в двойных системах могут быть вытянутыми вдоль оси, соединяющей центры галактик, или сжатыми по этой оси. Пылевые решения возможны только для сжатых дисков в парах. Показано, что карликовые галактики в поле приливных сил гигантской галактики в сжатой форме могут располагаться гораздо ближе к компаньону, чем в вытянутой, из-за большей сопротивляемости к разрыву. Указан способ приближенной оценки верхнего предела отношения масс галактик в парах по их относительным геометрическим параметрам.

Введение. Большое количество теоретических работ посвящено изучению звездных систем, имеющих форму дисков. На их основе строятся модели спиральных галактик, которые содержат значительную часть материи во Вселенной. Спиральные галактики, как правило, состоят из двух или нескольких подсистем: наряду с дисковой подсистемой в них имеется сферическая, имеющая массу, сравнимую или большую, чем масса диска. Большинство галактик входят в состав пар или групп, где они находятся в поле приливных сил соседних галактик. Под действием приливных сил звездные диски могут принять форму, отличную от круговой.

Исследование свойств некруговых звездных дисков, окруженных гало или находящихся в паре, представляет собой сложную проблему, связанную с решением уравнения Больцмана без столкновений с самосогласованным гравитационным полем. Наиболее простыми моделями таких систем являются звездные скопления с гравитационным потенциалом в виде квадратичной функции координат (КГП). Учет приливных сил, а также однородного гало эллипсоидальной формы не нарушает квадратичности потенциала.

Аналогом КГП систем среди моделей газовых звезд являются фигуры несжимаемой жидкости, также обладающие КГП. Равновесие и устойчивость таких фигур весьма подробно исследованы теоретически. Многие результаты этих исследований представлены в книге Чандрасекара [1].

КГП модели одиночных звездных систем в виде эллиптических дисков, цилиндров, а также двух и трехосных эллипсоидов впервые были получены в [2—4]. В работах [5, 6] получены некоторые новые равновесные КГП решения; в [7] проведено исследование свойств равновесных решений указанного типа. Заметим, что некруговые звездные диски в рамках КГП моделей всегда имеют форму эллипсов.

В работе [8] были получены КГП решения для звездных дисков, входящих в двойные системы. Влияние второго компонента учитывалось в приливном приближении. В настоящей работе исследованы свойства равновесных КГП решений для звездных дисков в парах. Получены КГП решения для звездных дисков, окруженных однородным гало, и изучены свойства этих решений для гало сфероидальной формы. Найдены области существования КГП решений для дисков в сфероидальных гало и в парах.

В двойных системах возможно существование сжатых и вытянутых дисков. В первом случае компаньон лежит на продолжении меньшей оси эллипса, а во втором — на продолжении большей. Пылевые решения отсутствуют для вытянутых дисков и имеют место только для сжатых [8]. Свойство замкнутых орбит сжиматься в двойной системе сохраняется и в случае предельной концентрации массы в центре — в модели Роша [9]. В сильном приливном поле возможно существование только сжатых дисков, достаточно большой сплюснутости, так как для них возможность разрыва галактики приливными силами минимальна. Таким образом, карликовые галактики вблизи гигантских должны быть сжаты вдоль соединяющей их оси. Это справедливо как для дисковых, так и для эллиптических галактик, в последнем случае они примут форму, близкую к форме сжатого сфероида. Наблюдаемая форма спутников гигантской галактики NGC 4435 (см. [10]) должна быть связана с их реальным сжатием в поле приливных сил, а не является результатом случайной проекции кругового диска на картинную плоскость. Указан метод оценки верхнего предела отношения масс галактик в паре по геометрическим характеристикам пары.

1. *Силы и потенциалы в эллиптических дисках.* В моделях с КГП некруговой диск имеет форму эллипса с распределением плотности

$$\sigma = \sigma_0 \sqrt{1 - \frac{x^2}{a^2} - \frac{y^2}{b^2}}. \quad (1.1)$$

Гравитационный потенциал такого диска Φ_d есть (нормировка несущественна):

$$\Phi_d = a_0 x^2 + b_0 y^2. \quad (1.2)$$

Коэффициенты a_0 , b_0 выражаются через параметры диска с помощью эллиптических интегралов [4]:

$$\begin{aligned} a_0 &= \frac{3}{2} \frac{GM}{\alpha(\alpha^2 - \beta^2)} [F(k) - E(k)], \\ b_0 &= \frac{3}{2} \frac{\alpha GM}{\beta^2(\alpha^2 - \beta^2)} [E(k) - (1 - k^2)F(k)], \\ k^2 &= 1 - \beta^2/\alpha^2, \quad \alpha > \beta, \quad M = \frac{2\pi}{3} \sigma_0 \alpha \beta, \end{aligned} \quad (1.3)$$

$$\begin{aligned} E(k) &= \int_0^{\pi/2} (1 - k^2 \sin^2 \varphi)^{1/2} d\varphi, \\ F(k) &= \int_0^{\pi/2} (1 - k^2 \sin^2 \varphi)^{-1/2} d\varphi. \end{aligned}$$

а) *Эллиптические диски в однородном гало эллипсоидальной формы.* Если диск погружен в однородное гало эллипсоидальной формы, так что центр диска совпадает с центром эллипсоида, а оси эллипса совпадают с двумя из главных осей эллипсоида, то помимо собственного гравитационного поля с потенциалом (1.2) на диск действует сила притяжения гало с потенциалом

$$\Phi_h = h_x x^2 + h_y y^2 + h_z z^2. \quad (1.4)$$

Будем, кроме того, считать, что диск вращается с угловой скоростью Ω . Если гало является сферическим или сфероидальным, так что $h_x = h_y$, то в стационарном состоянии скорость вращения гало Ω_h может отличаться от Ω . Везде учитывается только гравитационное воздействие гало на диск. Таким образом, равновесное состояние эллиптического диска при наличии гало определяется следующими параметрами:

$$\begin{aligned} &\alpha, \beta, M, h_x, h_y, \Omega, \\ &\Omega^2 < 2(\alpha_0 + h_x), \quad \Omega^2 < 2(b_0 + h_y). \end{aligned} \quad (1.5)$$

б) *Эллиптические диски в паре.* Пусть эллиптическая галактика массы M находится в паре с другой галактикой массы M_1 . Расстояние между центрами галактик r_{12} считается много большим, чем размеры каждой из них. В стационарном состоянии галактики вращаются вокруг общего центра тяжести с угловой скоростью

$$\Omega = \left[\frac{G(M + M_2)}{r_{12}^3} \right]^{1/2}. \quad (1.6)$$

При этом скорость собственного вращения совпадает с орбитальной (см. рис. 1). Вторая галактика с массой M_2 представлена в виде точки. В приближении приливных сил детали ее строения не влияют на галактику M . Расстояния от общего центра масс до центра каждой из галактик (см. рис. 1) связаны с массами соотношениями:

$$\frac{r_1}{r_{12}} = \frac{M_2}{M + M_2}, \quad \frac{r_2}{r_{12}} = \frac{M}{M + M_2}, \quad r_{12} = r_1 + r_2. \quad (1.7)$$

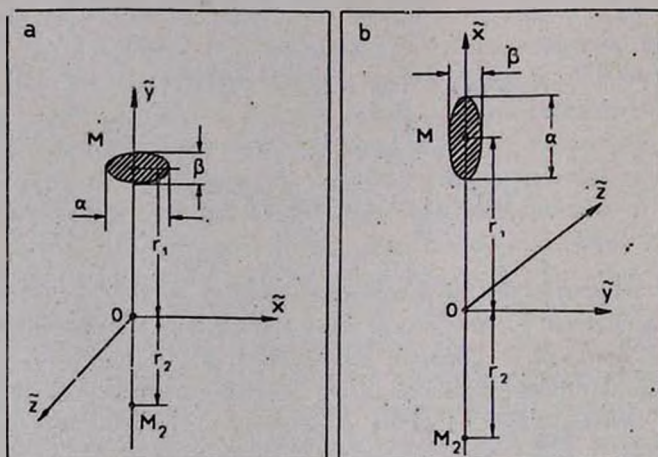


Рис. 1. Возможные стационарные состояния дисковой галактики в двойной системе при учете влияния второй галактики в приливном приближении.

С учетом приливной силы, суммарный потенциал диска Φ_0 имеет вид [8]:

$$\Phi_0 = ax^2 + by^2, \quad \vec{F} = \nabla \Phi_0. \quad (1.8)$$

Для случая рис. 1a (сжатый диск) имеем

$$a = a_0 + \frac{1}{2} \frac{GM_2}{r_{12}^3}, \quad b = b_0 - \frac{GM_2}{r_{12}^3}, \quad (1.9)$$

а для случая рис. 1b (вытянутый диск) имеем:

$$a = a_0 - \frac{GM_2}{r_{12}^3}, \quad b = b_0 + \frac{1}{2} \frac{GM_2}{r_{12}^3}. \quad (1.10)$$

В двойной системе равновесие диска определяется параметрами:

$$\alpha, \beta, M, M_2, r_{12} \quad (1.11)$$

2. *Кинетическое уравнение и его решение.* Во вращающейся системе координат кинетическое уравнение для КГП моделей диска имеет вид

$$\begin{aligned} v_x \frac{\partial f}{\partial x} + v_y \frac{\partial f}{\partial y} + (\Omega^2 x + 2\Omega v_y - 2ax) \frac{\partial f}{\partial v_x} + \\ + (\Omega^2 y - 2\Omega v_x - 2by) \frac{\partial f}{\partial v_y} = 0. \end{aligned} \quad (2.1)$$

Величины a и b при наличии однородного гало равны

$$a = a_0 + h_x, \quad b = b_0 + h_y. \quad (2.2)$$

Равновесная функция распределения зависит от интегралов движения и должна приводить к распределению поверхностной плотности (1.1). Интегралы движения удовлетворяют уравнениям характеристик (2.1) и, согласно [6], могут быть записаны в виде:

$$E = \frac{1}{2} (v_x^2 + v_y^2) + ax^2 + by^2 - \frac{\Omega^2}{2} (x^2 + y^2), \quad (2.3)$$

$$\begin{aligned} T = (a - b) [-(\Omega^2 - 2a)x^2 + (\Omega^2 - 2b)y^2] + [4\Omega^2 - (a - b)]v_y^2 + \\ + [4\Omega^2 + (a - b)]v_x^2 + 4\Omega [(\Omega^2 - 2a)v_y x - (\Omega^2 - 2b)v_x y]. \end{aligned} \quad (2.4)$$

Согласно [4] рассмотрим комбинацию интегралов E и T :

$$2d_1 E + d_2 T = A \left(\frac{x^2}{a^2} + \frac{y^2}{\beta^2} \right) + \lambda_1 (v_x + \lambda_1 y)^2 + \lambda_2 (v_y - \lambda_2 x)^2. \quad (2.5)$$

В соответствии с [6], выбираем A в виде

$$A = d_1^2 + 4\Omega^2 d_1 d_2 - d_2^2 [4\Omega^2 (a + b - \Omega^2) + (a - b)^2]. \quad (2.6)$$

Тогда решение для эллиптического диска записывается в виде [6, 8]:

$$\begin{aligned} f = \frac{\sigma_0 a \beta}{2\pi \sqrt{A}} \sqrt{(2a - \Omega^2)(2b - \Omega^2)} (A - 2d_1 E - d_2 T)^{-1/2} = \\ = \frac{\sigma_0 a \beta}{2\pi \sqrt{A}} \sqrt{(2a - \Omega^2)(2b - \Omega^2)} \left[A \left(1 - \frac{x^2}{a^2} - \frac{y^2}{\beta^2} \right) - \right. \\ \left. - (2b - \Omega^2) \beta^2 \left(v_x + \frac{2\Omega d_2}{\beta^2} y \right)^2 - (2a - \Omega^2) a^2 \left(v_y - \frac{2\Omega d_2}{a^2} x \right)^2 \right]^{-1/2}. \end{aligned} \quad (2.7)$$

Функция $f = 0$, когда выражение под корнем отрицательно. Здесь

$$d_2 = - \frac{a^2 (2a - \Omega^2) - \beta^2 (2b - \Omega^2)}{2(a - b)}, \quad (2.8)$$

$$A = (2a - \Omega^2)(2b - \Omega^2) \left\{ \alpha^2 \beta^2 - \Omega^2 \frac{a^2 - \beta^2}{(a - b)^2} [\alpha^2 (2a - \Omega^2) - \beta^2 (2b - \Omega^2)] \right\}.$$

Очевидно, что решение (2.7) имеет физический смысл только при $A > 0$.

3. *Предельные и изотропное решения.* В пределе $A = 0$ общее решение (2.7) неприменимо, и такие случаи рассматриваются отдельно. Обращение в нуль величины A происходит при обращении в нуль одного из сомножителей. Если $\Omega^2 = 2a$ или $\Omega^2 = 2b$, то по одной из осей центробежная сила уравнивает гравитационную и получается уравновешенный диск. Если обращается в нуль выражение в фигурных скобках из (2.8), то в каждой точке диска скорость определяется однозначно и получается пылевой диск с траекториями звезд в виде подобных эллипсов. Если $a = b$ и $\Omega^2 = 2a = 2b$, такой диск может быть пылевым, являясь уравновешенным по обеим осям.

а) *Пылевые диски.* Если $A = 0$, но $\Omega^2 < (2a, 2b)$, то

$$\alpha^2 \beta^2 (a - b)^2 - \Omega^2 (\alpha^2 - \beta^2) [\alpha^2 (2a - \Omega^2) - \beta^2 (2b - \Omega^2)] = 0, \quad (3.1)$$

$$\Omega^2 = \frac{a\alpha^2 - b\beta^2}{\alpha^2 - \beta^2} \pm \sqrt{\frac{a^2\alpha^2 - \beta^2b^2}{\alpha^2 - \beta^2}}, \quad d_2 = -\frac{a - b}{\alpha^2 - \beta^2} \frac{\alpha^2\beta^2}{2\Omega^2}.$$

При этом функция распределения имеет вид

$$f = \frac{2\sigma_0\alpha\beta}{\pi} \sqrt{1 - \frac{x^2}{a^2} - \frac{y^2}{\beta^2}} \sqrt{(2a - \Omega^2)(2b - \Omega^2)} \times$$

$$\times \delta \left[(2b - \Omega^2) \beta^2 \left(v_x + \frac{2\Omega d_2}{\beta^2} y \right)^2 + (2a - \Omega^2) \alpha^2 \left(v_y - \frac{2\Omega d_2 x}{\alpha^2} \right)^2 \right], \quad (3.2)$$

$$\int_0^\infty \delta(x) dx = 1/2.$$

В одиночном диске, согласно (1.3), имеет место $a_0\alpha < b_0\beta$. Решение (3.2) для одиночного диска не существует, хотя и имеется тривиальное решение для пылевого кругового диска с $\Omega^2 = 2a_0 = 2b_0$, одновременно являющегося и уравновешенным [4, 7]:

$$f = \sigma_0 \sqrt{1 - \frac{x^2}{a^2} - \frac{y^2}{\beta^2}} \delta(v_y + 2\Omega x) \delta(v_x - 2\Omega y). \quad (3.3)$$

При наличии сфероидального гало с $h_x \approx h_y = h$ пылевое решение типа (3.1)–(3.2) появляется при $h = a_0/2$, $\Omega^2 = (3/4) a_0$. При этом использована формула разложения эллиптических интегралов [11]. При $h > a_0/2$ пылевое решение для кругового диска имеет место при

$$\Omega^2 = h + \frac{a_0}{4} \pm \sqrt{\left(h + \frac{a_0}{4}\right)^2 - \frac{9}{16} a_0^2}. \quad (3.4)$$

В двойных системах пылевые решения существуют только для сжатых дисков (рис. 1а), у которых a увеличивается, а b уменьшается по сравнению с одиночными. В пределе кругового диска $k^2 \rightarrow 0$ и далекой пары $GM_2/r_{12}^3 \rightarrow 0$ получаем связь между k^2 и $GM_2/r_{12}^3 a_0$ в пылевом сжатом диске:

$$k^2 = 2 \frac{GM_2}{r_{12}^3 a_0} \left(1 \pm \frac{4}{3} \sqrt{2 \frac{GM_2}{r_{12}^3 a_0} \left(1 + \frac{M}{M_2}\right)}\right). \quad (3.5)$$

При этом в пределе получается решение

$$f = \frac{2\sigma_0}{\pi} \sqrt{1 - \frac{x^2}{a^2} - \frac{y^2}{a^2}} \delta[(v_x \pm \sqrt{2a_0} y)^2 + (v_y \mp \sqrt{2a_0} x)^2]. \quad (3.6)$$

Если двигаться в точку с $k=0$, $GM_2/r_{12}^3=0$ не по линии пылевых решений, а вдоль серии одиночных дисков с $\Omega = 0$, то из (2.7) получим решение

$$f = \frac{\sigma_0}{2\pi a \sqrt{2a_0}} \left[2a_0 a^2 \left(1 - \frac{x^2}{a^2} - \frac{y^2}{b^2}\right) - v_x^2 - v_y^2\right]^{-1/2}. \quad (3.7)$$

В пылевых дисках звезды движутся по подобным сжатым эллипсам. Замкнутые орбиты тел, вращающихся вокруг одной из звезд в паре, оказываются сжатыми и в модели Роша, когда вместо диска с распределением (1.1) вся масса сконцентрирована в центре [9]. Видимо, это свойство сохраняется и для дисков с произвольным распределением поверхностной плотности, если они оказываются пылевыми в двойной системе. В противоположность этому звезда в двойной системе вытягивается по направлению к компаньону в паре. Тем же свойством, как будет показано ниже, обладает и бесстолкновительная система, которая описывается изотропной функцией распределения.

В двойной системе данным параметрам пары соответствуют два пылевых диска с разной сплюснутостью. Эти диски отличаются направлением вращения звезд. При $k^2 \rightarrow 0$ из (3.5) получаем для d_2 из (3.1)

$$d_2 \Omega = \pm a^2 \left(\frac{a_0}{2}\right)^{1/2} \left(1 - \frac{1}{2} \frac{GM}{r_{12}^3 a_0}\right). \quad (3.8)$$

6) *Уравновешенные диски.* Уравновешенные решения существуют для одиночных дисков, дисков в гало и в парах. Решения для одиночных дисков получены в [6]. Центробежная сила уравновешивает гравитацию по большей оси эллипса. Это свойство сохраняется для диска в сфероид-

дальном гало и для вытянутого диска в паре, для которых всегда $a < b$. Для сжатого диска в паре в зависимости от сочетания параметров возможны как случай $\Omega^2 = 2a < 2b$, так и противоположные ему $\Omega^2 = 2b < 2a$. При наличии эллипсоидального гало также возможны оба варианта в зависимости от соотношения параметров гало и диска.

Интегралы движения для случая $\Omega^2 = 2a$ имеет вид [6]:

$$E = \frac{1}{2} (v_x^2 + v_y^2) + (b-a)y^2, \quad (3.9)$$

$$I_1 = v_x - 2\Omega y, \quad I_2 = x + \frac{\Omega v_y}{3a + b}.$$

При этом интеграл I_2 получен при равном нулю интеграле I_1 . Равновесная функция распределения для КГП диска с плотностью (1.1) имеет вид:

$$f = \frac{\sigma_0 a \delta(I_1)}{2 \sqrt{2} \beta [(3a + b) \alpha^2 - 4a\beta^2]^{1/2}} \theta \left[1 - \frac{E}{\beta^2 (3a + b)} - \frac{(3a + b) I_2^2}{(3a + b) \alpha^2 - 4a\beta^2} \right] = \frac{\sigma_0 \alpha}{2 \sqrt{2} \beta} \frac{\delta(v_x - 2\Omega y)}{[(3a + b) \alpha^2 - 4a\beta^2]^{1/2}} \times \quad (3.10)$$

$$\times \theta \left\{ 2 \frac{\beta^2}{\alpha^2} \left(1 - \frac{x^2}{\alpha^2} - \frac{y^2}{\beta^2} \right) [(3a + b) \alpha^2 - 4a\beta^2] - \left(v_y + \frac{2\Omega \beta^2}{\alpha^2} x \right)^2 \right\}.$$

Здесь

$$\theta(x) = \begin{cases} 1 & \text{при } x \geq 0 \\ 0 & \text{при } x < 0. \end{cases} \quad (3.11)$$

Если в сжатом диске $\Omega^2 = 2b < 2a$, то равновесная функция распределения имеет вид:

$$f = \frac{\sigma_0 \beta \delta(v_y + 2\Omega x)}{2 \sqrt{2} \alpha [(3b + a) \beta^2 - 4b\alpha^2]^{1/2}} \theta \left[2 \frac{\alpha^2}{\beta^2} \left(1 - \frac{x^2}{\alpha^2} - \frac{y^2}{\beta^2} \right) \times \right. \quad (3.12)$$

$$\left. \times [(3b + a) \beta^2 - 4b\alpha^2] - \left(v_x - \frac{2\Omega \alpha^2}{\beta^2} y \right)^2 \right].$$

Для существования решений (3.10) и (3.12) необходимо выполнение, соответственно, условий:

$$(3a + b) \alpha^2 - 4a\beta^2 > 0 \quad \text{и} \quad (3b + a) \beta^2 - 4b\alpha^2 > 0. \quad (3.13)$$

Отметим, что равенство $(3b + a) \beta^2 - 4b\alpha^2 = 0$ в сочетании с условием $\Omega^2 = 2b < 2a$ приводит к выполнению соотношения (3.1) для пылевого диска, т. е. уравновешенный диск одновременно является пылевым. Функции (3.2) и (3.12) сводятся к

$$f = \sigma_0 \sqrt{1 - \frac{x^2}{a^2} - \frac{y^2}{\beta^2}} \delta(v_x + 2\Omega x) \delta\left(v_x - 2\Omega \frac{a^2}{\beta^2} y\right). \quad (3.14)$$

Это решение характеризуется соотношением между параметрами

$$a = \left(4 \frac{a^2}{\beta^2} - 3\right)b, \quad d_2 = -a^2. \quad (3.15)$$

При $a > b$ и нарушении второго условия (3.13) решения для сжатых уравновешенных дисков не существуют.

При $\Omega^2 = 2a = 2b$ получается дважды уравновешенный диск. В этом случае выполняется только первое неравенство (3.13) и справедливо решение (3.10). Соотношения (3.1) для пылевого диска также удовлетворяются и имеет место другое решение:

$$f = \frac{2\sigma_0}{\pi} \sqrt{1 - \frac{x^2}{a^2} - \frac{y^2}{\beta^2}} \delta(v_x^2 + v_y^2), \quad (3.16)$$

которое является одновременно изотропным. Таким образом, решение для дважды уравновешенного диска, так же, как для кругового невращающегося, является неоднозначным при заданных параметрах (1.13).

в) *Изотропные диски.* Если в общем решении (2.7) величина $d_2 = 0$, то, согласно (2.5), решение зависит только от интеграла энергии и называется изотропным. При этом средние квадраты хаотических скоростей звезд одинаковы по обеим осям. Имеем [6]:

$$f = \frac{\sigma_0}{2\pi \sqrt{2}} \frac{(a^2 - \beta^2)^{1/2}}{a\beta(b-a)^{1/2}} \left[2a^2\beta^2 \frac{b-a}{a^2 - \beta^2} \left(1 - \frac{x^2}{a^2} - \frac{y^2}{\beta^2}\right) - v_x^2 - v_y^2 \right]^{-1/2} \quad (3.17)$$

Из (3.17) следует, что существование изотропного решения возможно только в условиях $b > a$. При наличии сфероида гало угловая скорость вращения Ω_i изотропного диска определяется соотношением

$$\Omega_i^2 = 2h + 2 \frac{a_0 a^2 - b_0 \beta^2}{a^3 - \beta^3}. \quad (3.18)$$

Для вытянутых дисков в паре изотропное решение имеет место при

$$\frac{GM_2}{r_{12}^3} = 2a_0 \left(1 - \frac{\beta^2 b_0}{a^2 a_0}\right) \left(3 + \frac{M}{M_2} - \frac{\beta^2 M}{a^2 M_2}\right)^{-1}. \quad (3.19)$$

Это решение существует при всех β/a . Для сжатых дисков в парах изотропное решение имеет место при

$$\frac{GM_2}{r_{12}^3} = 2a_0 \left(1 - \frac{\beta^2 b_0}{a^2 a_0}\right) \left| \frac{M}{M_2} - \frac{\beta^2}{a^2} \left(3 + \frac{M}{M_2}\right) \right|^{-1}. \quad (3.20)$$

При малых k^2 в сжатом диске $b < a$, поэтому изотропные решения появляются в точке $b = a$. С учетом (1.11) и (3.20) получаем, что изотропные решения появляются при

$$\frac{b_0}{a_0} = 3 \frac{M_2}{M} + 1, \quad \frac{GM_2}{r_{12}^3} = 2 \frac{M_2}{M} a_0, \quad a = b = a_0 \left(1 + \frac{M_2}{M} \right), \quad \Omega^2 = 2a = 2b. \quad (3.21)$$

Отсутствие изотропных решений в окрестности круговых дисков для сжатого случая и наличие таковых для вытянутого показывает, что в результате действия приливных сил изотропные диски вытягиваются по направлению к компаньону, так же, как и звезды.

4. *Области существования решений для КГП-дисков.* Решение для КГП диска при наличии сфероида гало или в паре определяется пятью параметрами (1.5) или (1.11). Для построения областей существования этих решений удобно перейти к безразмерным параметрам, число которых сокращается до трех:

$$l = \beta/a \text{ (или } k = \sqrt{1-l^2}), \quad \theta = \Omega^2/a_0, \quad \chi = h/a_0 \text{ для гало,} \quad (4.1)$$

$$l, f = \frac{GM_2}{r_{12}^3 a_0} \text{ и } m = \frac{M}{M_2} \text{ для пары.} \quad (4.2)$$

Введем также величину $B_0 = b_0/a_0$, которая однозначно связана с l . Условие $A > 0$ выполняется для невращающихся дисков: одиночных, с гало и в парах. Для одиночных и вытянутых дисков в парах угловая скорость имеет предельное значение $\Omega^2 = 2a$. Для одиночного диска решение существует в прямоугольнике на плоскости (l, f) :

$$0 \leq l \leq 1, \quad 0 \leq \Omega^2 \leq 2a_0, \quad 0 \leq \theta \leq 2. \quad (4.3)$$

Для вытянутых дисков в парах для каждого значения m решение существует в прямоугольнике:

$$0 \leq l \leq 1, \quad 0 \leq f \leq \frac{2}{3+m}. \quad (4.4)$$

Для дисков в сфероидальном гало с ростом скорости вращения (параметра θ) возможно появление как уравновешенного, так и пылевого решения. При $\chi < 1/2$ пылевых решений нет, и на плоскости (l, θ) решение лежит в прямоугольнике $0 \leq l \leq 1, 0 \leq \theta \leq 2(1+\chi)$. При $\chi > 1/2$ область существования КГП дисков приведена на рис. 2 на плоскости (l, θ) для значений $\chi = 1; 3$ и 10 . Кривая arb является линией пылевых решений и удовлетворяет уравнению (3.1), записанному в безразмерных переменных. Кривая пылевых решений вырезает на пло-

скости (l, θ) область, где решения отсутствуют. Чем больше λ , тем больше относительный размер этой области (см. рис. 2 а, в, с). При больших λ (большая масса гало) решение для КГП диска существует в узких полосах вблизи линий $\Omega^2 = \theta = 0$ и $\theta = 2(1 + h)$, ($\Omega^2 = 2a$), а также для сильно сплюснутых дисков (см. рис. 2с). На рис. 2 нанесена также кривая cd , соответствующая изотропным решениям (3.18). Отметим, что в случае сфероидального гало КГП решения (2.7) везде однозначно определяются заданием параметров (1.5).

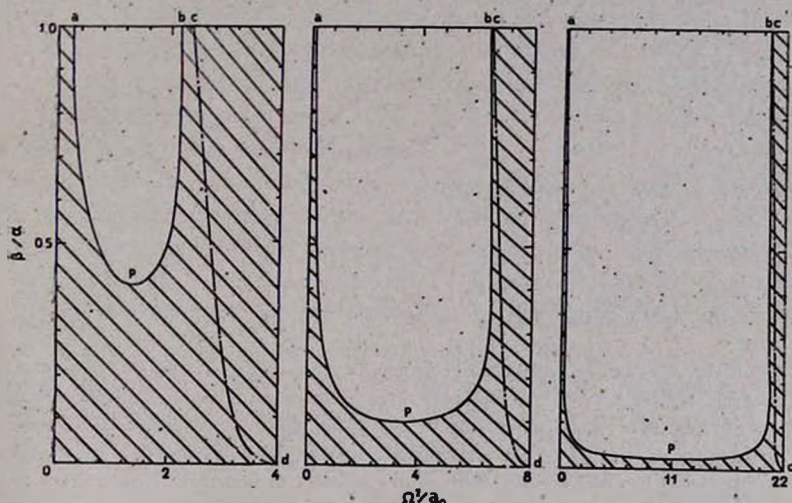


Рис. 2. Области существования КГП решений для дисков, окруженных сфероидальным гало (заштрихованы). Кривая arb соответствует пылевым решениям, штрихпунктирная кривая cd соответствует изотропным дискам. На рис. 2а, в, с, соответственно $\lambda=1, 3, 10$.

Области существования КГП решений сжатых дисков в парах представлены на рис. 3 на плоскости (l, f) для значений $m = 0.1; 1; 10$. Для таких дисков всегда существуют пылевые решения, которые выходят из точки $f = 0, l = 1$ по асимптотическому закону (3.5). Кривые cb и cd на рис. 3 соответствуют пылевым решениям и построены по формулам (3.1). На кривой ad имеет место равенство $\Omega^2 = 2b$, что соответствует соотношению

$$f = \frac{2B_0}{3+m}. \quad (4.5)$$

В точке b пылевое решение (3.2) пересекается с уравновешенным (3.10). В этой точке имеют место соотношения (3.15). Решение (3.14) в точке b однозначно. В точке d , где имеет место $\Omega^2 = 2a = 2b$, происходит слияние трех решений: пылевого (3.2), уравновешенного (3.10) и изотропного

(3.17). Для сильно сплюснутых дисков достигается предельное вращение $\Omega^2 = 2a$ в точке

$$f \approx 2/m. \quad (4.6)$$

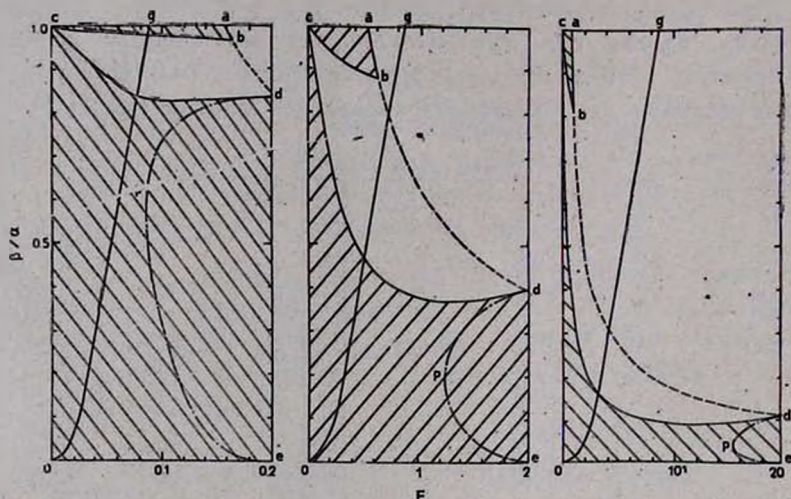


Рис. 3. Области существования КГП решений для сжатого звездного диска в паре (заштрихованы). Кривые cb и cd соответствуют пылевым дискам, кривая ab соответствует уравновешенным дискам с $\Omega^2 = 2b$, а на прямой de имеет место $\Omega^2 = 2a$. Штрих-пунктирная кривая dpe соответствует изотропным дискам. На штриховой кривой формально $\Omega^2 = 2b$, но $A < 0$ и решения не существуют. Кривая go отделяет физически допустимые решения, для которых выполняется условие применимости приливного приближения (слева от кривой) от физически нереальных с $\alpha > r_{12}$ (справа от кривой). На рис. 3а, б, с, соответственно, $m = 10, 1, 0.1$.

Формально КГП решение для дисков существует при выполнении условий $A > 0$, $\Omega^2 < (2a, 2b)$. Однако существует еще физическое требование выполнения условий применимости приливного приближения (см. (4.2) и (1.3))

$$\alpha \ll r_{12}, \quad \frac{3}{2} m f \frac{F(k) - E(k)}{1 - k^2} = \left(\frac{\alpha}{r_{12}} \right)^3 \ll 1, \quad (4.7)$$

которое ограничивает область существования реалистических решений. На кривой go на рис. 3 имеет место $\alpha = r_{12}$, поэтому имеют смысл только решения, расположенные слева от этой кривой.

5. Оценка верхнего предела отношения масс галактик в парах. При рассмотрении карликовых галактик в приливном поле гигантских имеет место существенное различие в областях существования решений для сжатых и вытянутых дисков. Сравнивая (4.5) и (4.6) для малых m видно, что

величина f для сжатых дисков формально может быть в $3/m$ раз больше, чем для вытянутых. При выполнении условий (4.7) различие уменьшается. Например, для $m = 0.1$ сжатый диск может располагаться на расстоянии от компаньона в 4 раза меньшем, чем вытянутый (см. рис. 3b). Таким образом, галактика в форме сжатого диска или сжатой трехмерной фигуры равновесия может существовать на таких близких расстояниях от гигантской галактики, где вытянутые галактики были бы разорваны приливными силами. Причина этого очевидна: в вытянутых дисках приливная сила, наряду с центробежной, стремится разорвать галактику вдоль большой оси, а в сжатом диске приливная сила сжимает галактику вдоль этой оси, где сила гравитации минимальна, и компенсирует часть центробежной силы, позволяя существование карликовых галактик в непосредственной близости от гигантской. С ростом f увеличивается сплюснутость допустимых к существованию галактик.

Отражение этой закономерности должно проявиться в том, что карликовые галактики вблизи гигантских должны быть видны на фотографиях в виде сжатых дисков. Это видно, например, на форме спутников галактики NGC 4435 на рис. 5 работы [10]. Данное свойство сохраняется и для эллиптических галактик, которые в поле мощных приливных сил должны существовать в виде только сжатых сфероидов.

Если из наблюдений известны геометрические параметры пары гигантская галактика M_2 — карликовая M в виде сжатого диска:

$$l = \beta/2 \quad \text{и} \quad a/r_{12}, \quad (5.1)$$

то, задаваясь КГП моделью диска, из условия ее существования можно оценить верхний предел отношения масс M_2/M . Согласно (4.7)

$$mf = \frac{2}{3} \left(\frac{a}{r_{12}} \right)^3 \left| \frac{F(k) - E(k)}{1 - l^2} \right|^{-1}. \quad (5.2)$$

При данных l и a/r_{12} правая часть известна и находим mf . Принимая грубо для NGC 4435 и ее спутника сверху $l = 0.25$; $a/r_{12} = 0.4$, получим $mf = 2.5 \cdot 10^{-2}$. Для малых m предельным решением при $l = 0.25$ является пылевой диск. При данном l вторая связь f и m для пылевого диска находится из (3.1). Эта связь не выражается аналитически, поэтому мы примем приближенно (см. рис. 3b), что для пылевого диска величина f составляет ~ 0.3 от f уравновешенного диска из (4.5). Тогда $f \approx 0.6 B_0 / (3 + m) \approx 0.2 B_0 = 1.77$, учитывая $B_0 = 8.85$ при $l = 0.25$ и $m \ll 1$. Окончательно получаем верхний предел для отношения масс этой системы $M_2/M \lesssim 77$.

ELLIPTICAL STELLAR DISKS: EQUILIBRIUM SOLUTIONS IN THE PRESENCE OF HALO AND IN BINARY SYSTEMS

G. S. BISNOVATYI-KOGAN

The properties of the equilibrium solutions for the elliptical stellar disks with quadratic gravitational potential are investigated when the disks are in the field of the tidal forces of the companion galaxy or in the uniform spheroidal halo. The regions of the existence of these solutions are found. It is shown that these regions are restricted either by the balanced disks, where the centrifugal force balance the gravitation along one of the axis, or by the cold dust disks, where the dispersion of the velocities of the stars in each point is absent. The disks in binary systems may be elongated along the axis, connecting the centers of the galaxies, or compressed along this axis. The solutions for the cold dust disk are possible only for the compressed disks. It is shown that the dwarf galaxies in the field of the tidal forces of the giant galaxy in the compressed form may be situated much closer to the companion than in the elongated form. This is explained by the greater resistance to tearing for the compressed galaxies. The approximate method is given for the estimation of the upper limit of the ratio of the masses of the galaxies in pairs using their relative geometrical parameters.

ЛИТЕРАТУРА

1. С. Чандрасекар, Эллипсоидальные фигуры равновесия, Мир, М., 1973.
2. R. S. Freeman, M. N. RAS, 133, 47, 1966.
3. R. S. Freeman, M. N. RAS, 134, 1, 1966.
4. R. S. Freeman, M. N. RAS, 134, 15, 1966.
5. Г. С. Бисноватый-Коган, Я. Б. Зельдович, Астрофизика, 6, 387, 1970.
6. Г. С. Бисноватый-Коган, Я. Б. Зельдович, в сб. «Динамика и эволюция звездных систем», ВАГО ГАО, М.—Л., 1975, стр. 138.
7. C. Hunter, M. N. RAS, 166, 633, 1974.
8. G. S. Bisnovatyi-Kogan, M. N. RAS, 174, 203, 1976.
9. B. Pacynski, Ap. J., 216, 822, 1977.
10. J. Kormendy, J. Bahcall, A. J., 79, 671, 1974.
11. Н. С. Градштейн, И. М. Рыжик, Таблицы интегралов, сумм, рядов и произведений, Физматгиз, М., 1962.

УДК 524.7—42—327

ПЕРЕНОС УГЛОВОГО МОМЕНТА В ГАЛАКТИЧЕСКОМ ДИСКЕ
ПРИ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ ОБЛАКОВ МЕЖЗВЕЗДНОГО ГАЗА

В. Г. ГОРБАЦКИЙ, В. М. СЕРБИН

Поступила 15 апреля 1982

Обмен количеством движения при столкновениях межзвездных облаков приводит к эффектам, аналогичным действию вязкости в «газе облаков». Рассчитывается перенос углового момента во вращающемся диске, состоящем из газовых облаков, в предположении, что облака движутся в заданном гравитационном поле звездного диска. Найдено, что характерное время перераспределения углового момента в случае спиральной галактики с массой $10^{11} M_{\odot}$ порядка 10^9 лет. За это время значительные количества газа и углового момента уходят далеко за границы звездного диска.

1. *Введение.* Вращение спиральных галактик является хорошо установленным фактом. Относительно происхождения вращения имеются различные взгляды. Большинство исследователей сходится в том, что угловой момент приобретен галактиками при их образовании. Если в галактике существует эффективный механизм переноса углового момента, то современное распределение момента может сильно отличаться от первоначального. В связи с этим решение проблемы происхождения вращения галактик требует рассмотрения процессов переноса углового момента в галактиках.

Среди механизмов переноса углового момента в звездно-газовом диске в настоящее время наиболее часто предполагаются волны плотности. Другим, более обычным механизмом может служить вязкость. Вязкость «звездного газа» в настоящих условиях не является существенной за времена $\approx 10^{10}$ лет — это было показано еще в 1948 г. [1]. Однако до сих пор не исследовалась роль, которую играет в переносе момента в галактиках газовая среда. Содержание газа в спиральных галактиках достигает 10% и более, причем газ имеет облачную структуру. При взаимодействии облаков происходит обмен угловым моментом и, таким образом, создается вязкость. Понятие «облачной вязкости» было использовано в работе [2], где выяснялось ее влияние на устойчивость галактических дисков. В данной работе более детально рассматривается вопрос о вязкости, создаваемой «газом облаков» и рассчитывается перенос углового момента в газе.

спиральных галактик при посредстве такой вязкости. При этом предполагается, что в диске содержание газа по отношению к звездам $\mathcal{M}_{\text{газ}}/\mathcal{M}_{\text{зв}} \ll 1$ и не меняется со временем. Тогда в первом приближении можно не учитывать вклад газовой составляющей в гравитационный потенциал галактики и рассматривать динамику газовых облаков не привлекая уравнения Пуассона, что существенно упрощает расчеты. Потенциал в диске задается и считается не зависящим от времени. На основе численного решения уравнений динамики «газа облаков» определяется время, требуемое для существенного перераспределения углового момента газа вдоль радиуса диска.

2. *Оценка коэффициента вязкости.* Поскольку основным фактором, вызывающим перераспределение углового момента, является, по предположению, вязкость, создаваемая взаимодействием газовых облаков, то начнем с оценки соответствующего коэффициента вязкости. Как нетрудно показать, роль межоблачного газа в переносе момента незначительна по сравнению с ролью облаков.

Вследствие значительных размеров облаков, помимо их гравитационного взаимодействия, нужно учитывать и контактные столкновения. При таких столкновениях должно происходить «слипание» облаков, и некоторая часть составляющего их газа затрачивается на звездообразование. Вместе с тем, из газа, выбрасываемого звездами, могут возникать новые облака. Будем считать, что имеет место динамическое равновесие облаков, то есть скорость их уничтожения при столкновениях равна скорости образования.

В качестве характерного среднего размера облака ($d_{\text{обл}}$) примем 5 пс и соответствующее значение его массы $\mathcal{M}_{\text{обл}} = 100 \mathcal{M}_{\odot}$. При учете только контактных столкновений таких облаков (считая их общее число в галактике $N \approx 6 \cdot 10^7$) средняя длина свободного пробега $l_{\text{с.п.}}$ составит около 500 пс. Соответственно, число Кнудсена для галактики с радиусом $R_{\text{гала}}$, равным 15 кпс,

$$Kn \approx \frac{l_{\text{с.п.}}}{2R_{\text{гала}}} \lesssim 0.02, \quad (1)$$

и «газ облаков» можно рассматривать как столкновительный. При средней «тепловой скорости» облака ≈ 10 км/с время между столкновениями составит около $5 \cdot 10^7$ лет, что по порядку величины соответствует существующим оценкам времени жизни облаков (которое определяется рядом обстоятельств и, в частности, скоростью испарения при контакте с горячей межзвездной средой). Таким образом, облака указанных размеров должны испытывать, в среднем, одно столкновение за время их жизни. Заметим, что более массивные облака существуют дольше — $10^8 \div 10^9$ лет.

Оценка длины ($l_{\text{гр}}$) свободного пробега облаков указанной массы, обусловленной гравитационными взаимодействиями, приводит к величинам порядка 10 кпс, что намного превосходит полученное выше значение $l_{\text{с.п.}}$. Следовательно, при определении коэффициента вязкости такими взаимодействиями можно пренебречь. Однако для очень массивных облаков ($M_{\text{обл}} > 10^4 M_{\odot}$) положение иное. Если $M_{\text{обл}} \approx 10^4 M_{\odot}$, то $l_{\text{гр}} \approx l_{\text{с.п.}}$ и при достаточном количестве массивных облаков вклад гравитационных взаимодействий в коэффициент вязкости может быть значительным.

Для среды, состоящей из одинаковых облаков, коэффициент вязкости η по порядку величины определяется выражением:

$$\eta \approx \rho l_{\text{с.п.}} \bar{v}, \quad (2)$$

где $\bar{v}$ — средняя скорость облаков и ρ — отношение суммарной массы облаков к объему содержащего их пространства («размазанная» плотность газа). Принимая значения входящих в (2) величин соответствующие окрестностям Солнца,

$$\rho \approx 0.9 \cdot 10^{-24} \text{ г/см}^{-3}, \quad l_{\text{с.п.}} \approx 1.6 \cdot 10^{21} \text{ см}, \quad \bar{v} \approx 10^6 \text{ см с}^{-1},$$

получаем значение $\eta \approx 1.5 \cdot 10^3 \text{ г см}^{-1} \text{ с}^{-1}$. Вклад в коэффициент вязкости от учета взаимодействий массивных облаков друг с другом гораздо меньше. Что же касается взаимодействий малых облаков с большими, то для выяснения их роли можно использовать формулу, выражающую коэффициент вязкости газа, состоящего из частиц двух видов — легких и тяжелых [3]. Поскольку масса газа, содержащегося в легких облаках и тяжелых, — одного порядка, то число первых велико по сравнению с количеством вторых. В этом случае из указанной формулы можно получить, что

$$\eta \approx \eta_1 + \alpha \eta_2, \quad (3)$$

где α — величина, выражающаяся сложным образом, но $0 < \alpha \leq 1$. Даже если значения коэффициентов вязкости η_1 и η_2 для легких и тяжелых частиц отличаются мало, то для η получим величину, не более чем в два раза превосходящую наибольшую из η_1 и η_2 . Поэтому мы не допустим большой погрешности, приняв в качестве оценочного значение $\eta \approx 3 \cdot 10^3 \text{ г см}^{-1} \text{ с}^{-1}$, соответствующее современному состоянию «газа облаков» Галактики.

3. Уравнения задачи. В соответствии со сказанным выше, галактика моделируется как звездный диск с включением газовых облаков. Предполагается, что диск однороден в направлении, перпендикулярном его плоскости, и толщина H диска мала по сравнению с его радиусом R . Если имеет место динамическое равновесие «газа облаков», то удельный угловой момент для газа, составляющего вновь образующиеся облака, равен

6—1345

угловому моменту газа, содержавшегося в распавшихся в том же месте перед этим облаках. Тогда, используя известные уравнения в цилиндрических координатах, определяющие распределение скорости и плотности в диске (см. например, [4]), можно записать следующие уравнения, для «газа облаков», содержащие поверхностную плотность $\sigma(r)$, «поверхностную вязкость» $\tilde{\eta} = \eta H$ и соответствующую давлению величину $\bar{p} = pH$:

$$\frac{\partial v_r}{\partial t} + v_r \frac{\partial v_r}{\partial r} - \frac{v_\varphi^2}{r} = -\frac{1}{\sigma} \frac{\partial \bar{p}}{\partial r} - \frac{\partial \varphi_g}{\partial r} + \quad (4)$$

$$+ 2 \frac{\tilde{\eta}}{\sigma} \left(\frac{\partial^2 v_r}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial v_r}{\partial r} - \frac{v_r}{r^3} \right) + \frac{2}{\sigma} \frac{\partial \tilde{\eta}}{\partial r} \frac{\partial v_r}{\partial r};$$

$$\frac{\partial v_\varphi}{\partial t} + v_r \frac{\partial v_\varphi}{\partial r} + \frac{v_r v_\varphi}{r} = \frac{\tilde{\eta}}{\sigma} \left(\frac{\partial^2 v_\varphi}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial v_\varphi}{\partial r} - \frac{v_\varphi}{r^3} \right) + \quad (5)$$

$$+ \frac{1}{\sigma} \frac{\partial \tilde{\eta}}{\partial r} \left(\frac{\partial v_\varphi}{\partial r} - \frac{v_\varphi}{r} \right);$$

$$\frac{\partial \sigma}{\partial t} = -\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (\tau_r v_r), \quad (6)$$

Здесь φ_g — гравитационный потенциал, определяемый звездной компонентой. Он считается известной функцией от r .

Определение величины $\tilde{p}$ для «газа облаков» затруднительно. Однако должно выполняться приближенное равенство

$$\frac{1}{\sigma} \frac{\partial \bar{p}}{\partial r} \approx -\frac{\langle \Delta u^2 \rangle}{r}, \quad (7)$$

где $\langle \Delta u^2 \rangle$ — среднее значение квадрата скорости «теплового» движения облаков. Так как $|\Delta u| \ll v_\varphi$, то

$$\frac{1}{\sigma} \frac{\partial \bar{p}}{\partial r} \ll \frac{v_\varphi^2}{r}, \quad (8)$$

и пренебрежение членом, содержащим градиент давления, не внесет существенной погрешности в дальнейшие результаты*.

* В самых центральных частях диска неравенство (8) может не выполняться, но к этим областям уравнения (4)–(6) не применяются.

Введем вместо переменной v_φ величину $j = rv_\varphi$ — удельный момент количества движения, а также лагранжеву переменную s в виде

$$s = \int_0^r r' \sigma(r', t) dr'. \quad (9)$$

Величина s представляет собой массу газа, содержащегося в пределах сектора с углом в один радиан от начала координат до r . В этих переменных вместо системы (4)—(6) получаем следующую:

$$\frac{\partial v_r}{\partial t} = \frac{j^2}{r^3} - \frac{\partial \varphi}{\partial r} + 2\tilde{\eta}r \frac{\partial}{\partial s} \left[\sigma \frac{\partial}{\partial s} (rv_r) \right] + 2\sigma r^2 \frac{\partial \tilde{\eta}}{\partial s} \frac{\partial v_r}{\partial s}; \quad (10)$$

$$\frac{\partial j}{\partial t} = \tilde{\eta}r^2 \frac{\partial}{\partial s} \left[\sigma \frac{\partial j}{\partial s} \right] + \frac{\partial \tilde{\eta}}{\partial s} \left[\sigma r^2 \frac{\partial j}{\partial s} - 2j \right]; \quad (11)$$

$$\frac{\partial(1/\sigma)}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial s} (rv_r); \quad \frac{\partial r}{\partial t} = v_r. \quad (12)$$

Здесь $\partial/\partial t$ означает лагранжеву производную по времени, то есть взятую для данной частицы.

Градиент потенциала $\partial\varphi_g/\partial r$ в соответствии со сказанным выше задается. В расчетах использовались два варианта:

$$a) \quad \frac{\partial \varphi_g}{\partial r} = G\mathfrak{M}_{\text{гала}} (r^2 + a^2)^{-3/2}. \quad (13)$$

Это соответствует потенциалу в модели Кузмина — Тумре [5]. Здесь $a = r_{\text{max}}/\sqrt{2}$ и r_{max} — расстояние от центра, на котором величина v_φ достигает наибольшего значения, $\mathfrak{M}_{\text{гала}}$ — полная масса звезд в диске.

б) Потенциал выбирается так, чтобы моделировалась плоская кривая вращения для звезд галактики. При $r < r_{\text{max}}$ принимается

$$\frac{\partial \varphi_g}{\partial r} = \frac{\sum_{i=0}^5 A_i \left(\frac{r}{r_{\text{max}}} \right)^i}{\sum_{i=0}^5 B_i \left(\frac{r}{r_{\text{max}}} \right)^i} \frac{4v_{\varphi\text{max}}^2}{r}, \quad (14)$$

что соответствует потенциалу в модели Фримена [6]. Коэффициенты A_i и B_i приведены в [7]. При $r > r_{\text{max}}$

$$\frac{\partial \varphi_g}{\partial r} = \frac{v_{\varphi\text{max}}^2}{r}. \quad (15)$$

В соответствии с данными наблюдений выбираем следующие значения параметров:

$$\mathcal{M}_{\text{гала}} = 10^{11} \mathcal{M}_{\odot}; r_{\text{max}} = 0.5 R_{\text{гала}}, v_{\text{ymax}} = 250 \text{ км/с.}$$

Теперь следует задать условия, при которых будет производиться численное решение системы (10)—(12).

4. *Начальные и граничные условия.* В начальный момент $t = 0$ газ предполагается находящимся в равновесии, то есть выполняется условие

$$\frac{\partial \Phi_g}{\partial r} = \frac{v_c^2}{r}. \quad (16)$$

Вязкость включается при $t > 0$, поэтому в начальный момент и $v_r = 0$. Однако, если даже принять, что и при $t = 0$ значения $v_r \neq 0$, но малы во всех точках, то результаты расчетов оказываются очень слабо зависящими от величины и направления v_r . За время порядка 10^8 лет начальное распределение v_r практически „забывается“.

При вычислениях с потенциалом в случае а) начальное распределение плотности $\sigma(r, 0)$ считалось пропорциональным звездной плотности:

$$\sigma(r; 0) = \frac{a \mathcal{M}_i}{1 - \frac{a}{V \alpha^2 + R_{\text{гала}}^2}} (r^2 + \alpha^2)^{-3/2}. \quad (17)$$

Здесь $\mathcal{M}_i$ — полная масса газа в единичном секторе диска. В тех случаях, когда для градиента потенциала использовались выражения (14) и (15), начальная плотность газа принималась постоянной,

$$\sigma(r, 0) = \sigma_0. \quad (18)$$

Расчеты производились для такого интервала значений

$$0.05 \mathcal{M}_i \leq s \leq \mathcal{M}_i. \quad (19)$$

Внутренняя граница области считается фиксированной — на ней остаются постоянными угловой момент и радиальная скорость (очень малая — порядка 0.1 км/с). Предположение о наличии слабого источника (или стока) углового момента при $s = 0.05 \mathcal{M}_i$ приводит к изменению полного момента J_0 за время T , равному δJ_0 :

$$\delta J_0 = j(r_0) v(r_0) \int_0^T r_0(t) \sigma(r_0, t) dt, \quad (20)$$

не превосходящему $0.05 J_0$ за рассматриваемые времена T . Следовательно, этот источник не может существенно сказаться на окончательном распределении углового момента.

Значение j на внешней границе определяется из условия сохранения полного момента,

$$J_{\text{tot}}(t) = \int_{0.05 \mathcal{M}_t}^{\mathcal{M}_t} j(s; t) ds = J_0 + \delta J_0. \quad (21)$$

Величина $\sigma(\mathcal{M}_t; t) = \sigma(\mathcal{M}_t; 0)$. Характер решения оказывается практически не зависящим от значения $\sigma(\mathcal{M}_t; 0)$.

Значения v_r на внешней границе зависят от величины коэффициента вязкости во всем интервале изменения r . Поэтому граничное значение v_r должно определяться следующим интегральным соотношением:

$$\begin{aligned} \frac{v_r^2(\mathcal{M}_t; t)}{2} - \frac{v_r^2(0.05 \mathcal{M}_t; t)}{2} = & \int_{0.05 \mathcal{M}_t}^{\mathcal{M}_t} \left(\frac{j^2}{r^3} - \frac{\sigma \varphi_g}{\partial r} \right) ds + \\ & + 2 \int_{0.05 \mathcal{M}_t}^{\mathcal{M}_t} \tilde{\eta} r \frac{\partial}{\partial s} \left[\sigma \frac{\partial}{\partial s} (r v_r) \right] ds + 2 \int_{0.05 \mathcal{M}_t}^{\mathcal{M}_t} \sigma r^2 \frac{\partial \tilde{\eta}}{\partial s} \frac{\partial v_r}{\partial s} ds. \end{aligned} \quad (22)$$

Решаемая задача не является самосогласованной, поскольку $\tilde{\eta}$ задается, а не получается из уравнения, связывающего ее с другими искомыми функциями. В качестве выражений $\tilde{\eta}$ выбирались простейшие из таких, при которых выполняются условия

$$\tilde{\eta}(\mathcal{M}_t) = 0; \quad \frac{\partial \tilde{\eta}(\mathcal{M}_t)}{\partial s} = 0, \quad (23)$$

означающие, что на внешней границе газового диска вязкость перестает быть существенной. Эти выражения имеют вид:

$$\tilde{\eta} = \tilde{\eta}_0 e^{r/R} \left(1 - \frac{r}{R} \right)^b; \quad (24)$$

$$\tilde{\eta} = \tilde{\eta}_0 e^{s/\mathcal{M}_t} \left(1 - \frac{s}{\mathcal{M}_t} \right)^b, \quad (25)$$

где R — радиус, соответствующий массе $\mathcal{M}_t$, то есть краю газового диска, $\tilde{\eta}_0$ и b — параметры. При $b > 1$ удовлетворяются условия (23). Заметим, что функциями типа (24) и (25) можно аппроксимировать—

по крайней мере на начальных этапах — ход зависимости $\tilde{\eta}(r)$, который можно ожидать для газовой среды реальных галактик.

Кроме вычислений с указанными выражениями $\tilde{\eta}$ производились также расчеты при $\tilde{\eta} = \text{const}$. Значение $\tilde{\eta}_0$ полагалось равным $4.5 \times 10^{34} \text{ г с}^{-1}$, в соответствии с полученной выше оценкой $\tilde{\eta}$ и толщиной диска ≈ 0.5 кпс.

5. Метод численного решения. Уравнения (10)—(12) приводятся к безразмерным переменным t/t_0 ; r/r_0 ; s/s_0 . Характерные значения величин t_0 , r_0 , s_0 определяются параметрами задачи — размерами диска, массой содержащегося в нем газа и периодом обращения облаков в поле тяготения звезд. В соответствии с этим принимаем:

$$t_0 = 3 \cdot 10^{16} \text{ с}; \quad r_0 = 3 \cdot 10^{22} \text{ см}; \quad s_0 = 1.6 \cdot 10^{42} \text{ г}$$

и для обезразмеривания других, входящих в решаемые уравнения величин, имеем:

$$v_r^{(0)} = 10^8 \text{ см с}^{-1}; \quad \sigma_0 = 1.8 \cdot 10^{-4} \text{ г см}^{-2}; \quad j_0 = 3 \cdot 10^{28} \text{ см}^2 \text{ с}^{-1}$$

$$\tilde{\eta}^{(0)} = 4.5 \cdot 10^{34} \text{ г с}^{-1}; \quad \varphi_g^{(0)} = 10^{12} \text{ см}^2 \text{ с}^{-2}.$$

Вводится неравномерная по времени разностная сетка с шагом по массе, равным h . Шаг по времени выбирался в соответствии с критерием устойчивости [8]

$$\tau_j < \min \left\{ \frac{h^2}{4\sigma_{ij} r_{ij}^2 \tilde{\eta}_{ij}}; \quad \frac{h}{4\sigma_{ij} r_{ij}^2 \left| \frac{\partial \tilde{\eta}}{\partial s} \right|_{ij}} \right\}. \quad (26)$$

Использовалась явная разностная схема. Значения h менялись от 0.025 до 0.07. Вычисления проведены на ЭВМ ЕС-1033.

6. Результаты расчетов. Вычисления проводились при различных значениях параметров, начальных распределениях плотности и формах потенциала. На рис. 1—3 приведены графически зависимости скорости и плотности газа от расстояния до центра в различные моменты для определенных наборов параметров. Общий характер этих зависимостей сохраняется и в других вариантах. Наиболее характерными особенностями полученных решений являются следующие:

а) Скорость газа во внутренних областях диска направлена к его центру, а во внешних — наружу. Это обусловлено передачей углового момен-

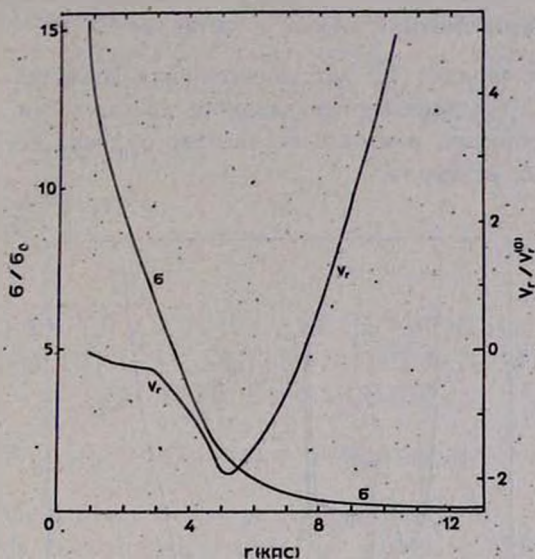


Рис. 1. Распределение поверхностной плотности (σ) и скорости радиального движения (v_r) в газовом диске к моменту $t = 4 \cdot 10^8$ лет. Потенциал задан в виде (13) (см. в тексте). Величина $\tilde{\eta} = \tilde{\eta}_0$.

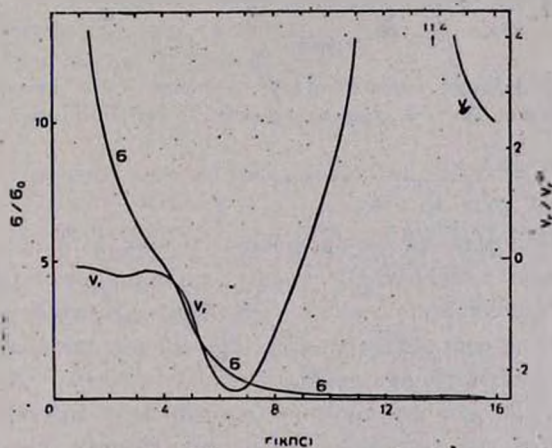


Рис. 2. Распределение поверхностной плотности (σ) и скорости радиального движения (v_r) в газовом диске к моменту $t = 5 \cdot 10^8$ лет. Потенциал задан в виде (14)–(15) (см. в тексте). Величина $\tilde{\eta} = \tilde{\eta}_0^s \frac{s}{\Sigma \Sigma_t} \left(1 - \frac{s}{\Sigma \Sigma_t}\right)^{1.1}$.

та от внутренних слоев диска к внешним благодаря вязкости. Характерное время перераспределения момента составляет $5 \cdot 10^8 - 10^9$ лет.

б) За время порядка 10^9 лет значительная доля газа (несколько десятых) уходит за границы первоначального диска, унося с собой угловой момент. Таким образом, в плоскости звездного диска образуется газовая оболочка больших размеров.

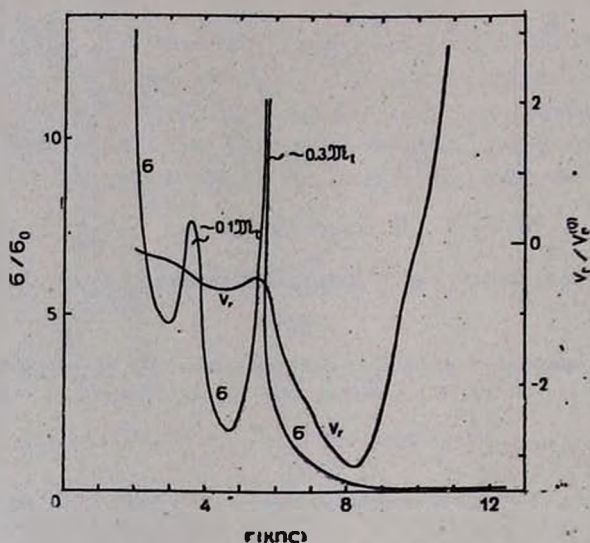


Рис. 3. Распределение поверхностной плотности (σ) и скорости радиального движения (v_r) в газовом диске к моменту $t = 1.5 \cdot 10^9$ лет. Потенциал задан в виде б) (см. в тексте). Величина $\eta = \eta_0$.

в) В случае б), когда кривая вращения плоская, на расстоянии 5—6 кпс от центра возникает сравнительно узкая (шириной несколько сотен парсек) область повышенной плотности — «кольцо». Плотность в кольце на порядок выше, чем в соседних областях. На возможность образования такой структуры указывалось ранее [1].

Возникновение сложного профиля плотности и другой кольцеобразной структуры при $r \approx r_0$ обусловлены, по-видимому, постановкой задачи, которая не предусматривает перехода газа, движущегося внутрь, через границу рассматриваемой области.

Хотя указанные результаты, вследствие сделанных упрощающих предположений, нужно рассматривать лишь как качественные, они дают основание считать, что вязкость «облачного газа» является существенным фактором в крупномасштабной динамике межзвездной среды в спираль-

ных галактиках. Возможно, что она играет роль в создании кольцеобразных структур, состоящих из массивных облаков, а также в образовании внешних областей нейтрального газа вокруг галактик.

Авторы выражают признательность И. Г. Колеснику и С. А. Силичу за полезное обсуждение работы.

Ленинградский государственный
университет

THE TRANSFER OF ANGULAR MOMENTUM IN THE GALACTIC DISK DUE TO INTERACTION OF INTERSTELLAR CLOUDS

V. G. GORBATSKY, V. M. SERBIN

Effects of momentum exchange in processes of collisions between interstellar clouds may be described as viscosity of "gas of clouds". The transfer of angular momentum in the rotating disk consisting of gaseous clouds is calculated on the assumption that the clouds move in the given gravity field of the stellar disk. Time scale for angular momentum transfer is found to be of the order of 10^9 years in the case of spiral galaxy having mass $10^{11} M_{\odot}$. During this period considerable quantities of gas and of angular momentum have gone far beyond the limits of the stellar disk.

ЛИТЕРАТУРА

1. С. Чандрасекар, Принципы звездной динамики, ИЛ, М., 1948.
2. Ю. Н. Мишуков, В. М. Педтисев, А. А. Сучков, Астрон. ж., 53, 268, 1976.
3. С. Чепмен, Д. Энског, Математическая теория неоднородных газов, ИЛ, М., 1962.
4. В. Г. Горбачук, Космическая газодинамика, Наука, М., 1977.
5. Г. Г. Кузмин, Публ. Тартуской обш., 32, 311, 1952.
6. К. С. Фреетан, Ар. J., 160, 811, 1970.
7. К. Рольфс. Лекции по теории волн плотности, Мир, М., 1980.
8. А. А. Самарский, Теория разностных схем, Наука, М., 1977.

УДК 524.77

О ВЫПАДЕНИИ НА ГАЛАКТИКУ ГАЗА ИЗ СКОПЛЕНИЯ

Е. В. ВОЛКОВ, Л. Н. ИВАНОВ

Поступила 2 февраля 1982

Принята к печати 6 ноября 1982

Показано, что в богатых скоплениях галактик длины свободного пробега частиц превышают размеры галактик. Сделана оценка темпа выпадения такого бесстолкновительного газа на неподвижную галактику. Он может достигать $5 M_{\odot}$ в год, что существенно для эволюции галактики.

1. В результате рентгеновских наблюдений в диапазоне 0.1—100 кэВ было обнаружено тепловое излучение горячего газа, находящегося в скоплениях галактик [1—4]. При интерпретации этого рентгеновского излучения как тормозного получаются величины температуры и плотности газа, которые группируются около значений $T = 10^8$ К и $n = 10^{-3}$ см $^{-3}$. Наиболее сильное излучение идет от центральных областей скоплений, имеющих размеры порядка 1 Мпс, но есть свидетельства в пользу существования газа и на более далеких от центра расстояниях [5]. Таким образом, галактики, входящие в состав скопления, погружены в горячую газовую среду.

Проблеме взаимодействия галактики с ее окружением в литературе уделялось большое внимание. Неоднократно проводились исследования процесса аккреции межгалактического газа на галактику [6—7]. Существенным моментом в указанных работах являлся учет охлаждения газа, причем оно значительно увеличивало темп аккреции. Для решения задачи привлекался аппарат гидродинамики. Было получено, что к галактике может присоединяться около $1 M_{\odot}$ в год. Однако возможность аккреции очень горячего газа ($T = 10^8$ К), но не в гидродинамическом, а в бесстолкновительном режиме не рассматривалась. В настоящей работе показано, что межгалактический газ на масштабах галактики следует считать бесстолкновительным, а также получены оценки для скорости присоединения этого газа к галактике. При этом речь идет не об аккреции, а именно о присоединении, так как гравитационный потенциал галактики несущественен для рассматриваемой оценки. Основным фактором является чисто геометрическое экранирование телом галактики свободно летящих в межгалакти-

ческом пространстве частиц горячего газа. В настоящей работе не делается попытки учесть слабое магнитное поле в межгалактической среде, во-первых, из-за трудности этой задачи и, во-вторых, ввиду того, что пока нет надежных данных о его существовании, а тем более, о его структуре. Галактические же магнитные поля, очевидно, только способствуют захвату пролетающих частиц и не могут существенно изменить полученную оценку.

2. В последнее десятилетие появилось много работ, в которых строились модели распределения горячего газа в скоплении [8—11]. В этих работах были использованы различные представления потенциала скопления и предположения о распределении газа, но везде принималась гипотеза о гидростатическом равновесии газовой политропы в гравитационном поле скопления. Получаемые при этом зависимости температуры и плотности газа от расстояния r до центра скопления позволяют оценить длину свободного пробега (ДСП) для различных значений r .

Нами были вычислены ДСП в межгалактическом газе по формулам из работы [12]

$$l = 4.5 \cdot 10^5 T^2 / n \ln \Lambda; \quad \ln \Lambda = 9.5 + \frac{3}{2} \ln T - \frac{1}{2} \ln n. \quad (1)$$

При этом использовались приведенные в статье [11] законы изменения T и n от расстояния до центра скопления. Были приняты следующие значения для температуры и плотности газа в центре скопления: $T_0 = 10^8$ К, $n_0 = 10^{-3}$ см $^{-3}$. В нижеследующей таблице приведены величины ДСП для различных расстояний от центра скопления (в Мпс):

r	0.05	0.1	0.2	0.5	1.0	1.5	2.5	5.0
l	0.04	0.04	0.05	0.07	0.13	0.21	0.37	0.9

Здесь даны значения «локальных» ДСП, характерные для определенного расстояния от центра скопления. Как видно из таблицы, отношение $l/r > 0.1$ во всем скоплении, а в центральной части близко к единице, поэтому при исследовании динамики газа и построении стационарных моделей скоплений галактик, очевидно, следует проявлять осторожность в применении методов обычной газодинамики. Здесь более подходят методы, разработанные для систем в переходном (от бесстолкновительного к гидродинамическому описанию) режиме. В связи с этим более приемлемой кажется модель изотермической плазмы, находящейся в гравитационном поле скопления.

Рассмотрим теперь процесс выпадения межгалактического газа на галактику. Предполагаем далее, что скорость галактики относительно среды мала. Используем рассуждения, применяемые при описании потока разреженного газа вблизи препятствия. Параметром, определяющим характер течения разреженного газа вблизи препятствия, является число Кнудсена

$$Kn = l/L, \quad (2)$$

где l — ДСП частицы, L — характерный размер тела. Если принять типичное для радиуса галактики R_0 значение 10 кпс, то при сравнении с полученными оценками ДСП частиц в межгалактической среде богатого скопления галактик видно, что $Kn > 1$ для центральных и $Kn \gg 1$ для периферийных областей скоплений. Следовательно, межгалактическая среда на масштабах галактики ведет себя как разреженный газ. С другой стороны, оценка ДСП «горячей» частицы внутри галактики по формуле [13] при значениях плотности $n_g = 1 \text{ см}^{-3}$ и температуры галактического газа $T_g = 10^4 \text{ К}$ дает величину порядка 10 пс и $Kn \ll 1$:

$$l \approx 6 \cdot 10^4 T_g^2 / n_g \ln \Lambda. \quad (3)$$

ДСП термализованной частицы определяется по формуле (1) и оказывается еще меньше, так что внутри галактики мы имеем дело со слабо разреженным газом. В процессе присоединения межгалактической среды к галактике происходит переход от течения с $Kn > 1$ к течению с $Kn \ll 1$. Изучение таких процессов наиболее затруднительно с формально-математической точки зрения. С целью получения порядковых оценок интенсивности газообмена галактики с окружающей средой предположим существование резкой поверхностной границы галактики. Вне этой границы реализуется свободномолекулярное течение газа, внутри же газ слабо разрежен и, кроме того, гравитационно связан с галактикой. Предположим также, что всякая горячая частица межгалактической среды, пересекая границу галактики, термализуется и присоединяется к галактическому газу. Оценим теперь количество частиц $\dot{N}$ межгалактического вещества, пересекающих с одной стороны в единицу времени единицу поверхности галактики. При условии, что скорости частиц распределены по закону Максвелла, $\dot{N}$ находим по формуле из работы [14]

$$\dot{N} = n \sqrt{\frac{R^* T}{2\pi}}, \quad (4)$$

где R^* — универсальная газовая постоянная. Предполагая, что горячие частицы тормозятся в основном в газовом диске галактики, на основании (4) получим оценку полного числа частиц межгалактического газа, присоединяющихся к веществу галактики за год,

$$N = 3 \cdot 10^7 n \sqrt{\frac{R^* T}{2\pi}} 2\pi R_0^2 = 6 \cdot 10^{37} \text{ год}^{-1}. \quad (5)$$

В пересчете на массу это дает $5M_\odot/\text{год}$. Таким образом, за все время существования галактики на нее выпадает масса газа, сравнимая с ее собственной массой. Как следует из соотношения (5), темп выпадения газа на галактику прямо пропорционален скорости звука в окружающем газе, $v_{\text{зв}} = \sqrt{\gamma R^* T}$. В работах [6, 7] получалась обратная зависимость от этого параметра (т. е. чем горячее газ, тем слабее аккреция). Таким образом видно, что высокая температура является препятствием для присоединения газа только посредством гравитационного захвата, а для чисто геометрического экранирования пролетающих частиц, каковое и рассматривалось в настоящей статье, высокая температура является положительным фактором. Относительный вклад того и другого процесса захвата для бесстолкновительного газа определяется безразмерным числом $\alpha = (MG)/(R_0 v_{\text{зв}}^2)$. Легко видеть, что в случае аккреции на галактику газа, температура которого не превышает $\sim 10^6$ К, это число велико по сравнению с единицей. Именно этот случай до сих пор и рассматривался в литературе. В случае, рассмотренном здесь, $\alpha = 0.01$, откуда и следует, что геометрический фактор захвата выходит на первое место для газа с достаточно высокими температурами.

Сделанные оценки показывают, что процесс присоединения горячего межгалактического газа к галактике должен играть большую роль в ее эволюции. Детальную картину данного процесса следует строить на основе решения кинетических уравнений. Проникающие в галактику частицы несут с собой большую энергию, поэтому должен иметь место нагрев межзвездного газа и вылет частиц из галактики. В дальнейшем предполагается подробнее рассмотреть механизм массо- и энергообмена галактики с окружающей ее средой.

Ленинградский государственный
университет

ON ACCRETION OF INTRACLUSTER GAS ON A GALAXY

E. V. VOLKOV, L. N. IVANOV

The free path of particles in rich clusters of galaxies is shown to be greater than the scale of a galaxy. The estimate is made for the collisionless gas accretion rate on a motionless galaxy. It may reach $5M_\odot/\text{year}$, and this is important for the evolution of the galaxy.

ЛИТЕРАТУРА

1. *H. Gursky, E. Kellogg, S. Murray, C. Leong, H. Tananbaum, R. Giacconi*, *Ap. J.*, 167, L81, 1971.
2. *H. Gursky, A. Solinger, E. Kellogg, S. Murray, H. Tananbaum, R. Giacconi*, *Ap. J.*, 173, L99, 1972.
3. *E. Kellogg, H. Gursky, H. Tananbaum, R. Giacconi*, *Ap. J.*, 174, L65, 1972.
4. *E. Kellogg, H. Gursky, H. Tananbaum, R. Giacconi*, *Ap. J.*, 178, 309, 1972.
5. *P. Hintzen, J. S. Scott*, *Ap. J.*, 239, 765, 1980.
6. *D. P. Cox, B. W. Smith*, *Ap. J.*, 203, 361, 1976.
7. *L. L. Cowie, J. Binney*, *Ap. J.*, 215, 723, 1977.
8. *S. M. Lea, J. Silk, E. Kellogg, S. Murray*, *Ap. J.*, 184, L105, 1973.
9. *S. F. Gull, K. Northover*, *M. N.*, 173, 585, 1975.
10. *A. Cavallere, R. Fusco-Femiano*, *Astron. Astrophys.*, 49, 137, 1976.
11. *P. E. J. Nulsen, A. C. Fabian*, *M. N.*, 191, 887, 1980.
12. *А. А. Арцимович, Р. Э. Сагдеев*, *Физика плазмы для физиков*, Атомиздат, М., 1979.
13. *К. Лени*, *Астрофизические формулы*, ч. I, Мир, М., 1978.
14. *В. П. Шидловский*, *Введение в динамику разреженного газа*, Наука, М., 1965.

УДК 524.8

ГЕОМЕТРИЧЕСКИЙ АНАЛИЗ КАТАЛОГОВ ГАЛАКТИК

Ш. А. ГУБЕРМАН, А. Г. ДОРОШКЕВИЧ, Э. В. КОТОК, С. Ф. ШАНДАРИН

Поступила 25 декабря 1981

Принята к печати 6 ноября 1982

Предложен метод анализа каталогов, основанный на проведении линий уровня плотности $\rho = \rho_c$ (ρ_c — свободный параметр задачи), выделении областей высокой ($\rho > \rho_c$) и низкой ($\rho < \rho_c$) плотности и статистическом анализе геометрических параметров этих областей. Описан алгоритм выделения областей и алгоритм определения их параметров. В качестве примера изучены три модельных каталога галактик: R-каталог, полученный путем случайного разбрасывания частиц, A-каталог, соответствующий адиабатической теории образования галактик (картина «блинов») [1], S-каталог, соответствующий поздним стадиям сгущивания системы гравитационно взаимодействующих точечных масс, а также реальный O-каталог распределения галактик в окрестности южного полюса [2] (рис. 1). Сравнительный анализ каталогов по геометрическим параметрам областей высокой и низкой плотности показывает, что: 1) Сильно вытянутые плотные конфигурации и большие пустые области типичны для всех четырех каталогов, этот эффект слабо связан с методом построения каталога. 2) Площадь пустых областей S^- и их длина вдоль случайной прямой D^- сильно зависят от доли плотных областей в каталоге.

1. *Введение.* Одной из актуальнейших задач внегалактической астрономии является изучение особенностей распределения галактик во Вселенной. В многочисленных работах последних лет [3—10] подробно изучены большие скопления (Геркулес, Персей, Кома—A 1367) и их окрестности. Выявлен ряд четко ограниченных сверхскоплений, обнаружены области пространства, практически не содержащие галактик, собран богатейший материал по морфологии и ориентации галактик, входящих в скопления и сверхскопления.

Теоретическая разработка вопросов образования крупномасштабной структуры была начата работой Зельдовича [11], показавшей, что на нелинейной стадии эволюции возмущений с неизбежностью образуются уплощенные вытянутые плотные конфигурации — «блины». В дальнейшем с помощью двумерных численных расчетов было показано, что с течением времени отдельные «блины» смыкаются, образуя развитую ячеистую структуру ([12], там же ссылки на более ранние работы).

Исключительная трудоемкость наблюдательного исследования структуры — необходимо измерить сотни и тысячи лучевых скоростей слабых галактик — ограничивает область подробного изучения сравнительно близкой окрестностью нашей Галактики. Поэтому типичность результатов, относящихся к геометрическим характеристикам трехмерной структуры (размеры и форма пустых ячеек, размеры и форма перемычек — сверхскоплений), еще долго будет сомнительной. В связи с этим резко возрастает важность всестороннего анализа каталогов распределения галактик на небесной сфере.

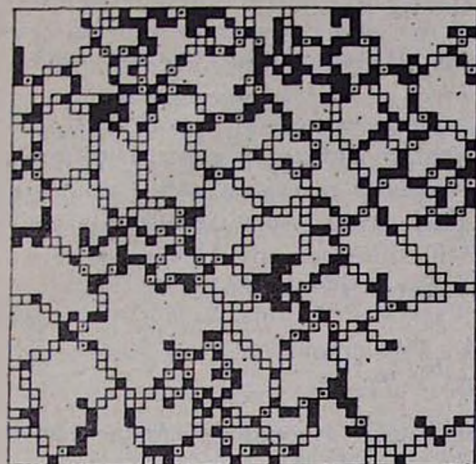
Обращаясь к анализу двумерного распределения галактик на небесной сфере, мы не используем информации о расстоянии до галактик вдоль луча зрения. В результате эффект проекции (особенно для каталогов, составленных по очень глубоким обзорам) в значительной мере маскирует реальную трехмерную структуру. Чем больше эффективная глубина каталога, тем более случайно видимое распределение галактик, и тем труднее составить правильное представление об объемной структуре на основании поверхностного распределения. Тем не менее, при некоторой оптимальной глубине каталога можно попытаться изучать типичные структуры в трехмерном распределении галактик, основываясь лишь на информации об угловом положении галактик и эффективной глубине каталога.

Корреляционный анализ каталогов, начатый Тотсуи и Кихара [13] и продолженный на более обширном материале в работах принстонской группы [14] (см. также обзор Фолла [15]), позволил получить ценную информацию о структуре Вселенной. В последнее время очень интересные работы выполнил Шанкс [16]. Используемые им методы отличаются от методов принстонской группы, но, по существу, также дают лишь информацию о существовании характерных масштабов в видимом распределении галактик во Вселенной.

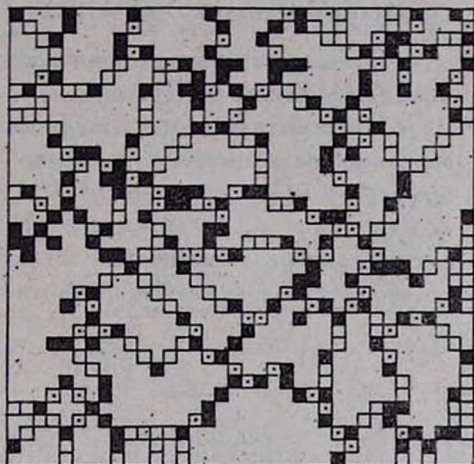
Между тем ячеистая структура четко видна на распределении галактик Ликского каталога [17]. Поэтому непосредственный анализ этой структуры вполне возможен и интересен. Необходимо лишь разработать адекватные методы анализа.

В настоящей статье описан один из возможных алгоритмов выделения областей высокой и низкой плотности и анализа их геометрических свойств. Предлагаемые методы позволяют получить численные характеристики геометрических параметров ячеистой структуры, что в свою очередь открывает пути как для теоретического анализа процессов образования структуры, так и для сравнения различных модельных каталогов с наблюдениями. Эти методы близки к методам, обсуждаемым в работе Розенфельда и Вестки [18], практическое использование обсуждаемых ниже методов рассмотрено в [19].

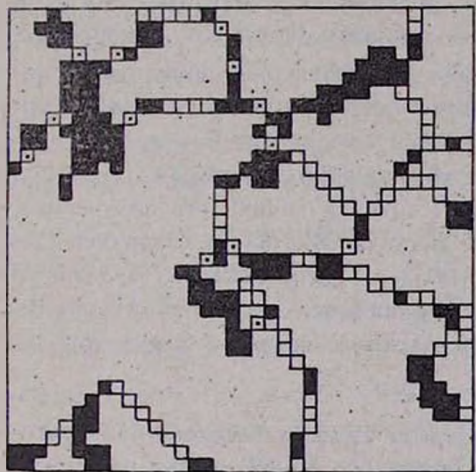
В настоящей работе изучаются и сравниваются между собой четыре каталога (рис. 1):



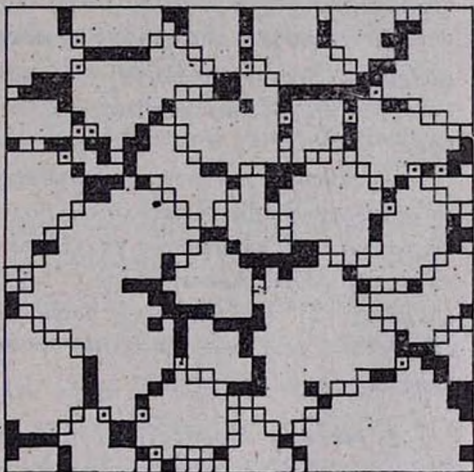
О-каталог



R-каталог



S-каталог



A-каталог

Рис. 1. Общий вид О, R, S и А-каталогов галактик. Черные клетки—заполненные клетки каталогов на выбранном уровне плотности, точками отмечены клетки, заполняемые при переходе к «дополненному» каталогу: обведенные клетки, заполняемые при переходе к «модифицированному» каталогу, который строится для выделения и анализа пустых областей.

1) Стохастический каталог (R-каталог), полученный путем случайного разбрасывания частиц.

2) А-каталог, соответствующий адиабатической теории образования галактик (картина «блинов»).

3) S-каталог, соответствующий поздним стадиям эволюции системы гравитационно-взаимодействующих точечных масс.

4) Реальный каталог распределения галактик в окрестности южного полюса (О-каталог) [2].

А и S каталоги были построены путем численного моделирования эволюции возмущений в двумерной бесстолкновительной самогравитирующей среде [1]. Спектр начальных возмущений содержал дискретный набор гармоник со случайными амплитудами. Длины волн лежали в пределах от размера расчетной области до $1/10$ этого размера. Начальное среднеквадратичное возмущение плотности дается выражением

$$\overline{(\delta\rho/\rho)^2} = \sigma_0 \sum_{n_1, n_2}^{10} b_{n_1, n_2}^2 \quad (1)$$

где b_{n_1, n_2} — случайные числа с нормальным законом распределения, причем $\overline{b_{n_1, n_2}} = 0$; $\overline{b_{n_1, n_2}^2} = 1$. На ранних стадиях нелинейной эволюции (А-каталог $\overline{(\delta\rho/\rho)^2} = 0.5$) отчетливо видна ячеистая структура; для этой стадии типичны вытянутые плотные области (рис. 1). На поздних стадиях (S-каталог $\overline{(\delta\rho/\rho)^2} = 4$) возникает несколько компактных областей с малой вытянутостью, сетчатая структура не наблюдается (рис. 1).

Сравнение каталогов, полученных эволюционным методом (А и S), со стохастическим R-каталогом позволяет оценить типичность полученных результатов. Сравнение с результатами анализа О-каталога позволяет сделать некоторые заключения о действительном распределении галактик в каталоге [2]. В настоящей работе мы ограничимся изучением некоторых статистических свойств геометрической картины ячеистой структуры на разных уровнях плотности.

2. Методы обработки каталогов. Задача анализа каталога разбивается на следующие основные этапы: 1) Проведение линий уровня плотности $\rho = \rho_c$ и выделение отдельных областей высокой плотности $\rho \geq \rho_c$. 2) Определение и статистический анализ геометрических параметров этих областей. 3) Проверка каталога на устойчивость. 4) Переход к модифицированному каталогу, в котором выделены области низкой плотности. 5) Определение и статистический анализ геометрических параметров областей низкой плотности. 6) Анализ серии сечений каталога прямыми. 7) Проверка каталога на степень организованности (с использованием критерия Гельфанда—Цетлина [19]).

Области высокой плотности легко выделяются при $\rho_c \gg \bar{\rho}$ ($\bar{\rho}$ — средняя плотность по каталогу), тогда как области низкой плотности хорошо определяются при $\rho_c \leq \bar{\rho}$. Однако выделение и анализ областей низкой плотности возможны и интересны и при $\rho_c \gg \bar{\rho}$. В этом случае, как правило, есть одна многосвязная область низкой плотности весьма причудливой формы, причем визуально довольно легко выделить отдельные (одно-связные) подобласти существенно более простой формы. Описанный в [20] алгоритм модифицирует исходный каталог, выделяя из исходной области низкой плотности несколько более простых, причем неплохо имитирует при этом визуальное восприятие человека.

I. Решение первой задачи сводится к сравнению плотности в каждой клетке каталога с критическим значением ρ_c , после чего клетка считается пустой при $\rho < \rho_c$ и заполненной при $\rho \geq \rho_c$. Вслед за этим все заполненные клетки объединяются в плотные области, каждая из которых содержит лишь касающиеся друг друга заполненные клетки (допускается касание двух клеток стороной или углом). В дальнейшем плотность пустых клеток считается равной нулю, а заполненных — единице. Тем самым при анализе геометрических свойств мы отвлекаемся от распределения плотности внутри области. Подсчитывается коэффициент η — степень заполнения каталога на данном уровне $\rho = \rho_c$, определяемый как доля заполненных клеток. Зависимость $\eta = \eta(\rho_c)$ — существенная характеристика каталога. Сравнение различных каталогов проводится либо при одинаковом значении η , либо при одинаковом значении ρ_c .

II. Анализ геометрических параметров отдельной области (если ее площадь превышает 3 клетки) включает определение следующих величин: 1) площадь области S^+ , 2) длина области L^+ , определяемая расстоянием по прямой между наиболее удаленными клетками области, 3) криволинейная «длина» области $\tilde{L}^+$, подсчитанная лишь по клеткам области (при этом не учитывается различие стороны и диагонали отдельной клетки), 4) толщина области T^+ , определяемая максимальным диаметром вписанной в область окружности (при этом также не учитывается различие стороны и диагонали отдельной клетки), 5) четырьмя методами определяется степень сплюснутости области: а) для каждой области строится тензор $Q_{ik} = \sum (x_i - \bar{x}_i)(x_k - \bar{x}_k)$ и определяется отношение главных значений этого тензора $Q_1 \leq Q_2$; $\alpha^+ = Q_1/Q_2 \leq 1$; б) для каждой области строится накрывающий прямоугольник наименьшей площади и определяется отношение его сторон $\beta \leq 1$, в) определяется величина $\Delta^+ = T^+/L^+ \leq 1$; д) определяется величина $\Sigma^+ = S^+/L^{+2}$. Эти методы

дают несколько различающиеся оценки степени сплюснутости, но, в общем, согласуются между собой (рис. 2).

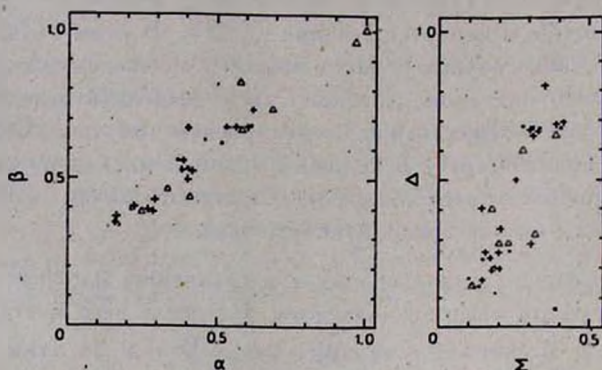


Рис. 2. Связь параметров α^+ , β^+ , Δ^+ и Σ^+ для R, A, S-каталогов (A-каталог —, R-каталог +, S-каталог Δ).

III. Проверка устойчивости каталога может быть выполнена сравнением исходного с «дополненным», который может быть построен двумя путями: либо 1) значение плотности в каждой клетке заменяется на плавное гауссово распределение на площади 3×3 клетки [21], либо, более грубо, 2) объединением заполненных областей, расстояние между которыми не превосходит 1 клетки, после чего проводится переопределение областей и анализ их геометрических параметров согласно II.

IV. Осуществляется переход к «модифицированному» каталогу, в котором заполненные области объединены по определенным правилам и тем самым выделяются отдельные пустые области. При модификации каталога используются максимальные кривизны границы плотных областей, определяемые взаимным расположением проверяемой и соседних с ней заполненных клеток [20].

Модификация каталога проводится в 4 приема:

А) Точки максимальной кривизны, принадлежащие различным областям и отстоящие одна от другой на расстояние $d=1, 2, \dots, k$ клеток, последовательно соединяются «прямыми» (по дискретной сетке) из плотных клеток. После соединения двух областей они объединяются в одну общую. Максимальная длина соединения k является свободным параметром задачи. Оптимальное значение k близко к среднему значению размера $\bar{L}^+$ плотной области.

Б) Последовательно соединяются «прямыми» из плотных клеток (по дискретной сетке) точки максимальной кривизны, принадлежащие одной

«области и отстоящие на расстояние $d = 1, 2, \dots, k$ клеток при дополнительном условии, что криволинейное расстояние между точками максимальной кривизны L^+ , определенное по клеткам, принадлежащим области, превосходит расстояние d не менее, чем в f раз (f — свободный параметр задачи; обычно принималось $f = 3 + 4$).

В) Области, отстоящие от края каталога не более, чем на 2 клетки, соединяются с краем горизонтальными (вертикальными) прямыми.

Г) Пустым клеткам присваивается плотность 1, заполненным — 0. Все заполненные клетки объединяются в области, однако в этом случае учитывается лишь касание клеток сторонами (но не углами!).

V. Проводится анализ модифицированного каталога в соответствии с пунктом II.

VI. На каталоге с выделенными плотными областями проводится серия случайных прямых (на дискретной сетке). Подсчитывается толщина плотных D^+ и пустых D^- областей вдоль этих прямых.

VII. Проводится анализ каталога методом, описанным в работе [19] с использованием критерия организованности Гельфанда—Цетлина, который в данном случае реализован в следующем виде:

а) последовательно производится расширение плотных областей на 1 слой примыкающих клеток. На каждом шаге подсчитываем число плотных N^+ и пустых N^- областей.

б) Строится зависимость числа областей N^+ и N^- от номера шага. Резкий спад кривой $N^+(n)$, или максимум на кривой $N^-(n)$ указывают на существование характерного масштаба в исходном каталоге. Этот масштаб определяет типичное расстояние между плотными областями. Описанные методы во многом близки к изложенным в [18].

3. *Результаты анализа каталогов.* Некоторые результаты обработки четырех описанных выше каталогов приведены в табл. 1. Наряду с величинами, характеризующими рассматриваемую картину в целом, приведены средние значения и среднеквадратичные отклонения параметров, характеризующих плотные и пустые области. Используются следующие обозначения:

η — суммарная площадь плотных областей на заданном уровне плотности, отнесенная к общей плотности площади каталога.

μ^+ — доля массы, заключенная в плотных областях.

	R-каталог		A-каталог	
		дополненный		дополненный
η	0.138	0.195	0.141	0.155
μ^+	—	—	0.54	—
N^+	99	23	41	23
ν_4^+	0.15	0.39	0.34	0.43 ²
$S^+ \cdot 10^3$	3.8 ± 1	20 ± 20	7.4 ± 4.9	-14 ± 10
$L^+ \cdot 10$	1.5 ± 0.3	3.6 ± 2.8	2 ± 1	2.7 ± 1.2
$T^+ \cdot 10$	0.4 ± 0.14	0.5 ± 0.11	0.5 ± 0.1	0.5 ± 0
$D^+ \cdot 10$	0.4 ± 0.3	—	0.5 ± 0.22	—
α^+	0.38 ± 0.15	0.5 ± 0.2	0.35 ± 0.18	0.46 ± 0.16
β^+	0.52 ± 0.12	0.65 ± 0.22	0.51 ± 0.2	0.62 ± 0.25
Δ^+	0.41 ± 0.2	0.2 ± 0.12	0.4 ± 0.2	0.29 ± 0.2
Σ^+	0.24 ± 0.08	0.17 ± 0.07	0.22 ± 0.09	0.19 ± 0.09
N^-	61	—	31	—
$S^- \cdot 10^4$	1.48 ± 1.11	—	2.4 ± 1.7	—
$L^- \cdot 10$	1.9 ± 0.85	—	2.4 ± 0.8	—
$T^- \cdot 10$	0.92 ± 0.33	—	1.3 ± 0.8	—
$D^- \cdot 10$	1.5 ± 0.8	—	2.2 ± 1.6	—
α^-	0.62 ± 0.14	—	0.66 ± 0.15	—
β^-	0.7 ± 0.15	—	0.75 ± 0.16	—
Δ^-	0.6 ± 0.14	—	0.65 ± 0.11	—
Σ^-	0.37 ± 0.07	—	0.4 ± 0.05	—
$l_{GC}^+ \cdot 10$	0.5	—	1.1	—
$l_{GC}^- \cdot 10$	0.5	—	0.5	—

Таблица 1

S-каталог		O-каталог	
	дополненный		дополненный
0.133	0.143	0.15	0.19
0.84	—	0.26	—
28	15	122	30
0.5	0.535	0.2	0.43
8.2 ± 6.9	16.6 ± 15	9.8 ± 3	14.5 ± 33
1.7 ± 1	2.5 ± 1.6	1.25 ± 0.4	2.2 ± 2.6
0.65 ± 0.17	0.72 ± 0.2	0.37 ± 0.1	0.38 ± 0.11
0.7 ± 0.4	—	0.37 ± 0.15	—
0.58 ± 0.27	0.6 ± 0.25	0.46 ± 0.2	0.52 ± 0.15
0.68 ± 0.22	0.68 ± 0.22	0.59 ± 0.18	0.62 ± 0.11
0.6 ± 0.25	0.46 ± 0.26	0.37 ± 0.16	0.27 ± 0.11
0.33 ± 0.12	0.27 ± 0.12	0.24 ± 0.07	0.2 ± 0.04
15	—	67	—
5.3 ± 7.7	—	1.06 ± 1.08	—
3.2 ± 2.0	—	1.5 ± 0.64	—
1.6 ± 0.9	—	0.8 ± 0.37	—
2.7 ± 2	—	1.4 ± 1.2	—
0.63 ± 0.12	—	0.62 ± 0.16	—
0.72 ± 0.16	—	0.73 ± 0.17	—
0.61 ± 0.14	—	0.61 ± 0.12	—
0.38 ± 0.4	—	0.38 ± 0.07	—
1.1	—	0.4	—
1.1.	—	0.4	—

N^+ — полное число плотных областей в каталоге.

η_4^+ — доля плотных областей с площадью не менее 4-х ячеек. Только по таким областям определяются остальные включенные в таблицу параметры*.

S^+ — средняя площадь плотных областей, содержащих не менее 4-х ячеек, отнесенная к полной площади каталога.

L^+ — средняя длина плотных областей, отнесенная к размеру каталога.

T^+ — средняя толщина плотных областей, определяемая как максимальный диаметр вписанной окружности, отнесенная к размеру каталога.

D^+ — средний размер плотной области вдоль случайных прямых, отнесенный к размеру каталога.

α^+ — средняя сплюснутость плотных областей, определяемая отношением главных значений тензора квадрупольного момента.

β^+ — средняя сплюснутость плотных областей, определяемая отношением сторон накрывающего фигуру прямоугольника минимальной площади.

Δ^+ — средняя сплюснутость плотных областей, определяемая отношением T^+/L^+ .

Σ^+ — средняя сплюснутость плотных областей, определяемая отношением S^+/L^{+2} .

N_4^- — количество пустых ячеек с площадью $S^- \geq 4$ ячеек.

— Следующие 8 параметров совпадают с вышеперечисленными, но характеризуют пустые** (а не плотные) области.

i_{GC}^2 — характерные размеры каталога, определяемые с использованием критерия Гельфанда—Цетлина.

Сравнение каталогов (если речь не идет об анализе эволюции одной модели) следует проводить при одинаковом значении параметра η , поскольку этот параметр непосредственно связан с геометрической структурой и его изменение наиболее сильно влияет на всю картину. Это условие выполнено при составлении табл. 1.

Представленные в табл. 1 и на рис. 1 три модельных каталога весьма разнородны. Как уже отмечалось, А-каталог — пример хорошо развитой

* Все исследуемые каталоги выполнены в виде таблицы плотности частиц на дискретной сетке. Говорить о геометрической структуре области, выделяемой на дискретной сетке, можно лишь для области достаточно большой площади. Выбранная нами (условная) граница в 4 клетки представляется довольно удачной.

** «Пустыми» областями называются области, обладающие плотностью ниже выбранного уровня (см. выше).

ячейистой структуры, S-каталог — пример почти полного разрушения ячейистой структуры при образовании нескольких компактных плотных слабовытянутых областей, R-каталог иллюстрирует влияние и характеристики случайного фона. Сравнение O-каталога с этими тремя модельными каталогами, а также модельных каталогов между собой, позволяет оценить степень проявления ячейистой структуры и степень влияния фактора случайности в O-каталоге.

1. Прежде всего отметим, что A, S и R-каталоги резко различаются по величине χ^2 (и N^+). Для R-каталога типично большое количество областей малой площади, что хорошо согласуется с методом получения каталога. R-каталог (по тем же причинам) весьма неустойчив — содержит много областей, разделенных всего лишь одной пустой клеткой. В результате заполнения этой ячейки — переход к «дополненному» каталогу — как видно из табл. 1, резко уменьшается N^+ , резко возрастает χ^2 и «дополненный» R-каталог не отличается, в принципе, от A-каталога. Напротив, A-каталог и особенно S-каталог более устойчивы и их параметры изменяются заметно слабее при переходе к «дополненному» каталогу.

2. Некоторое различие величин S^+ , L^+ , T^+ и D^+ , характеризующих размеры плотных областей, для каталогов A, S и R очень эффективно сглаживается при переходе к «дополненным» каталогам. Для этих величин характерны большие значения среднеквадратичных отклонений, что связано не с малой выборкой при расчете этих величин, а характеризует реальную (большую) ширину функции распределения этих величин. Этот вывод весьма важен, т. к. показывает, что для надежных оценок этих параметров по наблюдениям требуется изучение очень большой выборки.

3. Параметры α^+ , β^+ , Δ^+ и Σ^+ характеризуют несколько различными способами сплюснутость плотных областей. Из определения этих параметров ясно, что они близки для слабо искривленных компактных областей. Напротив, в случае сильно искривленных областей по смыслу близки параметры α^+ и β^+ , характеризующие скорее общую сглаженную форму области, тогда как параметры Δ^+ и Σ^+ более тесно связаны с тонкой структурой плотных областей. Эти различия хорошо проявляются при переходе к «дополненным» каталогам: при этом согласно α^+ и β^+ , сплюснутость плотных областей уменьшается, а согласно Δ^+ и Σ^+ — увеличивается. Этот эффект связан с резким возрастанием наряду с длиной L^+ искривленности и запутанности плотных областей в «дополненном» каталоге. Связь параметров α^+ , β^+ , Δ^+ и Σ^+ иллюстрируется рис. 2.

Сравнение A, S и R-каталогов по средней сплюснутости показывает, что по этим параметрам каталоги A и R весьма близки как до, так и после

«дополнения», тогда как S-каталог отличается от них достаточно сильно. Плотные области S-каталога заметно менее сплюснуты и, как показывает сравнение с соответствующими параметрами пустых областей, средние значения α , β , Δ и Σ для S-каталога близки к типичным для случайной выборки, т. е. для областей, не обладающих вытянутостью, отличной от случайной. Поскольку максимальные значения этих параметров (по определению) равны 1, то средние их значения по случайной выборке будут несколько меньше 1. Для оценки этого среднего удобно использовать оценку средней сплюснутости пустых областей, которая весьма стабильна и не зависит ни от типа каталога, ни от степени заполнения каталога η .

4. Выделение пустых областей с помощью описанного выше алгоритма — довольно сложная и многоступенчатая процедура. Однако сравнение полученных с ее помощью результатов с визуальным определением ячеистой структуры демонстрирует неплохое согласие этих методов. Специально изучалась устойчивость полученных результатов как к небольшим изменениям процедуры выделения пустых ячеек, так и к случайной порче исходной структуры. Показано, что изменения статистических характеристик пустых областей незначительны, получаемые параметры устойчивы и отражают объективные характеристики распределения плотности. О том же говорит близость характеристик I^- , L^- , D^- и b_{SS} , две из которых связаны с процедурой выделения пустых областей.

Для A и R каталогов наблюдается четко выраженная ячеистая структура, несколько различающаяся по параметрам S^- , L^- и D^- . Для S-каталога типично образование одной «очень большой пустой» области, что сразу сильно искажает S^- и L^- параметры. Отметим, что для всех трех каталогов велики среднеквадратичные отклонения величин S^- , L^- и D^- , что, как и выше, свидетельствует об очень широкой функции распределения этих величин. Интересно, что для всех трех модельных каталогов близки значения α^- , β^- , Δ^- и Σ^- .

Сравнение O-каталога с модельными каталогами демонстрирует близость O и R-каталогов и, тем самым, сильный элемент случайности в распределении галактик в O-каталоге. Это особенно ярко заметно по параметрам η и S^+ . Наиболее сильно O-каталог отличается от S-каталога: в O-каталоге не наблюдается компактных, массивных, слабо вытянутых областей.

Разработанные критерии анализа плотных областей ориентированы на чисто геометрические задачи и не учитывают распределение плотности внутри плотных областей и распределение этих областей по массе. Вероятно, учет этих факторов наряду с используемыми критериями будет интересен.

4. *Обсуждение.* Проведенный анализ позволил получить важные качественные и количественные результаты. Обсудим наиболее интересные из них:

1) Один из наиболее неожиданных качественных результатов — появление вытянутых плотных конфигураций и больших пустых областей при всех рассмотренных выше методах моделирования каталога. Вероятно, это естественный результат, поскольку в двумерных задачах (и тем более в трехмерных) одномерные вытянутые конфигурации всегда более вероятны, чем конфигурации компактные. Гладкость начальных возмущений, закладываемая в теорию «блинов», ведет к появлению более длинных плотных областей и более обширных пустых областей, но это — лишь количественные различия. Вероятно, в любых теориях образования галактик в той или иной степени можно ожидать возникновения ячеистой структуры и обширных областей низкой плотности (некоторые различия будут лишь в структуре плотных областей).

2) Как показывает изучение модельных каталогов при $\eta \geq 0,1$ описанный в [20] алгоритм, добавляя около 10% от полной площади каталога к площади заполненных областей, выделяет четко определенные пустые ячейки. Однако такие важные параметры пустых ячеек, как их площадь S^- или размер D^- , очень сильно зависят от параметра η . Этот вывод может быть обоснован теоретически для некоторых моделей. Здесь мы лишь отметим, что эта зависимость может быть приближенно описана соотношением:

$$S^- \sim (1 - \eta)/\eta; \quad D^- \sim \eta^{-1}.$$

3) Приведенные в табл. 1 данные о размерах, пустых областей О-каталога близки к $L = 8h^{-1}$ Мпс, $T = 4h^{-1}$ Мпс, если принять глубину обзора порядка $800 h^{-1}$ Мпс, что соответствует размеру каталога около $50 h^{-1}$ Мпс. Эти величины сильно отличаются от типичных [3—10] параметров пустых ячеек, полученных при анализе трехмерной картины. Вероятно, это связано с очень сильным влиянием эффекта проекции, ведущего к проявлению мощного фона случайно распределенных частиц.

Появление сильного случайного фона в каталогах, полученных при очень глубоких обзорах, существенно снижает ценность таких каталогов с точки зрения анализа крупномасштабной структуры Вселенной.

A GEOMETRIC ANALYSIS OF CATALOGUES OF GALAXIES

SH. A. GUBERMAN, A. G. DOROSHKEVICH, E. V. KOTOK, S. F. SHANDARIN

A method of analysis of galaxy count catalogues is proposed. The method is based on the procedure that select regions of high density $\rho > \rho_c$ (ρ_c is a parameter and may be chosen at a different magnitude) and then statistical analysis of their geometrical properties made. The algorithm of selection and analysis is described. Three model catalogues as well as an observational one are studied (Fig. 1): R-catalogue was pure stochastic; A-catalogue was produced by making counts of points at "pancake" stage in a 2D numerical simulation [1]; S-catalogue was produced quite similarly but at a stage, when "pancake" structure had disintegrated; and O-catalogue represents a real distribution of galaxies down to 22 magnitude near the South Galactic Pole [2]. The comparative analysis of geometrical properties of dense and empty regions in these catalogues is shown: 1) Elongated regions of high density are typical for all catalogues and this is weakly connected with the method of constructing catalogues. 2) The mean area of empty regions and their length D are determined by the method of random straight lines which strongly depend on the total area of dense regions γ .

ЛИТЕРАТУРА

1. A. G. Doroshkevich, E. V. Kotok, I. D. Novikov, A. N. Polyudov, S. F. Shandarin, Yu. S. Stgov, M. N. RAS, 192, 321, 1980.
2. H. T. Mac Gillivray, R. S. Dodd, M. N. RAS, 193, 1, 1980.
3. M. Joeveer, J. Einasto, E. Tago, M. N. RAS, 185, 357, 1978.
4. J. Einasto, M. Joeveer, E. Saar, M. N. RAS, 193, 353, 1980.
5. S. A. Gregory, L. A. Thompson, Ap. J., 217, 385, 1978.
6. G. Chincarini, H. J. Rood, Ap. J., 230, 648, 1979.
7. W. G. Tifft, S. A. Gregory, Ap. J., 231, 23, 1979.
8. M. Tarenghi, W. G. Tifft, G. Chincarini, H. J. Rood, L. A. Thompson, Ap. J., 234, 793, 1979.
9. R. P. Kirchner, A. Oemler, P. L. Schechter, S. A. Shectman, Ap. J. Lett., 248, L57, 1981.
10. R. B. Tully, Ap. J., 257, 389, 1982.
11. Я. Б. Зельдович, Астрофизика, 6, 319, 1970.
12. Я. Б. Зельдович, Крупномасштабная структура Вселенной, ред. М. Лонгейр, Я. Эйнасто, Мир, М., 1981.
13. H. Totulj, T. Kihara, P. A. S. Japan, 21, 221, 1969.
14. P. J. E. Peebles, The Large Scale Structure of the Universe, Princeton; Princeton University Press, 1980.
15. M. Fall, Rev. Mod. Phys., 51, 21, 1979.
16. T. Shanks, M. N. RAS, 186, 583, 1979.

17. *M. Seldner, B. Sisbers, F. J. Groth, P. J. E. Peebles*, Ap. J., 82, 249, 1977.
18. *A. Rosenfeld, J. S. Weszka*, Communication and Cybernetics 10 „Digital Pattern Recognition“, ed. K. S. Fu, Springer-Verlag Berlin Heidelberg New-York, 1976, p. 135.
19. Ш. А. Губерман, Н. И. Овчинников, Нефтепромысловая геофизика, вып. 5, Уфа, 1975, стр. 48.
20. Ш. А. Губерман, А. Г. Дорошкевич, Э. В. Коток, С. Ф. Шандарин, Препринт ИПМ АН СССР, № 42, 1981.
21. А. Г. Дорошкевич, Э. В. Коток, Ю. С. Ситов, С. Ф. Шандарин, Препринт ИПМ АН СССР, № 68, 1981.

УДК 521.135

ВРЕМЯ РАСПАДА ТРОЙНЫХ СИСТЕМ

Т. А. АГЕКАН, Ж. П. АНОСОВА, В. В. ОРЛОВ

Поступила 18 июня 1982

Принята к печати 6 ноября 1982

Выполнены численные эксперименты по динамике тройных систем с неподвижными в начальный момент компонентами одинаковых масс для 1000 начальных условий. Получено среднее время достижения испытывающим выброс компонентом заданных расстояний R (условный распад). Доказано, что среднее время истинного распада не существует. Построена таблица и получена эмпирическая формула для вероятности истинного распада за время T :

Завершающаяся распадом эволюция тройных систем исследована в [1—7] методом численного эксперимента. В результате распада образуется финальная двойная и удаляющийся от нее без возвращения третий компонент. Распад во всех просчитанных случаях происходил после тесного тройного сближения компонентов. Статистически, чем теснее тройное сближение, тем вероятнее последующий за ним распад.

За единицу времени в тройных системах принимается среднее время τ пересечения компонентом среднего размера d системы. Можно принять, что

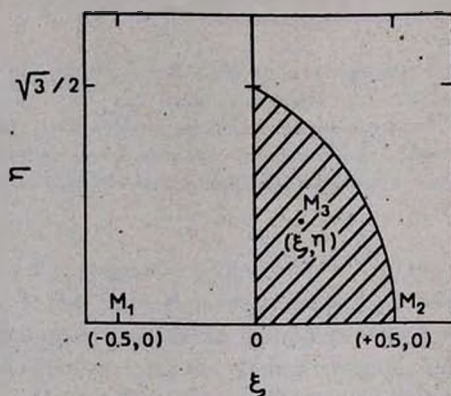
$$d = \frac{G \sum_{i=1}^3 M_i M_j}{-2E}, \quad (1)$$

$$\tau = \frac{G \sum_{i=1}^3 M_i M_j \sqrt{\sum_{i=1}^3 M_i}}{(-2E)^{3/2}}, \quad (2)$$

где M_i — масса i -го компонента, E — полная энергия системы, G — постоянная тяготения.

Основной интерес представляет вопрос, как статистически быстро происходит распад тройных систем. При его решении необходимо использовать выборку начальных условий, которую можно считать представительной. Необходимо также учесть характеристики внешнего силового поля, в котором находится тройная система.

В работе [1] выборку начальных конфигураций систем было предложено получать методом случайных чисел для (ξ, η) — координат третьего компонента системы, равномерно распределенных в области, ограниченной дугой окружности и координатными осями (рис. 1), тогда как два других компонента находятся в точках $(-1/2, 0)$ и $(1/2, 0)$. Если массы компонентов различны, то каждой паре (ξ, η) соответствуют шесть начальных конфигураций, получаемых перестановкой компонентов. Предложенный метод получения представительной выборки конфигураций не является, конечно, единственно возможным, но он представляется разумным и был использован в [1, 2, 4, 6, 7].



Для невращающихся систем целесообразно принять компоненты в начальный момент неподвижными. Для вращающихся систем в работе [7] разработан метод задания в начальный момент случайных скоростей компонентов, основанный на фиксации значения отношения энергии вращения к полной энергии.

Значение внешнего силового поля состоит в том, что при достаточно далеком выбросе одного из компонентов, выброс, который при отсутствии внешнего поля был бы выбросом с возвращением, в результате действия регулярных и иррегулярных сил поля становится выбросом без возвращения. Примерное граничное расстояние R^* от центра инерции системы для таких выбросов может находиться из условий равенства по модулю ускорений, вызываемых у удалившегося компонента системой и внешним полем.

Каждый раз, когда впервые испытывающий выброс компонент достигал заданного рубежа R^* , применялся критерий Тевзадзе [8] или Стэндиша [9] для выяснения, произошел ли истинный распад. Определялось число положительных и отрицательных ответов. В случаях отрицательного ответа считалось, что имеет место условный распад и предполагалось, что

его завершает внешнее поле. Среднее время распада определялось совместно для случаев истинного и условного распадов. За момент распада принимался момент в предшествующем выбросу тройном сближении, когда периметр треугольника системы принимал минимальное значение. В работах, в которых рассматривались невращающиеся системы с компонентами равных масс, были получены следующие результаты:

Таблица 1.

N	R^*	$\bar{T} \pm \tau_{\bar{T}}$	Литература
100	30 d	$(110.1 \pm 12.5) \tau$	[2]
94	30 d	$(87.1 \pm 8.6) \tau$	[3]
1500	30 d	$(112.3 \pm 2.8) \tau$	[4]

Очевидно, что определяемое таким образом среднее время распада равно среднему времени достижения впервые каким-нибудь компонентом системы рубежа R^* . Эта величина есть функция R^* . Для того, чтобы определить, как среднее время распада, включая и условные распады, зависит от избранного значения R^* , в настоящей работе были выполнены численные эксперименты с 1000 невращающимися тройными системами при том же методе задания случайных начальных условий. Результаты приведены в табл. 2. В первом столбце указаны значения расстояний R^* в единицах d . Каждый раз, когда данный рубеж R^* впервые достигался одним из компонентов системы, для этого рубежа фиксировался момент T предшествующего тройного сближения (минимум периметра треугольника).

При достижении впервые некоторого рубежа R^* применялся критерий Тевзадзе, и если он указывал на истинный распад, соответствующее время T приписывалось и всем более удаленным рубежам и вычисления для данной системы прекращались. В табл. 2 приведены подсчитанные относительные частоты истинных распадов при достижении впервые рубежа R^* .

Вычисления прекращались также после достижения рубежа $R^* = 40 d$. Здесь, если применявшиеся критерии показывали, что истинного распада нет, для удалившегося компонента решалась задача двух тел — второе тело имело массу $2M_1$, сосредоточенную в центре инерции двух других компонентов. Определялось последующее расстояние наибольшего удаления и время предшествующего тесного тройного сближения приписывалось ему и всем промежуточным рубежам. На этом вычисления для этой тройной прекращались.

Выведенные по 1000 полученным значениям $T(R^*)$ для каждого рубежа средние значения $\bar{T}(R^*)$ и их средние квадратичные отклонения приведены во втором столбце табл. 3.

Во втором и третьем столбцах табл. 4 для каждого интервала значений R^* показано общее и относительное число фиксированных выбросов, закончившихся в данном интервале у всей тысячи сосчитанных систем.

Таблица 2

ОТНОСИТЕЛЬНЫЕ
ЧАСТОТЫ ИСТИННЫХ
РАСПАДОВ $n(R^*)$

R^*	$n(R^*)$
10	0.649
12	0.737
14	0.779
16	0.812
18	0.836
20	0.855
30	0.907
40	0.931
50	0.942
60	0.951
70	0.959
80	0.967
90	0.969
100	0.971
200	0.983
400	0.992
1000	0.993

Таблица 3

СРЕДНЕЕ ВРЕМЯ
РАСПАДА $\bar{T}(R^*)$

R^*	$\bar{T}(R^*) \pm \sigma_{\bar{T}}$
4	35.5 ± 1.6
6	58.4 ± 2.4
8	70.8 ± 2.6
10	79.7 ± 2.8
12	86.6 ± 3.0
14	91.1 ± 3.1
16	95.2 ± 3.3
18	98.9 ± 3.4
20	101.9 ± 3.4
30	115.7 ± 4.0
40	126.1 ± 4.5
50	130.0 ± 4.5
60	134.4 ± 4.5
70	139.8 ± 4.7
80	147.0 ± 5.0
90	149.1 ± 5.1
100	151.4 ± 5.2
200	175.0 ± 8.0
400	235.9 ± 21.1
1000	336.7 ± 49.0

Таблица 4

ЧИСЛО ВЫБРОСОВ
 $\nu(R^*)$

R^*	Число	Доля
2-4	962	0.447
4-6	492	0.229
6-8	234	0.109
8-10	111	0.052
10-12	88	0.041
12-14	42	0.020
14-16	33	0.015
16-18	24	0.011
18-20	19	0.009
20-30	52	0.024
30-40	24	0.010
40-50	11	0.005
50-60	9	0.004
60-70	8	0.004
70-80	8	0.004
80-90	2	0.001
90-100	2	0.001
100-200	12	0.006
200-400	9	0.004
400-1000	5	0.002
>1000	3	0.001

При $R^* \rightarrow \infty$ величина $\bar{T}(R^*)$ должна указать среднее значение времени истинного распада. Покажем, что при $R^* \rightarrow \infty$ величина $\bar{T}(R^*)$ неограниченно растет.

Пусть $f(\varepsilon)$ — функция распределения полной энергии компонента, испытывающего выброс. Если $\varepsilon \geq 0$, то произойдет истинный распад. Очевидно, что

$$f(0) = b > 0, \quad (3)$$

$$\frac{\partial f}{\partial \varepsilon}(0) < 0. \quad (4)$$

Для удалившегося компонента справедливы соотношения задачи двух тел

$$T' = ca^{3/2} = c'|\varepsilon|^{-3/2}, \quad (5)$$

где T' — период обращения, a — большая полуось орбиты, c и c' — константы. Из соотношений (3–5) для малого фиксированного $k > 0$ следует

$$\bar{T}_k' = \frac{1}{k} \int_{-k}^0 c' |\varepsilon|^{-3/2} f(\varepsilon) d\varepsilon > \frac{1}{k} \int_{-k}^0 c' b |\varepsilon|^{-3/2} d\varepsilon = \infty. \quad (6)$$

Следовательно, среднее время истинного распада не существует. Оно существует только для распадов, включая условные на заданном рубеже R^* .

Распределение времени истинных распадов должно описываться при помощи вероятности истинного распада за время меньшее t . В излагаемой работе для каждой из 1000 систем фиксировался момент t , когда критерий Тевзадзе указал на истинный распад (и здесь отмечался момент T предшествующего тройного сближения). Полученный интегральный закон распределения $F(T)$ времени истинного распада приведен во втором столбце табл. 5. Таблица показывает, что время полураспада должно быть близким к 80 τ . Полученное распределение напоминает распределение времени распада для радиоактивных атомов и вообще для распада систем, у которых время распада не зависит от того, сколько времени система уже существует. Для этих «не стареющих» систем, как известно,

$$F(t) = 1 - e^{-\lambda t}, \quad (7)$$

и, следовательно, для любого n

$$[1 - F(t)]^n = 1 - F(nt). \quad (8)$$

Но, как показывает табл. 5, для тройных систем

$$[1 - F(t)]^n < 1 - F(nt), \quad (9)$$

то есть тройные системы как бы обнаруживают вековой процесс, противоположный процессу старения. Физически это объясняется тем, что в любой конечный от начала движения момент времени у системы возможны предстоящие очень далекие и очень затяжные выбросы с возвращением, более длительные, чем те, которые система могла уже иметь.

Можно принять, что интегральный закон распределения времени истинного распада тройной системы имеет на промежутке

$$t \in [1\tau, 1000\tau] \quad (10)$$

аналитическую форму, близкую к

$$F(t) = 1 - e^{-\lambda t - \mu \ln t}. \quad (11)$$

Таблица 5

ИНТЕГРАЛЬНЫЙ ЗАКОН РАСПРЕДЕЛЕНИЯ
ВРЕМЕНИ ИСТИННОГО РАСПАДА
ТРОЙНОЙ СИСТЕМЫ

T	$F(T)$	$F_{\lambda\mu}(T) = 1 - e^{-\lambda T - \mu \ln T}$	$F_{\lambda}(T) = 1 - e^{-\lambda T}$
20	0.194	0.203	0.148
40	0.324	0.321	0.274
60	0.425	0.417	0.382
80	0.508	0.498	0.473
100	0.591	0.567	0.551
120	0.644	0.626	0.618
140	0.690	0.677	0.674
160	0.733	0.721	0.722
180	0.769	0.758	0.763
200	0.794	0.791	0.797
220	0.813	0.819	0.828
240	0.837	0.843	0.854
260	0.863	0.854	0.875
280	0.881	0.882	0.894
300	0.895	0.898	0.910
320	0.908	0.912	0.923
340	0.919	0.923	0.934
360	0.930	0.934	0.944
380	0.937	0.942	0.952
400	0.943	0.950	0.959
420	0.953	0.957	0.965
440	0.961	0.962	0.971
460	0.967	0.967	0.975
480	0.971	0.972	0.979
500	0.975	0.976	0.982

Для испытанной тысячи тройных систем способом наименьших квадратов получаем

$$\lambda = 0.00707 \pm 0.00007,$$

$$\mu = 0.0283 \pm 0.0016,$$

$$\sum \varepsilon_i^2 = 1.4 \cdot 10^{-6}.$$

(12)

Если использовать выражение (7), то

$$\lambda = 0.00801 \pm 0.00091, \quad (13)$$

$$\sum \epsilon_i^2 = 20 \cdot 10^{-6}.$$

Сравнение данных, приведенных в табл. 5, а также величин $\sum \epsilon_i^2$, показывает, что реальности соответствует распределение (11).

В заключение приведем вычисленную по полученным данным функцию распределения энергии испытывающего выброс компонента,

$$f(\epsilon) = C \cdot e^{-\lambda(\epsilon+0.5) - \mu \ln(\epsilon+0.5)}. \quad (14)$$

Константа C определяется условиями нормировки, а

$$\lambda = 3.56 \pm 0.29, \quad (15)$$

$$\mu = -0.419 \pm 0.023.$$

Ленинградский государственный
университет

THE ESCAPE TIME OF TRIPLE SYSTEMS

T. A. AGEKIAN, J. P. ANOSSOVA, V. V. ORLOV

Numerical experiments on the dynamics of triple systems with motionless, in first moment, components of equal masses for 1000 initial conditions are performed. The mean time of achievement by the component, trying an ejection, of the given distances R (conditional escape) is obtained. It has been proven that the mean time of true escape does not exist. A table is compiled and the empirical formula is received for the probability of true escape during time T .

ЛИТЕРАТУРА

1. Т. А. Агекян, Ж. П. Аносова, Астрон. ж., 44, 1261, 1967.
2. Т. А. Агекян, Ж. П. Аносова, Астрофизика, 4, 31, 1968.
3. E. M. Standish, Astron. Astrophys., 21, 185, 1972.
4. Ж. П. Аносова, Вестн. ЛГУ, 3, 158, 1977.
5. V. Szebehely, Celest. Mech., 6, 84, 1972.
6. Ж. П. Аносова, Д. Д. Положенцев, Труды Астрон. obs. ЛГУ, 34, 128, 1978.
7. Ж. П. Аносова, Труды Астрон. obs. ЛГУ, 26, 88, 1969.
8. Г. А. Тевзадзе, Изв. АН Арм. ССР, 15, 67, 1962.
9. E. M. Standish, Celest. Mech., 4, 44, 1971.

УДК 524.3.45

СВЕТИМОСТИ И ДРУГИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ЗВЕЗД С ШИРОКИМИ ЛИНИЯМИ H I В СКОПЛЕНИИ ТУМАННОСТИ ОРИОНА

Т. Е. ДЕРВИЗ

Поступила 4 марта 1982

Принята к печати 6 ноября 1982

Для 10 звезд скопления проведены спектральные наблюдения с целью изучения особенностей звезд, отнесенных к типу светимости Vb.

У линии поглощения H_γ измерены эквивалентная ширина W_{γ} , полуширина $\Delta\lambda_{1/2}$ и ширина крыльев на уровне непрерывного спектра $\Delta\lambda_{н.с.}$. Для звезд с широкими линиями H I не только $\Delta\lambda_{н.с.}$, но и отношение $\Delta\lambda_{н.с.}/\Delta\lambda_{1/2}$ превосходит значения наблюдаемые у обычных звезд главной последовательности в 1.5—2.5 раза. Определено M_V , закон межзвездного поглощения (R) и модуль расстояния ($V_0 - M_V$) для каждой звезды. Для большинства звезд наблюдается отклонение от нормального закона: $R > 3.3$.

1. *Введение.* В 1956 г. в скоплении туманности Ориона были обнаружены звезды с очень широкими линиями водорода [1], а позже было высказано предположение, что наличие таких звезд является характерной особенностью молодых скоплений [2, 3]. Широкие линии H I встречаются, в основном, в интервале спектральных типов от B5 до A3. Недавно для их обозначения был предложен отдельный подкласс светимости Vb [4]. Однако количественных данных, которые необходимы для уточнения положения этой группы звезд на диаграмме скопления, имеется пока очень мало. Спектральные наблюдения были выполнены с целью получения абсолютной величины M_V и выяснения характеристик, отличающих такие звезды от обычных звезд главной последовательности.

2. *Наблюдения и классификация.* В течение 1978—80 гг. получались щелевые спектрограммы звезд скопления на спектрографах СП 160 (БТА 6 м), СП 110М (ЗТШ 2.6 м), UAGS (ЗТА 2.6 м). Данные помещены в табл. 1, где номера звезд приведены по списку П. П. Паренаго [5].

По этим снимкам была проведена двумерная спектральная классификация с использованием спектрограмм звезд-стандартов, полученных на тех же спектрографах, и атласов [4, 6].

Таблица 1

№ по Паренато	$\lambda/\text{м}\mu$	$\lambda, (\text{\AA})$	Спектро-граф	Число спектрограмм
1491	43	3750—4800	СП 110М	2
1605	42	3750—4700	"	1
1623	42	3750—4800	UAGS	2
1628	42	3750—4800	СП 110М	1
1660	42	3750—4800	"	1
1685	81	3750—4800	"	1
2016	68	3750—5000	СП 160	4
2016	130	3800—5000	UAGS	1
2118	130	3800—5000	"	1
2248	130	3800—5000	"	2
2425	130	3800—5000	"	1

3. *Спектрофотометрия.* Мы считали необходимым установить, какие из параметров, характеризующих линии H I количественно, отражают тот, в значительной степени субъективный, наблюдательный признак, который обозначается как «широкие линии». Для измерений была выбрана линия H₇, т. к. она менее других может быть искажена эмиссией и соседними линиями. спектрофотометрический градиент в этой области длин волн меняется мало и в литературе можно было найти данные для сравнения. Были измерены эквивалентная ширина $\overline{W}_7$, полуширина $\Delta\lambda_{1/2}$ и ширина крыльев на уровне непрерывного спектра $\Delta\lambda_{н.с.}$ (табл. 2). Средние значения указанных параметров для нормальных звезд главной последовательности собраны в столбцах 7 и 9 табл. 2. $\overline{W}_7$ взяты из [7], где они получены по фотографическим наблюдениям с дисперсиями, близкими к нашим, и вместе с данными [8, 9] используют наблюдения более чем 300 звезд. Наблюдений контуров опубликовано очень мало. В табл. 2 даны

$\left(\frac{\Delta\lambda_{н.с.}}{\Delta\lambda_{1/2}}\right)$, полученные по фотоэлектрическим наблюдениям [10], где для каждого спектрального типа имеются данные для 2—3 звезд. На рис. 1 приведен наблюдаемый профиль линии H₇ у звезды 1491 в сравнении с обычной звездой того же спектрального типа, а на рис. 2 построены нормированные профили H₇. За единицу по осям координат приняты полуширина и центральная глубина линии. На отдельных графиках объединены звезды сходных спектральных типов. Для сравнения показаны профили, полученные с помощью нормировки из наблюдений [10].

Из табл. 2 и рис. 1, 2 можно заключить, что большая величина отношения $\Delta\lambda_{н.с.}/\Delta\lambda_{1/2}$ является характерным признаком большинства исследуемых звезд. Для обычных звезд главной последовательности ширина

Таблица 2

№ по Параллаксу	V	Sp	$\Delta\lambda_{1/2}$ A	$\Delta\lambda_{н.с.}$ A	$\frac{\Delta\lambda_{н.с.}}{\Delta\lambda_{1/2}}$	$\left(\frac{\Delta\lambda_{н.с.}}{\Delta\lambda_{1/2}}\right)$	$\overline{W}_T$ A	$\overline{W}_T$ A	M_V	R	A_V	$V_0 - M_V$
1491	7. ^m 42	B8Vb	13.3	68.6	5.2	3.6	16.2	10.0	+1. ^m 2	3.3	0. ^m 13	6. ^m 09
1605	7.98	B9—A0Vb	8.6	56.5	6.6	4.3	10.0	13.8	+0.2	5.8	1.22	6.56
1623	10.18	A3V	21.3	58.7	2.8	4.5	10.8	16.0	+0.4	>3.3	>1.58	<8.20
1628	6.74	B8—9Vb	6.8	51.5	7.6	3.6	8.4	10.8	—0.5	—	0	7.2
1660	9.01	B8Vb	8.2	64.8	7.9	3.6	10.6	10.0	+0.3	3.3	0.36	8.35
1685	10.16	B9—A0Vb	8.3	53.2	6.4	4.3	11.9	13.8	+0.6	6.0	1.32	8.24
2016	12.94	A3Vb	17.7	119.0	6.7	4.5	18.7	16.0	+1.4	3.3	1.48	10.06
2118	9.89	B9V	20.2	62.0	3.1	3.8	11.9	11.9	+0.6	3.3	0.46	8.83
2248	11.33	B5Vb	12.1	67.0	5.6	—	6.3	7.3	—1.4	5.5	4.16	8.57
2425	10.67	B7Vb	11.6	51.3	4.4	—	7.7	8.9	—0.8	3.8	3.12	8.35

крыльев превосходит полуширину не более, чем в 3—4 раза. При этом учет инструментального расширения (которое, вообще говоря, мало влияет на такие широкие линии) лишь усилит эту разницу, т. к. поправка за инструментальный контур уменьшает полуширину и почти не влияет на далекие части крыльев. По абсолютной величине $\Delta\lambda_{н.с.}$ также превосходит

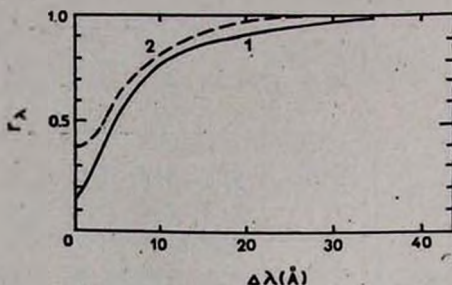


Рис. 1. Наблюдаемые профили линии H_γ у звезд $\Pi 1491—B8Vb$ (1) и $41\text{ Ari}—B8V$ (2).

ширину крыльев у стандартных звезд, в то время как W_γ и $\Delta\lambda_{1/2}$ могут и не обнаруживать столь явного отличия. Таким образом, из наблюдавшихся звезд, если судить по отношению $\Delta\lambda_{н.с.}/\Delta\lambda_{1/2}$, две имеют нормальные профили (1623 и 2118), а остальные должны быть отнесены к звездам с широкими линиями.

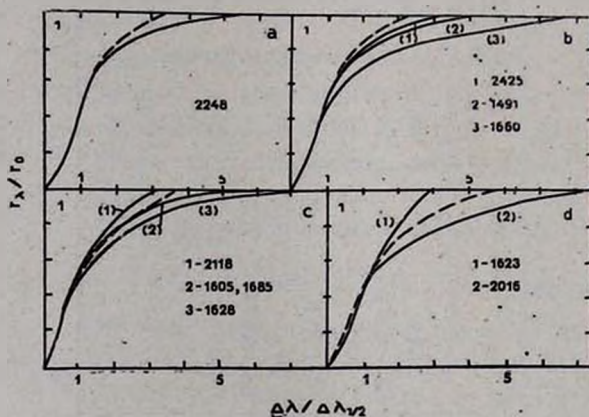


Рис. 2. Наблюдаемые нормированные профили H_γ у звезд с широкими линиями в сравнении с обычными звездами главной последовательности (пунктир): а) B5V, б) B7—8V, в) B9—A0V, д) A3V.

4. *Абсолютная величина M_V .* Эквивалентная ширина линии H_γ дает возможность найти визуальную абсолютную величину для каждой звезды. Мы использовали известную калибровку Петри $W_\gamma—M_V$

для интервалов спектральных типов О7—В7 и В8—А3 [8, 9], которая недавно была подтверждена в [7]. Внутренняя точность калибровки составляет $\pm 0^m.1$. Если считать, что в наиболее неблагоприятном случае ошибка измерения W , составляет 20%, то погрешность в определении M_V будет $\pm 0^m.5$. M_V приведены в табл. 2.

5. *Модуль расстояния* ($V_0 - M_V$). V_0 — видимая величина звезды, исправленная за межзвездное поглощение A_V , которое можно найти из соотношения $R = A_V / E_{B-V}$, зная R и избыток цвета E_{B-V} . Применение нормального закона межзвездного покраснения $A_V = 3.3 E_{B-V}$ дает для некоторых из наблюдавшихся звезд неоправданно большой модуль расстояния — до 10^m . Поскольку ранее неоднократно отмечалось, что в скоплении Ориона наблюдаются отступления от нормального закона покраснения [11, 14], мы попытались определить R отдельно для каждой из звезд, используя для этого фотометрические наблюдения в UBV полосах, полученные в АО АГУ [12], и в ИК-области [13, 14]. При этом мы исходили из того, что межзвездное поглощение на пути между наблюдателем и скоплением мало ($E_{B-V} = 0^m.06$ [5, 14]) и основной вклад в A_V вносит материя, сосредоточенная в межзвездных областях скопления, либо даже в ближайших окрестностях звезды (околозвездных оболочках). Если среди членов скопления выбрать две звезды одинакового или возможно более близкого спектрального типа, одну с большим наблюдаемым покраснением, а другую с пренебрежимо малым, то наблюдаемая разность звездных величин $\Delta m_\lambda = A_\lambda$ в зависимости от $1/\lambda$ даст закон межзвездного (околозвездного) поглощения для покрасневшей звезды. Необходимо только, чтобы для них имелись наблюдения в достаточно далекой ИК-области. На рис. 3 приведены кривые межзвездного покраснения для звезд с большим избытком E_{B-V} . A_λ нормировано таким образом, что $A_V = 0$, $E_{B-V} = 1$. Тогда экстраполяция в точке $1/\lambda = 0$ дает непосредственно $R = (A_V - A_m) / E_{B-V}$, где $m = 1/\lambda = 0$ [11]. Пунктиром показан нормальный закон межзвездного покраснения из [11]. Звезды с малым поглощением подбирались из списков, опубликованных в [13, 14] с тем условием, чтобы они были расположены возможно ближе (в картинной плоскости) к исследуемым звездам. Наибольшее удаление составляло около $50'$. Номера звезд указаны на рисунках. R приведено в табл. 2. По исправленным за поглощение наблюдаемым визуальным величинам и M_V были найдены индивидуальные модули расстояния ($V_0 - M_V$) (см. табл. 2).

Из табл. 2 и рис. 3 можно заключить, что звезды с широкими линиями H β , у которых наблюдается заметное поглощение, обнаруживают отклонение от нормального закона межзвездного покраснения. Три звезды 1491.

1660 и 2118 показали нормальный закон. Для 1628 и 2016 ИК наблюдения отсутствуют, и для них также было принято $R = 3.3$. Для остальных имеется отклонение от нормального закона. Эти результаты хорошо совпали с данными [14], где для звезд 2248 и 2425 R получилось равным 5.1 и 3.6 соответственно. Особенности отдельных звезд таковы.

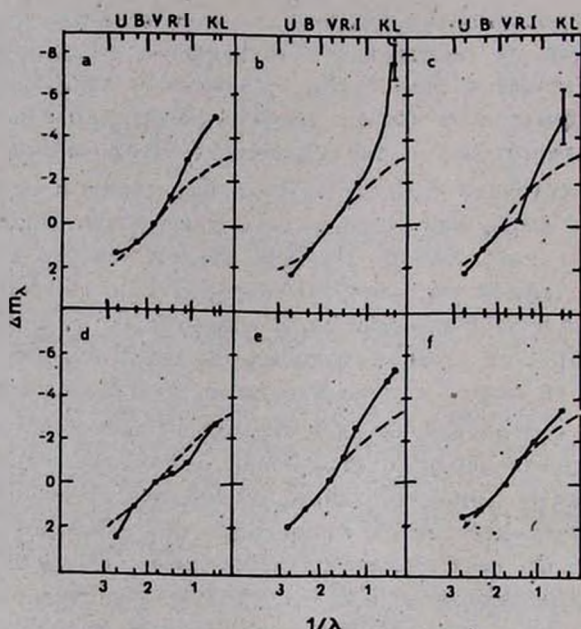


Рис. 3. Зависимость межзвездного поглощения от длины волны для звезд с широкими линиями H β : а) $\Delta\lambda$ (1605—2102), б) 1623—1511, в) 1685—1097, д) 2118—2102, е) 2248—1813, ф) 2425—1849. Пунктир — нормальная зависимость при $R=3.3$.

1491 считается членом скопления. Широкие интенсивные линии H β дают в соответствии с калибровкой очень низкую светимость и тем самым слишком малый для члена скопления модуль.

1605 член скопления [5]. Нет никаких оснований считать $R < 5 \div 5.2$. Получающийся при этом модуль также слишком мал для члена скопления.

1623. Звезда с большим ИК избытком. В табл. 2 приведен модуль для $R = 3.3$.

1628. $A_V = 0$. Считается звездой переднего фона, но широкие линии H β заставляют отнести ее к скоплению.

2016 — член скопления. Чрезвычайно широкие линии это подтверждают. К сожалению, из-за отсутствия ИК-наблюдений нет возможности найти $A(\lambda)$. При нормальном законе покраснения модуль составит $\sim 10^m$.

(табл. 2), и ее нужно будет отнести к звездам заднего фона. Модуль, соответствующий члену скопления (7^m8), получается при $R = 5$, т. е. опять-таки в предположении аномального закона покраснения у звезды с широкими линиями.

Средний модуль расстояния для этой группы звезд (без учета 2016) составляет 7^m7 . Это значение близко к тому, которое обычно получается при изучении сравнительно небольших групп звезд в достаточно широком диапазоне длин волн. Так, в [13] по 50 звездам, наблюдавшимся в ИК области, модуль оказался равным 7^m7-8^m0 . Средний же модуль скопления, получаемый фотометрическим путем по диаграммам цвет — величина или двухцветным, равен 8^m4 [15], по-видимому из-за того, что фотометрические наблюдения охватывают гораздо более слабые звезды, которые, в среднем, являются более далекими членами скопления.

Эти результаты справедливы при условии, что уширение линий H γ вызывается, в основном, эффектами давления (в противном случае M_V будет занижено). Полученные индивидуальные модули расстояния этому не противоречат. Как известно, уширение линий может также вызываться быстрым вращением звезды. v_r были измерены для немногих звезд с широкими линиями H γ [2], но выводы пока очень неопределенны.

Спектральная классификация около 200 звезд скопления показала [16], что среди звезд типа Vb только 60% считаются членами скопления в каталоге [5]. Указанные выше для отдельных звезд противоречия между величиной модуля и вероятностью членства также подтверждают, что вопрос о принадлежности звезд к скоплению требует уточнения. В [3] сделан вывод о том, что это звезды, еще не достигшие главной последовательности. Изученные нами звезды попадают в ту же область на диаграмме ГР, что и 9 звезд из [3], однако выводы эволюционного характера, когда все звезды с широкими линиями H γ считаются членами скоплений, можно будет делать после того, как будет изучено относительное число звезд типа Vb среди членов скоплений и фона.

Автор выражает глубокую благодарность О. С. Шулову и Е. Н. Копацкой за полезное обсуждение ряда вопросов, КТШТ и руководству КрАО и БАО за предоставление времени на телескопах, сотрудникам обсерваторий Н. Ф. Войханской, А. С. Буренкову (САО), А. С. Амирханяну, Н. К. Андреасян, А. Р. Петросяну, Т. Ю. Магакяну (БАО), В. И. Краснобабцеву (КрАО) за помощь в наблюдениях.

Ленинградский государственный
университет

LUMINOSITIES AND OTHER CHARACTERISTICS OF STARS WITH BROAD LINES OF H I IN THE ORION NEBULA CLUSTER

T. E. DERVIZ

Spectroscopic observations of 10 stars of cluster in Orion Nebula were carried out for the examination of properties of Vb stars. Equivalent width W_7 , half-width $\Delta\lambda_{1/2}$ and line-width on the level of continuous spectrum $\Delta\lambda_c$ were measured for the absorption line H_7 . For stars with broad lines not only absolute line-width $\Delta\lambda_c$ but the ratio $\Delta\lambda_c/\Delta\lambda_{1/2}$ too is 1.5–2.5 times that of usual main sequence stars. M_V , R —the ratio to total to selective absorption and distance modulus ($V_0 - M_V$) were received for each star. For most stars an abnormal reddening curve is observed: $R > 3.3$.

ЛИТЕРАТУРА

1. W. W. Morgan, K. Leden, *Vistas in Astronomy*, 8, 83, 1966.
2. H. A. Abt, C. Muncaster, L. A. Thompson, *A. J.*, 75, 1095, 1970.
3. H. A. Abt, *Ap. J.*, 230, 485, 1979.
4. W. W. Morgan, H. A. Abt, J. W. Tapscott, *Revised MK Spectral Atlas for Stars Earlier than the Sun*, Yerkes Obs., Univ. Chicago and Kitt Peak Obs., 1978.
5. П. П. Паренато, *Труды ГАИШ*, 25, 3, 1954.
6. W. W. Morgan, P. C. Keenan, E. Kellman, *Atlas of Stellar Spectra*, Univ. Chicago Press, 1943.
7. L. Balona, D. Crampton, *M. N. RAS.*, 166, 203, 1974.
8. R. M. Petrie, C. D. Maunsell, *Publ. Dom. Astr. Obs.*, 8, 253, 1950.
9. R. M. Petrie, *Publ. Dom. Astr. Obs.*, 9, 251, 1953.
10. D. F. Gray, J. C. Evans, *Ap. J.*, 182, 147, 1973.
11. В. Страйжис, *Многоцветная фотометрия звезд*, Вильнюс, 1977.
12. О. С. Шулов, Е. Н. Копанская, *Труды АО ЛГУ*, 38, 1982 (в печати).
13. M. V. Penston, *Ap. J.*, 183, 505, 1973.
14. M. Breger, R. D. Gehrz, J. A. Hackwell, *Ap. J.*, 248, 963, 1981.
15. К. У. Аллен, *Астрофизические величины*, Мир, М., 1977.
16. Т. Е. Дервиз, *Труды АО ЛГУ*, 38, 1982 (в печати).

УДК 524.54—655

ПОЛЯРИЗАЦИОННЫЕ НАБЛЮДЕНИЯ ТУМАННОСТИ
М 20 С ФИЛЬТРАМИ

Н. В. ВОЩИННИКОВ

Поступила 26 октября 1981

Принята к печати 6 ноября 1982

Приводятся результаты поляризационных наблюдений с шестью фильтрами пяти областей туманности и звезды HD 164514, расположенной за туманностью. Для трех областей, расположенных в южной части туманности, степень поляризации в непрерывном спектре выше, чем в эмиссионных линиях. Эта поляризация возникает в результате рассеяния излучения возбуждающей звезды HD 164492 пылевыми частицами (скорее всего состоящими из загрязненного льда), расположенными в М 20. В северной части туманности несферические пылинки, вероятно, ориентированы так, что их большие оси располагаются в плоскости, примерно перпендикулярной направлению на звезду HD 164492.

1. Введение. В настоящее время присутствие пылевых частиц в ряде диффузных туманностей можно считать надежно установленным. Указаниями на это служат усиление непрерывного спектра туманностей, более крутой, чем следует из теории, бальмеровский декремент, тепловая эмиссия пылинок в инфракрасной (ИК) области спектра, а также связь туманностей с обширными молекулярно-пылевыми комплексами. Установлено, что пылевые частицы могут находиться как внутри, так и вне областей H II, отношение пыли и газа в туманностях может значительно изменяться от места к месту, и в некоторых случаях, без сомнения, газ и пыль перемешаны.

Еще одним наблюдательным проявлением присутствия пыли в диффузных туманностях является наличие поляризации видимого излучения туманностей. Как известно [1], излучение некоторых диффузных туманностей в видимой части спектра поляризовано (иногда весьма значительно). И если первые поляризационные наблюдения диффузных туманностей использовались для выяснения природы и выявления источников свечения туманностей, то сейчас изучение поляризации способствует определению оптических характеристик и распределения пылевых частиц.

Туманность М 20 (NGC 6514), одна из ярчайших диффузных туманностей, состоит из двух частей: южной, которая носит название Трифид, и

северной, заметной лишь на снимках, полученных в синих лучах. Большая часть излучения южной части туманности сосредоточена в ярких эмиссионных линиях, а ее свечение, без сомнения, вызвано находящейся в центре звездой HD 164492 спектрального класса O7V. В центре северной части туманности M 20 расположена звезда HD 164514 (A5 Ia). С юго-запада к туманности Трифид примыкает плотное молекулярное облако. Эта туманность является источником теплового радиоизлучения [2] и слабым протяженным ИК источником [3]. Детальное совпадение изофот ИК и радиокарт указывает на то, что пыль (ответственная за ИК излучение) и газ (ответственный за радиоизлучение) перемешаны. Исследования, выполненные О'Деллом и др. [4], показывают, что непрерывный спектр туманности довольно силен, а найденное по нему отношение пыли к газу примерно в 5 раз больше среднего значения для межзвездной среды.

Поляризация излучения туманности M 20 изучалась В. А. Домбровским [5] и Д. А. Рожковским [6]. Согласно фотоэлектрическим наблюдениям В. А. Домбровского, проведенным без фильтра (λ , 3000—6000 Å) с диафрагмами диаметром 2' и 5', поляризация излучения мала (степень поляризации $p < 1\%$) и как будто бы радиальна (плоскость наблюдаемой поляризации перпендикулярна радиусу-вектору, соединяющему звезду и исследуемую область туманности) относительно HD 164492 в южной части туманности и относительно HD 164514 в северной. Д. А. Рожковский из фотографических наблюдений (λ , 4000—6300 Å) нашел, что степень поляризации достигает нескольких процентов и радиальна относительно HD 164492 в южной части туманности и носит межзвездный характер в северной части. Долгое время считалось, что источником свечения северной части туманности M 20 является звезда HD 164514. Однако нами было показано [7], что и в этой части туманности поляризация радиальна относительно звезды HD 164492, так что эта звезда является также и источником свечения северной части M 20. Поляризационные наблюдения, приведенные в работе [7], были получены без фильтра (λ , 3000—8500 Å, $\lambda_{\text{эф.}} = 0.51$ мкм). В данной работе обсуждаются результаты многоцветного поляризационного исследования туманности M 20.

2. *Наблюдения и результаты.* Все наблюдения были проведены на телескопе АЗТ-14 (диаметр зеркала 48 см) Бюраканской станции АО ЛГУ. Аппаратура и методика наблюдений, а также их обработка описаны в работе [8]. Наблюдения туманности выполнены с диафрагмой диаметром 54", а при наблюдениях звезды HD 164514 использована диафрагма диаметром 26". Были выбраны области туманности, по возможности, свободные от звезд. Наведение на эти области производилось от звезд HD 164492 и HD 164514 по отсчетам окулярного микрометра гйда. При

наблюдениях туманности особое внимание обращалось на тщательность гидрирования.

Наблюдения проводились с шестью фильтрами U , B' , H_3 , R , H_4 (интерференционным) и $KC-17$. Полоса R — стандартная полоса системы Джонсона, полоса U — несколько уже, но имеет примерно то же значение λ_{eff} . Она пропускает излучение бальмеровского континуума и линий λ 3726, 3729 [O II], которые приходятся примерно на середину полосы. Фильтр B' , пропускающий, в основном, непрерывный спектр между линиями H_7 и H_3 был изготовлен специально для наблюдений газовых туманностей. Фильтр H_3 захватывает область эмиссионных линий H_3 , N_1 и N_2 ; фильтр H_4 центрирован на линиях H_4 и λ 6548 и 6584 [N II]. Наконец, красный фильтр $KC-17$ не пропускает излучение этих эмиссионных линий. Таким образом, можно считать, что наблюдения в фильтрах B' и $KC-17$ относятся, в основном, к непрерывному спектру, а наблюдения в фильтрах U , H_3 , R и H_4 — к эмиссионным линиям (и бальмеровскому континууму).

Результаты наблюдений приведены в табл. 1. Первый столбец этой таблицы дает либо номер и положение области в туманности, либо номер звезды; второй — дату наблюдения; третий — использованный фильтр; четвертый и пятый — параметры поляризации и их среднеквадратичные ошибки, найденные из внутренней сходимости отдельных серий наблюдений; шестой — отношение потока от туманности к потоку от фона неба; седьмой — примечания.

3. *Обсуждение.* Результаты поляризационных наблюдений в фильтре B' представлены графически обычным способом на рис. 1. На нем нанесены контуры наиболее яркой в оптике части туманности, а также положения звезд HD 164492 (S) и HD 164514 (N). Кружки дают размеры и расположение измеренных площадок туманности. Для областей 1 и 2 приведены данные по наблюдениям без фильтра [7], а для HD 164492 — степень поляризации $p = 0.23\%$ и позиционный угол $\theta = 147^\circ$ из работы [9].

Как видим, степень поляризации возбуждающей звезды невелика. Примерно такие же параметры поляризации имеют еще 18 звезд, расположенных в области диаметром $2''$ около туманности M 20. Связь туманности со звездой HD 164492 сомнения не вызывает, поэтому поляризационные наблюдения этой звезды можно использовать для учета межзвездной поляризации. Однако внесение столь малой поправки представляется нецелесообразным, поскольку это приведет к изменениям степени поляризации на 0.1 — 0.2% и позиционного угла на 2 — 4° , что сравнимо с ошибками наблюдений (а в некоторых случаях и меньше). Поэтому данные, приведенные в табл. 1, можно рассматривать как собственную поляризацию излучения туманности M 20.

Таблица 1

РЕЗУЛЬТАТЫ ПОЛЯРИЗАЦИОННЫХ НАБЛЮДЕНИЙ ТУМАННОСТИ М 20

Область туманности или номер звезды	Дата наблюдения	Фильтр	$p \pm \sigma_p$ (%)	$\theta \pm \sigma_\theta$ (°)	$\frac{n_{об.}}{n_{фон}}$	Примечания
3	15/16.7.1974	B'	4.2 ± 0.8	70 ± 5	0.7	Луна
$\alpha_{1950} = 17^h 59^m 43$	11/12.7.1974	H β	3.4 ± 1.2	104 ± 10	0.2	
$\delta_{1950} = -22^\circ 54.6$						
4	6/ 7.7.1975	B'	4.3 ± 0.2	37 ± 2	1.5	
$\alpha = 17^h 59^m 47$	6/ 7.7.1975	H β	0.4 ± 0.3	67 ± 22	2.4	
$\delta = -23^\circ 01.6$	14/15.7.1975	R	2.1 ± 0.5	41 ± 7	1.1	
	12/13.7.1975	KC-17	4.9 ± 0.7	14 ± 4	0.3	
5	12/13.7.1974	U	4.0 ± 0.8	153 ± 5	1.2	Плохая про- зрачность
$\alpha = 17^h 59^m 50$	14/15.7.1974	B'	6.6 ± 1.2	24 ± 5	1.3	
$\delta = -23^\circ 01.6$	7/ 8.7.1975	H β	1.0 ± 0.2	24 ± 5	1.4	
	4/ 5.8.1975	R	1.8 ± 1.6	64 ± 26	0.8	
	6/ 7.8.1975	R	2.0 ± 0.5	36 ± 7	1.0	
	8/ 9.7.1974	H α	1.8 ± 1.1	23 ± 17	2.7	
	2/ 3.8.1975	KC-17	3.7 ± 0.8	10 ± 6	0.4	
6	11/12.7.1975	H β	1.9 ± 0.4	166 ± 6	0.8	
$\alpha = 17^h 59^m 54$						
$\delta = -23^\circ 01.6$						
7	15/16.7.1974	U	2.2 ± 0.7	34 ± 10	1.9	
$\alpha = 17^h 59^m 33$	16/17.7.1974	B'	4.0 ± 1.6	24 ± 12	0.7	
$\delta = -22^\circ 59.6$	1/ 2.7.1974	H β	1.9 ± 0.6	69 ± 9	0.1	Луна
	31.7/1.8.1974	H α	2.9 ± 1.1	71 ± 11	0.3	Луна
	25/26.7.1974	KC-17	3.7 ± 1.0	67 ± 8	0.4	Плохая про- зрачность
HD 164514	20/21.6.1974	U	2.3 ± 0.2	37 ± 3		
	22/23.6.1974	B'	2.8 ± 0.2	38 ± 2		
	23/24.6.1974	H β	3.1 ± 0.2	34 ± 1		
	8/ 9.7.1974	H α	3.3 ± 0.2	39 ± 2		
	18/19.6.1974	KC-17	3.5 ± 0.3	35 ± 3		
	3/ 4.8.1974	KC 17	4.1 ± 0.2	$3^\circ \pm 2$		

Из табл. 1 и рис. 1 видно, что направление поляризации как в южной, так и в северной частях туманности, как правило, близко к радиальному относительно звезды HD 164492. Наибольшие отклонения от радиального направления, зафиксированные для области 7, составляют 17° (в поле B').

Из рассмотрения табл. 1 и рис. 2, на котором представлена нормированная зависимость степени поляризации от длины волны для трех областей туманности, следует также, что степень поляризации заметно больше при наблюдениях с фильтрами, не пропускающими излучение эмиссион-

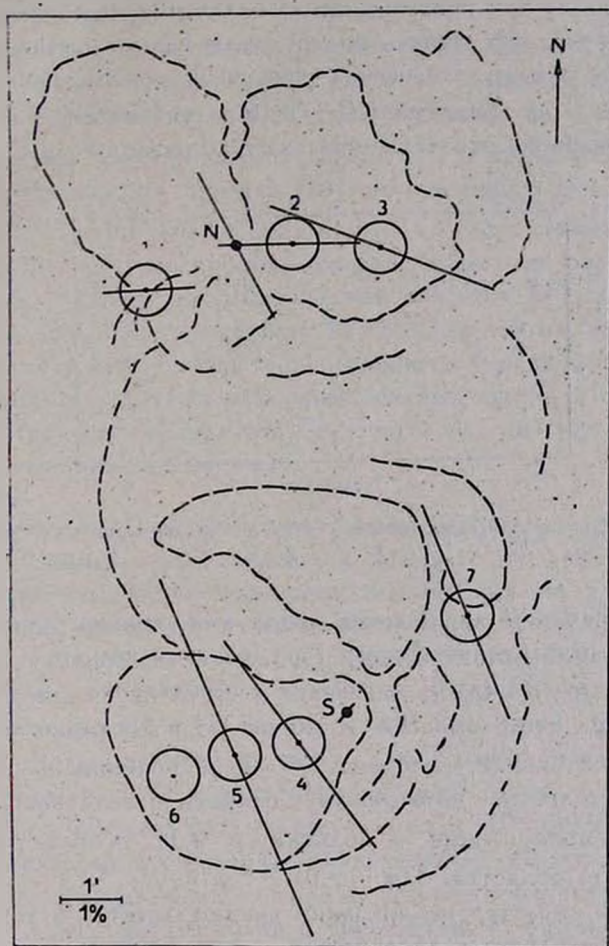


Рис. 1. Поляризация излучения туманности по наблюдениям без фильтра (области 1 и 2) и в полосе B' (области 3, 4, 5 и 7). N — звезда HD 164514, S — звезда HD 164492.

ных линий. Такое поведение степени поляризации указывает на присутствие в излучении туманности собственной поляризации, обусловленной рассеянием света звезды пылевыми частицами. Аналогичная ситуация имеет место для туманностей M 42 [10] и M 17 [8].

В работе [7] показано, что звезда HD 164514 расположена примерно на 300 пс дальше туманности М 20. Зависимость степени поляризации излучения этой звезды от длины волны, представленная на рис. 2, не противоречит предположению о ее межзвездном происхождении. Поскольку межзвездная поляризация для М 20 мала, поляризация у HD 164514 скорее всего возникает при прохождении ее излучения через северную часть туманности. Видно, что степень поляризации увеличивается с ростом λ , причем длина волны, на которой она становится максимальной, составляет $\lambda_{\max} \geq 0.69$ мкм ($\lambda_{\text{эфф.}}$ фильтра КС-17). Это указывает на значительный размер пылинок, ответственных за поляризацию.

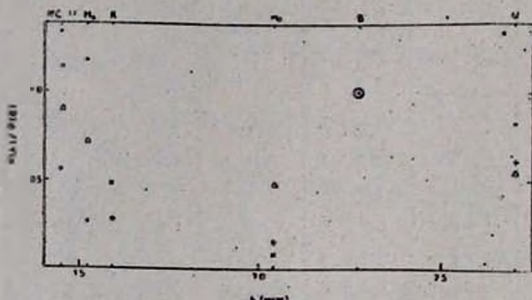


Рис. 2. Нормированные зависимости степени поляризации от длины волны.
● — звезда HD 164514, × — область 4, + — область 5, △ — область 7.

Фотоэлектрические наблюдения ярких эмиссионных линий в туманности Трифид, выполненные Допита [11], показывают, что в целом ионизованный газ распределен довольно симметрично вокруг звезды HD 164492. При этом эмиссия в линиях H_β и N_I резко уменьшается на угловых расстояниях от звезды $\varphi > 2'$ и в линии H_γ при $\varphi > 2.5$. Данное обстоятельство, по-видимому, отчасти ответственно за увеличение степени поляризации в полосах H_β и H_α в области 7 ($\varphi = 2.6$) по сравнению с областью 5 ($\varphi = 2.0$).

Радиальный характер поляризации свидетельствует о том, что форма пылинок либо близка к сферической, либо несферические пылинки ориентированы хаотически. Такая ситуация, вероятно, имеет место в южной части туманности. Однако в северной части М 20 несферические пылинки должны быть ориентированы, поскольку излучение HD 164514 обладает заметной поляризацией. Радиальная же поляризация излучения туманности, как отмечено в работе [12], может возникнуть при рассеянии неполяризованного излучения звезды пылевыми частицами, большие оси которых находятся в плоскости, перпендикулярной направлению приходя-

щего излучения. Такая ориентация происходит под действием собственных угловых моментов фотонов [13]. По-видимому, примерно так ориентированы пылевые частицы в северной части туманности М 20, поскольку поляризация в областях 1—3 близка к радиальной относительно HD 164492, а направление поляризации у HD 164514 примерно совпадает с направлением на эту звезду.

Большую часть массы пылевых частиц скорее всего составляет загрязненный лед (смесь соединений из наиболее распространенных атомов H, C, N и O). На это указывают два обстоятельства. Во-первых, очень малое содержание кислорода ($O/H = 2.2 \cdot 10^{-4}$) и азота ($N/H = 3.0 \cdot 10^{-5}$), найденное в туманности Трифид [14], по сравнению с их содержанием на Солнце ($O/H = 6.6 \cdot 10^{-4}$ и $N/H = 9.1 \cdot 10^{-5}$ [15]). Отметим, что средняя величина распространенности кислорода и азота в диффузных туманностях, определенная по 15 галактическим областям H II [14], примерно в два раза больше, чем в туманности М 20. И, во-вторых, из ИК наблюдений [3] получено, что температура пылинок в туманности (49 К) существенно меньше температуры плавления ледяных частиц (100 К). Возможно, что в центре ледяных пылинок существует ядро из тугоплавкого вещества (графитовое или силикатное).

4. *Заключение.* Основные результаты работы можно резюмировать следующим образом:

а) Зависимость степени поляризации излучения от длины волны для туманности М 20 не похожа на соответствующую зависимость для расположенной за туманностью звезды HD 164514, у которой поляризация межзвездная. Отсюда следует, что в излучении туманности присутствует собственная поляризация.

б) Результаты поляризационных наблюдений туманности М 20 с фильтрами подтверждают, что источником свечения как южной, так и северной частей туманности М 20 является звезда HD 164492.

в) Наблюдаемая поляризация возникает в результате рассеяния излучения этой звезды пылевыми частицами (скорее всего состоящими из загрязненного льда), находящимися в туманности. В северной ее части несферические пылинки, вероятно, ориентированы так, что направления их больших осей располагаются в плоскости, примерно перпендикулярной направлению на звезду HD 164492.

Автор благодарен В. А. Гаген-Торну за полезное обсуждение.

THE POLARIMETRIC OBSERVATIONS OF THE NEBULA M 20 WITH FILTERS

N. V. VOSHCHINNIKOV

The results of the polarimetric observations with six filters are given for five areas of the nebula and the star HD 164514, located behind the nebula. For three areas of the Southern part of the nebula the degree of polarization in continuum proves to be higher than that in emission lines. This polarization arises from the scattering of the radiation of exciting star HD 164492 by dirty ice grains, located in M 20. In the Northern part of the nebula nonspherical particles are possibly oriented in the plane transversal to the direction of the starlight.

ЛИТЕРАТУРА

1. *H. M. Johnson*, *Nebulae and Interstellar Matter*, ed. B. M. Middlehurst, L. H. Aller, Chicago, 1968, p. 65.
2. *C. Goudts*, *Astrophys. Space Sci.*, 40, 281, 1976.
3. *E. L. Wright, G. G. Fazio, F. J. Low*, *Ap. J.*, 208, L76, 1976.
4. *C. R. O'Dell, W. B. Hubbard, M. Peimbert*, *Ap. J.*, 143, 743, 1966.
5. *В. А. Домбровский*, *ДАН СССР*, 105, 924, 1955.
6. *Д. А. Рожковский*, *Изв. Астрофиз. ин-та АН КазССР*, 12, 21, 1961.
7. *Н. В. Вошинников*, *Письма АЖ*, 1, № 5, 15, 1975.
8. *В. А. Газен-Торн, Н. В. Вошинников*, *Астрофизика*, 13, 569, 1977.
9. *G. Klare, Th. Neckel*, *Astron. Astrophys. Suppl. ser.*, 27, 215, 1977.
10. *R. C. Hall*, *Planets, Stars and Nebulae studied with photopolarimetry*, ed. T. Gehrels, Arizona, Tucson, 1974, p. 881.
11. *M. Dopita*, *Astron. Astrophys.*, 32, 121, 1974.
12. *Н. В. Вошинников*, *Астрон. ж.*, 57, 716, 1980.
13. *M. Harwit*, *Nature*, 226, 61, 1970.
14. *S. A. Hawley*, *Ap. J.*, 224, 417, 1978.
15. *К. У. Аллен*, *Астрофизические величины*, Мир, М., 1977.

УДК 524.354.4—337

МАГНИТНОЕ ПОЛЕ ПУЛЬСАРА—АНАЛОГ ПОЛЯ
НАМАГНИЧЕННОГО СВЕРХПРОВОДЯЩЕГО ШАРА

Г. С. МКРТЧЯН, Д. М. СЕДРАКЯН

Поступила 7 апреля 1982

Принята к печати 6 ноября 1982

В работе рассчитано поле, создаваемое однородно намагниченным по объему сверхпроводящим шаром. Предполагается, что подобное поле создается в нейтронной звезде из-за увлечения сверхтекучих протонов нейтронами.

В работе [1] было показано, что «токи увлечения» протонов в «пре-» фазе сферической нейтронной звезды создают почти однородную намагниченность, величина которой зависит от эффективной массы протонов. Для типичной модели нейтронной звезды протонный конденсат характеризуется следующими параметрами: глубина проникновения магнитного поля $\lambda \sim 5 \cdot 10^{-11} - 10^{-10}$ см, длина корреляции $\xi \sim 10^{-11}$ см, безразмерный параметр $\kappa = \lambda/\xi \sim 5 - 10$ и эффективная масса протонов $10 - 20\%$ голой массы протона. Среда с такими характеристиками представляет из себя сверхпроводник второго рода, у которого нижнее критическое поле H_{c1} меняется в интервале от 10^{12} Гаусс до 10^{13} Гаусс, а верхнее критическое поле, при котором разрушается сверхпроводимость протонов, порядка $3 \cdot 10^{14}$ Гаусс. Наведенная «токами увлечения» напряженность магнитного поля находится в интервале от $6 \cdot 10^{12}$ Гаусс до $8 \cdot 10^{13}$ Гаусс. Как видно из этих оценок, наведенная намагниченность всегда меньше верхней критической и больше нижней, то есть основная часть протонов остается сверхтекучей. При этом в объеме звезды образуется густая сеть протонных вихрей [1].

Отметим, что ситуацию, имеющую место в нейтронных звездах, можно моделировать и в лаборатории. Действительно, представим себе шар, изготовленный из сверхпроводника второго рода. Этот шар обмотан тонким проводом с меридиональной линейной плотностью витков $n = n_0 \sin \theta$, где θ — полярный угол в сферической системе координат, а n_0 — плотность витков на экваторе ($\theta = \pi/2$) сферы. Если по проводу пропустить ток I , то плотность поверхностного тока будет

$i = In_0 \sin \theta$. При температурах выше критической температуры T_c перехода в сверхпроводящее состояние, такой поверхностный ток создаст в объеме шара однородную намагниченность, значение которой можно менять, меняя ток I . Если же $T < T_c$, то в шаре может образоваться сеть сверхпроводящих квантовых вихрей, аналогично протонным вихрям в нейтронных звездах.

В обоих случаях нас интересует магнитное поле, возникающее вне нейтронной звезды или сверхпроводящего шара.

Пусть имеется однородно намагниченный сверхпроводящий шар радиуса a . Наведенный магнитный момент единицы объема шара обозначим через $\vec{M}$. Введем радиус-вектор $\vec{r}$, направленный от центра шара к точке наблюдения. Если обозначить через $\vec{B}^{(i)}$ индукцию внутри шара, а через $\vec{B}^{(e)}$ — индукцию вне его, то при температурах $T > T_c$ имеют место известные формулы:

$$\vec{B}^{(i)} = \frac{8\pi}{3} \vec{M}, \quad (1)$$

$$\vec{B}^{(e)} = -\frac{4\pi}{3} a^3 M \operatorname{grad} \left(\frac{\cos \theta}{r^2} \right). \quad (2)$$

Здесь $r = |\vec{r}|$, а θ — угол между векторами $\vec{M}$ и $\vec{r}$.

При $T < T_c$ шар перейдет в сверхпроводящее состояние и в нем возникнут мейсснеровские токи $\vec{J}_s$, вызванные наличием у шара собственной намагниченности. Распределение индукции в этом случае определится из совместного решения уравнений

$$\operatorname{rot} (\vec{B} - 4\pi \vec{M}) = \frac{4\pi}{c} \vec{J}_s, \quad (3)$$

$$\operatorname{div} \vec{B} = 0. \quad (4)$$

Предположим, что рассматривается сверхпроводник второго рода, причем $\lambda \gg \xi$ (λ — глубина проникновения, ξ — длина корреляции).

Ниже мы отдельно рассмотрим две возможности:

$$\frac{8\pi}{3} M < H_{c1}, \quad (5)$$

$$H_{c1} \ll \frac{8\pi}{3} M \ll H_{c2}, \quad (6)$$

где H_{c2} , H_{c1} — соответственно верхнее и нижнее критические поля данного сверхпроводящего материала.

При осуществлении неравенства (5) образование вихрей в объеме шара является энергетически невыгодным. В случае (6) в шаре образуется плотная вихревая структура. Рассмотрим сначала возможность (5). В этом случае (с учетом $\lambda \gg \xi$) имеет место соотношение Лондона для $\vec{J}_s$

$$\text{rot } \vec{J}_s = -\frac{c}{4\pi\lambda^2} \vec{B}.$$

Подставляя это в (3), решая совместно (3) и (4) с условием непрерывности на поверхности шара нормальной компоненты $\vec{B}$ и скачка тангенциальной компоненты, получаем:

$$\begin{aligned} \vec{B}^{(i)}(r, \theta) = A \text{ grad } \left\{ \frac{1}{r^2} \left[\left(1 + \frac{r^2}{\lambda^2} \right) \text{sh } \frac{r}{\lambda} - \frac{r}{\lambda} \text{ch } \frac{r}{\lambda} \right] \cos \theta \right\} + \\ + A \frac{1}{r^2} \left(\text{sh } \frac{r}{\lambda} - \frac{r}{\lambda} \text{ch } \frac{r}{\lambda} \right) \cos \theta \text{ grad } r, \end{aligned} \quad (7)$$

$$\vec{B}^{(e)}(r, \theta) = C \text{ grad } \left(\frac{\cos \theta}{r^2} \right). \quad (8)$$

Здесь

$$A = 4\pi a \lambda^2 M \text{sh}^{-1} \frac{a}{\lambda},$$

$$C = 4\pi a \lambda^2 M \left(1 - \frac{a}{\lambda} \text{cth } \frac{a}{\lambda} \right).$$

Обсудим полученные выражения.

При $a \ll \lambda$ формулы (7) и (8) переходят, в первом приближении, в (1) и (2), т. е. при $a \ll \lambda$ мейсснеровские токи не могут экранировать собственной индукции шара.

В наиболее интересном для нас случае $a \gg \lambda$ индукция внутри шара отлична от нуля лишь в приповерхностной области толщиной порядка λ . Внешнее же решение имеет при $a \gg \lambda$ вид:

$$\vec{B}^{(e)} = -\frac{4\pi}{3} a^3 M \frac{3\lambda}{a} \text{ grad } \left(\frac{\cos \theta}{r^2} \right), \quad (9)$$

т. е. в этом случае наличие мейсснеровских токов уменьшает индукцию намагниченной сферы в $3\lambda/a$ раз. Такая экранировка возможна лишь, если

в объеме шара невыгодно образование вихрей, т. е. при выполнении неравенства (5).

Пусть теперь величина M такова, что выполняется неравенство (6).

В этом случае чисто мейсснеровское состояние шара термодинамически невыгодно. Выгодным является образование в шаре решетки вихрей, расстояние между которыми, в пределе (6), меньше λ . При наличии плотной решетки, равновесное значение индукции, созданной вихрями, в первом приближении равно «внешней» индукции, т. е. в нашем случае $(8\pi/3)M$. В этом приближении мейсснеровские токи отсутствуют, что соответствует нормальному состоянию, так что распределение индукции внутри и вне шара дается (1) и (2).

Поправки к (1) и (2), связанные с неполным исчезновением мейсснеровских токов, имеют (при $a \gg \lambda$) малость порядка $H_{c1}/4\pi M$.

Таким образом, в случае (6) индукция шара практически не экранируется.

Итак, если «токи увлечения» нейтронной звезды или «токи проводимости» на сверхпроводящем шаре настолько велики, что созданная ими намагниченность удовлетворяет условию (6), то вне магнитное поле дипольное, момент которого пропорционален объему шара, а внутри, из-за густой сети сверхпроводящих вихрей, оно однородно. В частности для нейтронных звезд внутри магнитное поле может быть порядка $6 \cdot 10^{12}$ — $8 \cdot 10^{13}$ Гс, а дипольный момент порядка 10^{30} — 10^{32} Гс·см³.

Ереванский государственный
университет

THE MAGNETIC FIELD OF PULSARS IS AN ANALOGUE OF THE MAGNETIC FIELD OF SUPERCONDUCTING SPHERE

G. S. MKRTCHIAN, D. M. SEDRAKIAN

The magnetic field of superconducting magnetic sphere has been calculated. It is assumed that such a field is generated by means of the increase of superconducting protons by neutrons.

ЛИТЕРАТУРА

1. Д. М. Седракян, *Астрофизика*, 18, 417, 1981.
2. Де Жен, *Сверхпроводимость металлов и сплавов*, Мир, М., 1968.

УДК 524.1—732

ПОЗИТРОНЫ В СОСТАВЕ КОСМИЧЕСКИХ ЛУЧЕЙ
И СВЯЗАННОЕ С НИМИ ГАЛАКТИЧЕСКОЕ
ГАММА-ИЗЛУЧЕНИЕ

Ф. А. АГАРОНЯН, В. Г. КИРИЛЛОВ-УГРЮМОВ, Ю. Д. КОТОВ

Поступила 31 мая 1982

Принята к печати 6 ноября 1982

Обсуждается возможность восстановления энергетического спектра и определения зарядового состава электронно-позитронной компоненты космических лучей с помощью исследований диффузного галактического γ -излучения в диапазоне энергий $E_\gamma > 50$ МэВ.

1. *Введение.* В последние годы получен ряд наблюдательных свидетельств о весьма эффективной генерации позитронов в различных астрономических объектах: в центре Галактики [1, 2], во вспышечных процессах на Солнце [3, 4], в окрестности пульсаров [5—7], в компактных радиоисточниках [8]. Образование и ускорение позитронов предсказывают также многие модели источников космических лучей [9—17]. В большинстве из этих моделей речь идет об электронах и позитронах с энергией $\lesssim 1$ ГэВ. Несомненно, информация о спектре и зарядовом составе электронно-позитронной компоненты космических лучей (в дальнейшем ЭКЛ) в этой области энергий могла бы внести существенный вклад в решение проблемы происхождения космических лучей. Анализ зарядового состава ЭКЛ показывает, что основная доля наблюдаемых около Земли электронов высоких энергий (> 1 ГэВ) ускоряется непосредственно в источниках, в то время как высокоэнергичные позитроны являются, по-видимому, продуктом взаимодействия протонно-ядерной компоненты космических лучей (ЯКЛ) (см., например, [18]). К сожалению, данные об ЭКЛ в области энергий меньше нескольких сот МэВ весьма ограничены и неоднозначны из-за эффектов солнечной модуляции. Более того, возможно, что наблюдаемые вблизи Земли низкоэнергичные электроны имеют локальное происхождение (например, ускоряются в магнитосфере Юпитера [19]). Из-за непрозрачности межзвездной среды для радиоволн с $\nu \lesssim 10$ МГц, соответствующих синхротронному излучению электронов с $E_e \lesssim 1$ ГэВ, радионаблюдения также не позволяют судить о низкоэнергичной части ЭКЛ в Галактике.

Основные надежды получить сведения об ЭКЛ в этом диапазоне энергий связываются с гамма-астрономией [20]. В частности, в [21] подчеркивалась важность гамма-астрономии средних энергий ($10 \div 30$ МэВ) для получения информации о галактических электронах. Существенным аргументом для такого утверждения служит то обстоятельство, что в область энергий фотонов $10\text{—}30$ МэВ, генерируемых в межзвездном пространстве при взаимодействиях космических лучей, основной вклад дает процесс тормозного излучения электронов и позитронов. Более того, в [22] указывалось, что тормозное излучение может доминировать вплоть до $E_T \sim 100$ МэВ, на что имеются серьезные основания, подтверждаемые наблюдениями [23].

При обсуждении механизмов генерации гамма-излучения в межзвездном пространстве, как правило, не учитывается вклад фотонов, возникающих при аннигиляции позитронов ЭКЛ на лету. Однако, как показано ниже, в области энергий гамма-квантов $0.5 \lesssim E_\gamma \lesssim 50$ МэВ вклад аннигиляционного излучения является весьма существенным, а при определенных условиях может превосходить вклады других возможных механизмов генерации, в том числе и тормозного излучения.

Таким образом, учет процесса аннигиляции наряду с тормозным излучением электронов позволит не только более корректно восстановить спектр электронно-позитронной компоненты, но и получить важную информацию о зарядовом составе ЭКЛ в галактическом диске. С этой точки зрения представляют несомненный интерес гамма-астрономические исследования в диапазоне $E_\gamma \leq 50$ МэВ от определенных участков Галактики, в которых возможна большая концентрация релятивистских электронов. В первую очередь это относится к остаткам молодых сверхновых, центральной области Галактики и дискретным источникам рентгеновского и гамма-излучения.

2. *Аннигиляция позитронов на лету.* Во взаимодействиях с электронами окружающей среды позитроны аннигилируют с образованием гамма-квантов, причем аннигиляция происходит как до, так и после термализации позитронов. В результате аннигиляции термализовавшихся позитронов формируется линия 0.511 МэВ и, возможно, 3-х фотонный континуум с $\omega \leq 0.511$ МэВ, тогда как аннигиляция надтепловых позитронов на лету приводит к непрерывному спектру [24]:

$$\frac{dI}{d\omega} = \frac{\pi r_0^2 mc}{EP} \left[2 \left(\frac{mc^2}{\omega} + \frac{mc^2}{E + mc^2 - \omega} \right) - \left(\frac{mc^2}{\omega} + \frac{mc^2}{E + mc^2 - \omega} \right)^2 + \right. \\ \left. + \left(\frac{\omega}{E + mc^2 - \omega} + \frac{E + mc^2 - \omega}{\omega} \right) \right]; \quad (1)$$

$$1/2(E + mc^2 - Pc) \leq \omega \leq 1/2(E + mc^2 + Pc), \quad (1')$$

где m , P , E — масса покоя, импульс и полная энергия аннигилировавшего позитрона, соответственно, ω — энергия фотона.

Спектр излучения (1) имеет два максимума, симметрично расположенных относительно точки минимума $\omega_0 = 1/2(E + mc^2)$. Максимумы достигаются в двух граничных точках кинематической области (1') и, следовательно, имеют асимметричные профили. В случае аннигиляции релятивистских позитронов ($E \gg mc^2$), как следует из (1), максимумы находятся в точках $\omega_1 = mc^2/2$ и $\omega_2 = E + mc^2/2$.

Спектр фотонов, возникающих при взаимодействиях позитронов с окружающим веществом, складывается из аннигиляционного и тормозного излучений. Из-за отсутствия в сечении аннигиляции постоянной тонкой структуры $\alpha = e^2/\hbar c = 1/137$, а также разного поведения сечений этих двух процессов от энергии позитрона, следует, что должны существовать энергетические области, в которых доминирует тот или иной процесс.

Для определения этих областей сравним, так называемые, сечения потерь на излучение Φ , определяемые как

$$\Phi_r = \frac{1}{E} \int \omega [d\sigma(E, \omega)/d\omega] d\omega. \quad (2)$$

Для тормозного излучения при $E \gg mc^2$ [26]

$$\Phi_r^{(B)} \simeq 4 [\ln(2E/mc^2) - 1/3] \alpha Z(Z+1) r_0^2, \quad (3)$$

где Z — атомный номер вещества мишени.

Для аннигиляционного излучения можно найти $\Phi_r^{(A)}$, подставляя формулу (1) (деленная на скорость позитрона) в (2). Однако для релятивистских позитронов с хорошей точностью можно положить

$$\sigma_r^{(A)} \simeq E \sigma(E) Z = \pi r_0^2 Z mc^2 [\ln(2E/mc^2) - 1], \quad (4)$$

где $\sigma(E) = \pi r_0^2 (mc^2/E) [\ln(2E/mc^2) - 1]$ — есть полное сечение аннигиляции (см., например, [25]). Здесь мы воспользовались тем обстоятельством, что при аннигиляции релятивистского позитрона один из испускаемых фотонов попадает преимущественно в область энергий $\omega \sim (0.5 \div 1) mc^2$, а второй $\omega \sim E$ (см. выше).

Сравнивая (3) и (4), находим, что при энергиях

$$E \lesssim E_{\text{кр}} \simeq mc^2/2 (Z+1) \quad (5)$$

радиационные потери на аннигиляцию превосходят потери на тормозное излучение. В частности, в среде, состоящей преимущественно из водорода, $E_{\text{кр}} \simeq 70 mc^2$. Следует, однако, отметить, что в жесткой части спектра, в

частности, при $\omega \sim E$, аннигиляционное излучение может существенно превосходить тормозное даже при $E > E_{\text{кр}}$. Это непосредственно следует из сравнения поведений дифференциальных сечений двух процессов. Если спектр тормозных фотонов при фиксированном E падает по закону ω^{-1} до $\omega \sim 1/2 E$, а далее сильно укрупняется, превращаясь в нуль в пороговой точке $\omega = E - mc^2$, то спектр аннигиляционного излучения, начиная с $\omega \sim E/2$, монотонно растет достигая максимума при $\omega \sim E$.

Допустим теперь, что позитроны имеют некоторое энергетическое распределение $N(E)$. Тогда количество испускаемых аннигиляционных фотонов в единичном интервале энергий вблизи ω в 1 см^{-3} за 1 секунду равно:

$$\frac{dQ}{d\omega} = n_e \int N(E) \frac{d\sigma}{d\omega} dE, \quad (6)$$

где n_e — концентрация электронов среды.

Рассмотрим для определенности степенные спектры позитронов, наиболее характерные для астрофизических объектов:

$$N(E) = \begin{cases} KE^{-\alpha} & E_1 \leq E \leq E_2, \\ 0 & E < E_1; E > E_2, \end{cases} \quad (7)$$

E — по-прежнему полная энергия позитрона.

Расчеты проводились для 3-х типов спектра (7):

1 — $\alpha = 1.5$; 2 — $\alpha = 2.5$ без обрезания спектра со стороны низких энергий (т. е. $E_1 = 1 \text{ мс}^2$) и 3 — $\alpha = 2.5$ (энергия обрезания $E_1 = 20 \text{ мс}^2$). Во всех трех случаях принималось $E_2 = 400 \text{ мс}^2$.

На рис. 1 приведены функции генерации $dQ/d\omega$ для аннигиляционного (сплошные кривые) и тормозного (пунктирные кривые) излучений в водородной среде, нормированные на $n_e = 1 \text{ см}^{-3}$ и на энергетическую плотность позитронов $w_e = \int N(E) (E - mc^2) dE = 1 \text{ эрг/см}^3$.

Для сечения тормозного излучения на нейтральном водороде использовались выражения из работы [26].

Как видно из рис. 1, спектр аннигиляционного излучения, соответствующий степенному распределению позитронов (7) без обрезания снизу (кривые 1А и 2А), имеет широкий максимум около $\omega \sim 1 \text{ мс}^2$, причем при используемой нормировке на $w_e = 1 \text{ эрг/см}^3$ значение максимума сильно зависит от показателя спектра α . В этой области энергий вклад аннигиляционного излучения значительно превосходит (на 1—2 порядка) вклад тормозного излучения. Интенсивности генерации аннигиляционных и тормозных фотонов сравниваются при энергиях $\omega^* = 20 \text{ мс}^2$ ($\alpha = 1.5$) и $\omega^* = 80 \text{ мс}^2$ ($\alpha = 2.5$). Отметим, что значение ω^* для жестких спектров

позитронов ($\alpha \leq 2$) зависит также от энергии обрезания спектра сверху E_1 . Действительно, как следует из уравнения (1), при фиксированном значении ω сечение аннигиляции с ростом E падает, в то время как сечение тормозного излучения логарифмически растет. Следовательно, высокоэнергичные позитроны, присутствующие в большом количестве в случае жесткого спектра, генерируют фотоны преимущественно в результате тормозного излучения.

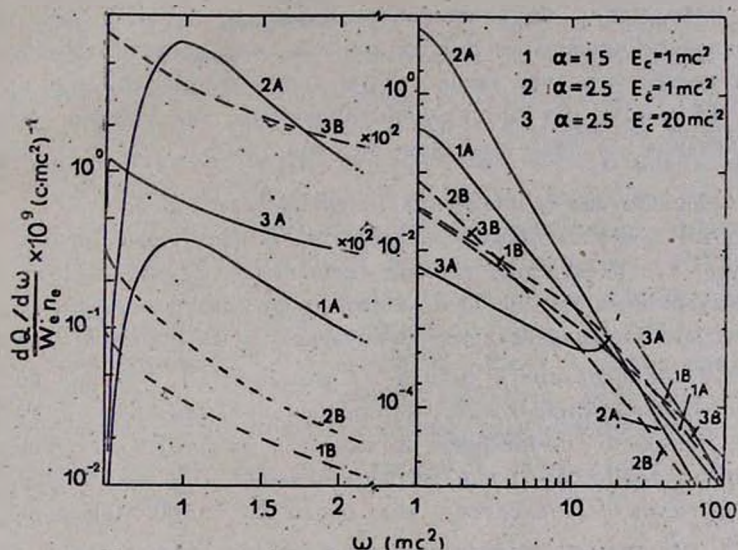


Рис. 1. Функции генерации аннигиляционного (А) и тормозного (В) излучений позитронов с энергетическим спектром (7) в водороде.

Существенно другим оказывается спектр генерируемого излучения в случае позитронного спектра с «обрезанием» со стороны низких энергий. Спектр тормозных фотонов в области $\omega \leq E_1$ становится пологим и вместо прежней зависимости $\sim \omega^{-\alpha}$ имеет форму $\sim \omega^{-1}$. В спектре же аннигиляционного излучения исчезает максимум около $\omega \simeq mc^2$ и вместо него возникают 2 максимума при $\omega \sim mc^2/2$ и $\omega \sim E_1$. Однако, если первый максимум $\omega \sim mc^2$ находится ниже спектра тормозного излучения (при $E_1 \geq 2mc^2$), то второй — при $\omega \sim E_1 \leq 137 mc^2$ выделяется над тормозным спектром. При $\omega < E_1$ доминирует спектр тормозных фотонов, а в области $\omega > E_1$, очевидно, отношение вкладов тормозных и аннигиляционных фотонов такое же, как и для позитронного спектра без «обрезания» при E_1 .

До сих пор мы обсуждали спектр гамма-излучения, генерируемого во взаимодействиях надтепловых позитронов с окружающим газом. Если наряду с позитронами в область генерации излучения попадают и электро-

ны, то это, очевидно, приведет к увеличению роли тормозного излучения. В частности, если электроны и позитроны имеют одинаковые энергетические распределения, а доля положительных электронов есть $R = N_+/(N_- + N_+)$, значения функции генерации аннигиляционных фотонов на рис. 1 необходимо умножить на величину $R < 1$.

Таким образом, учет аннигиляционных фотонов совместно с тормозным излучением в принципе позволяет на основании анализа результатов измерений спектров космических гамма-квантов в диапазоне $\leq 100 \text{ мс}^2$ получить информацию об энергетическом распределении и зарядовом составе низкоэнергичной части ЭКЛ в тех или иных астрофизических объектах. Следует отметить, что такое утверждение правомерно лишь при условии $R > 0.1$ и если нет других конкурирующих механизмов генерации гамма-излучения в данном диапазоне энергий.

3. Диффузное гамма-излучение галактического диска

3.1. ЭКЛ в межзвездном пространстве. В настоящее время твердо установлено, что электроны, наблюдаемые около Земли, состоят из первичных и вторичных частиц. Основными процессами генерации вторичных электронов при взаимодействиях космических лучей с межзвездным газом являются: а) образование и распад $\pi^\pm$ -мезонов; б) β -распад вторичных нейтронов и радиоактивных ядер; в) образование δ -электронов. Распад заряженных мезонов доминирует в области энергий электронов $E_e \gtrsim 100 \text{ МэВ}$, а процессы б) и в) играют важную роль при меньших энергиях. Из расчетов [27] следует, что около $E_e \sim 100 \text{ МэВ}$ в результате распада $\pi^\pm$ -мезонов рождается примерно в 5 раз больше позитронов, чем электронов. Так как наблюдения зарядового состава $R = N_+/(N_+ + N_-)$ ЭКЛ показывают совершенно другую зависимость от E_e (см., например, [28]), то для удовлетворительного объяснения $R(E)$ можно предположить существование двух независимых компонент ЭКЛ. Первая, доминирующая в области $E_e > 1 \text{ ГэВ}$, состоит преимущественно из электронов и имеет первичное происхождение. Обилие же позитронов во второй, низкоэнергичной компоненте ($E_e \lesssim 1 \text{ ГэВ}$), по-видимому, весьма велико (по крайней мере $R \sim 0.5$). Эта компонента может быть обусловлена распадами $\pi^\pm$ -мезонов, образованных космическими лучами в межзвездной среде. Нельзя также исключить вероятность первичного происхождения низкоэнергичной компоненты ЭКЛ.

В пользу гипотезы вторичного происхождения низкоэнергичной компоненты имеется ряд аргументов. Наиболее существенным из них является хорошее согласие расчетного спектра генерации δ -электронов с наблюдаемой интенсивностью электронов с $E_e \sim 1 \div 20 \text{ МэВ}$. Но тогда (пренебрегая малой вероятностью существования антивещества в определенных об-

ластях Галактики* в диапазоне энергий $E_e \lesssim 20$ МэВ следует ожидать незначительного обилия позитронов.

В то же время Кляйном и Хонесом [28] сообщалось о регистрации аномального большого потока позитронов в области энергий $E_e \sim 0.5 \div 2$ МэВ (~ 0.2 част. см⁻² с⁻¹), сравнимого с потоком электронов. Интерпретация этого результата генерацией позитронов при бомбардировке межзвездного газа космическими лучами приводит к непреодолимым трудностям.

Так как речь идет о позитронах с $E_e < 10$ МэВ, то наиболее возможным механизмом их генерации, связанным с космическими лучами, являются неупругие столкновения, приводящие к образованию β^+ -активных ядер, в первую очередь ^{11}C , ^{13}N , ^{14}O , ^{15}O . Поскольку реакции расщепления ядер группы (CNO) имеют максимум при энергиях бомбардирующих частиц $\sim 10\text{--}30$ МэВ/нук., то основной вклад в генерацию этих ядер дают субкосмические лучи (СКЛ). Равновесный спектр позитронов в межзвездном пространстве, образующихся при взаимодействиях КЛ, вычислялся Рамати и др. [30]. Из результатов этой работы следует, что для объяснения наблюдаемого потока позитронов около 1 МэВ требуется слишком высокая плотность СКЛ — $w \gtrsim 50$ эВ/см³, которая, однако, не подтверждается другими наблюдательными данными. Действительно, такая высокая плотность СКЛ приводит к ионизации межзвездного водорода и образованию легких ядер, в частности ^7Li в реакции $^4\text{He}(\alpha, p)^7\text{Li}$ со скоростью

$$\xi_{\text{H}} = \sum_i \int F_{i\text{КЛ}}(E) \sigma_i(E) dE \sim 10^{-13} \text{ с}^{-1},$$

$$\frac{d}{dt} \left(\frac{\text{Li}}{\text{H}} \right) = n_{\text{H}} \int F_{\alpha}(E) \sigma_{\alpha}(E) dE \sim 2 \cdot 10^{-24} \text{ с}^{-1},$$

превосходящей по крайней мере на два порядка верхние пределы соответствующих величин, получаемых из наблюдений: $\xi_{\text{H}} \lesssim 2 \cdot 10^{-15} \text{ с}^{-1}$ и $d/dt (\text{Li}/\text{H}) \lesssim 3 \cdot 10^{-27} \text{ с}^{-1}$ [31].

Кроме того, анализ условий образования рентгеновских лучей в результате К-захвата электронов среды быстрыми ядрами железа [32] и тормозного излучения СКЛ [33] и сравнение расчетных потоков с наблюдаемой интенсивностью излучения в интервале (2—10 кэВ) в направлении центра Галактики позволяет установить жесткий верхний предел на плотность СКЛ ($w \lesssim 5$ эВ/см³) также и в отдаленных областях Галактики, для которых параметры ξ_{H} и $d/dt (\text{Li}/\text{H})$ в большинстве случаев неизвестны.

* См., однако, выводы [29], основанные на аномально большом потоке низкоэнергетичных антипротонов в КЛ.

Приведенное выше ограничение плотности СКЛ позволяет утверждать, что позитроны, генерируемые в межзвездной среде, составляют менее 10% наблюдаемого потока. Следовательно, если новые, независимые измерения подтвердят достоверность результатов работы [28] (к сожалению, до сих пор еще нет таких данных), то это явилось бы указанием в пользу существования первичных позитронов в составе космических лучей в околосолнечном пространстве. Однако, из-за модуляционных эффектов при движении КЛ в гелиосфере, возможно, что регистрируемые вблизи Земли ЭКЛ малых энергий имели вне гелиосферы энергию несколько сот МэВ (см. подробнее, например, [34]). Не исключено поэтому, что мы вообще не можем получить сведений о низкоэнергичных позитронах по наблюдениям вблизи Земли. Кроме того, как зарядовый состав, так и интенсивность ЭКЛ при энергиях $E_e < 1$ ГэВ в отдаленных областях Галактики вполне могут оказаться другими, чем около Солнца [20]. Действительно, из крупномасштабного распределения галактических γ -квантов с $E_\gamma > 100$ МэВ [35] следует, что имеет место сильная неоднородность в распределении КЛ ($E_{\text{якл}} \sim 0.5\text{—}30$ ГэВ/нук., если гамма-излучение генерируется при распаде π^0 -мезонов и $E_e \sim 0.1\text{—}1$ ГэВ, если оно обусловлено тормозным излучением) в диске. Более того, гамма-астрономические данные, полученные недавно на спутнике COS B, дают серьезные основания полагать, что наблюдаемые около Земли КЛ имеют локальное происхождение и, по-видимому, ускоряются звездами классов O и B в поясе Гулда [36].

Образование и ускорение позитронов предсказываются многими современными моделями КЛ. Благоприятные условия для генерации позитронов могут возникать в магнитосферах пульсаров [9—13], в окрестности предполагаемой Керровской черной дыры в центре Галактики [15, 37], при нуклеосинтезе в сверхновых [17, 37, 38] и т. д., причем согласно этим моделям позитроны ускоряются так же эффективно, как и электроны. Наблюдения аннигиляционной линии в спектрах излучения от ряда астрофизических объектов (Солнца [3, 4], компактного источника в центре Галактики [2], неотожествленных источников гамма-вспышек [5] и транзиентов [6, 7]) бесспорно свидетельствуют об эффективной генерации позитронов в этих источниках. Однако линия 0.511 МэВ формируется при аннигиляции тепловых позитронов и, следовательно, не дает информации об ускоренных позитронах. Поэтому вопрос о существовании первичных позитронов в составе КЛ пока остается открытым.

Поскольку наблюдения нетеплового радиоизлучения дают надежную информацию о галактических электронах лишь в области энергий $E_e > 1$ ГэВ (из-за поглощения радиоволн с частотой $\nu \leq 10$ МГц в межзвездной среде), то основные надежды на получение сведений об ЭКЛ с

$E_* \leq 1$ ГэВ связываются с гамма-астрономией, а именно с возможностью регистрации тормозных γ -квантов, генерируемых в межзвездном пространстве [21]. Однако, как следует из рис. 1, если доля позитронов в ЭКЛ достаточно велика, то наряду с тормозным излучением заметный вклад в образование фотонов с энергией $E_\gamma \lesssim 50$ МэВ вносит процесс аннигиляции позитронов на лету.

3.2. Функции генерации гамма-излучения в Галактике. С целью сопоставления вкладов различных механизмов образования квантов в межзвездной среде рассмотрим функции генерации соответствующих величин.

При вычислениях функций генерации процессов аннигиляции и тормозного излучения нами рассматривались два типа спектра электронов, наиболее широко обсуждаемых в литературе:

единый степенной спектр с показателем $\alpha = 2.8$ [22]

$$J_1(E_*) = 0.01 E_*^{-2.8} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1} \text{ ср}^{-1} \text{ ГэВ}^{-1};$$

спектр с изломом при $E_* = 2$ ГэВ [21]

$$J_2(E_*) = \begin{cases} 6.8 \cdot 10^{-3} E_*^{-1.8} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1} \text{ ср}^{-1} \text{ ГэВ}^{-1} & E_* \leq 2 \text{ ГэВ}, \\ 1.4 \cdot 10^{-2} E_*^{-2.8} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1} \text{ ср}^{-1} \text{ ГэВ}^{-1} & E_* > 2 \text{ ГэВ}. \end{cases}$$

Поскольку поведение спектра в области малых энергий совершенно неопределенно [18, 22], нами рассмотрены различные варианты его поведения при $E_* \leq 10$ МэВ:

$$\text{Спектр (1)} \begin{cases} J = J_1(E) & E > 2 \text{ МэВ}; \\ J = J_1(2 \text{ МэВ}) = \text{const} & E \leq 2 \text{ МэВ}. \end{cases}$$

$$\text{Спектр (1')} \begin{cases} J = J_1(E) & E > 10 \text{ МэВ}, \\ J = 0 & E \leq 10 \text{ МэВ}. \end{cases}$$

$$\text{Спектр (2)} \quad J = J_2(E).$$

$$\text{Спектр (2')} \begin{cases} J = J_2(E) & E > 10 \text{ МэВ}; \\ J = 0 & E \leq 10 \text{ МэВ}. \end{cases}$$

В расчетах принимается, что $R = N_+/(N_- + N_+) = 0.5$ во всем диапазоне энергий; плотность межзвездного газа $n = 1 \text{ см}^{-3}$. Соответствующие этим спектрам электронов функции генерации тормозного и аннигиляционного излучений показаны на рис. 2. Там же приведены функции генерации обратного комптоновского рассеяния электронов на реликтовом излучении 2.7 К, тормозного излучения протонно-ядерной компоненты КЛ на электронах среды [33], γ -квантов от распада π^0 -мезонов [39], линейчатого гамма-излучения возбужденных ядер [40].

Как и следовало ожидать, поведение спектра электронов в области малых энергий сильно влияет на функцию генерации аннигиляционного излучения в МэВ-ном диапазоне энергии. Для спектров с большим содержанием малоэнергичных позитронов (спектры (1) и (2)) вклад аннигиляционного излучения превышает вклад других рассматриваемых процессов,

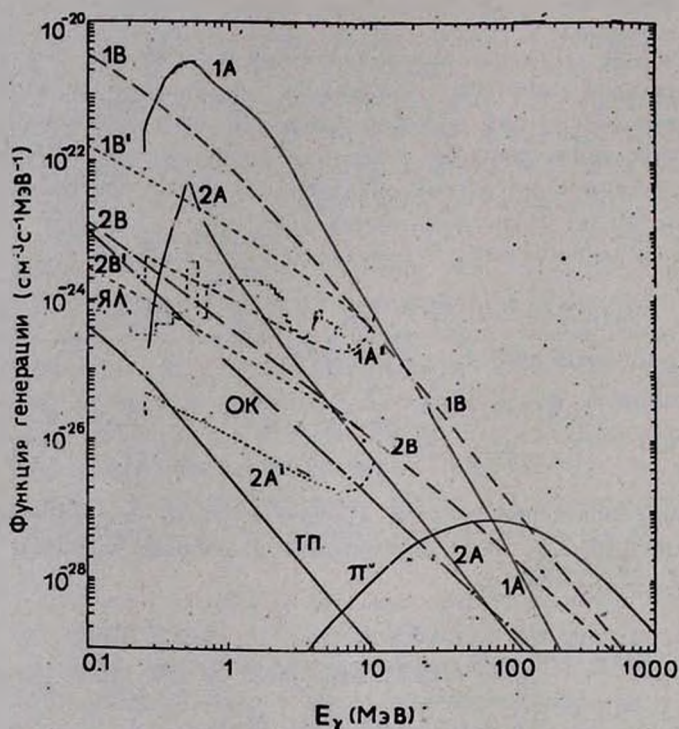


Рис. 2. Функции генерации гамма-излучения в межзвездном пространстве. А — аннигиляция; В — тормозное излучение ЭКЛ; ТП — тормозное излучение ЯКЛ [33]; ОК — обратное комптоновское рассеяние на реликтовом излучении; π^0 — распад вторичных π^0 -мезонов [39]; ЯЛ — ланейчатое излучение возбужденных ядер [40].

в том числе и обратного комптоновского рассеяния на оптическом и инфракрасном излучении, вычисленного в [41]. Из рис. 2 следует, что исследование диффузного галактического излучения в области энергии $E_\gamma \lesssim 50$ МэВ позволяет не только восстановить спектр ЭКЛ в межзвездном пространстве, но и найти обилие позитронов с $E_e \leq 200$ МэВ (из-за спадающих спектров ЭКЛ именно эти позитроны дают основной вклад в обсуждаемую область γ -квантов). Очевидно, что это утверждение справедливо для $R > 0.1$.

На рис. 3 приведены ожидаемые потоки γ -квантов в направлении галактического центра. Они получены с помощью произведения функций ге-

нерации на величину $\langle n_H l \rangle$ — количества водорода (атомарного и молекулярного) в столбце с единичным сечением в направлении центра Галактики. Величина $\langle n_H l \rangle$ была определена из условия, что наблюдаемое гамма-излучение в области $E_\gamma \geq 300$ МэВ полностью обусловлено распадом π^0 -мезонов [40]. Отметим, что используемое значение согласуется также с оценками $\langle n_H l \rangle$, полученными с помощью радионаблюдений на длинах волн 21 см и 2.6 мм и анализа поглощения мягкого рентгеновского излучения [42].

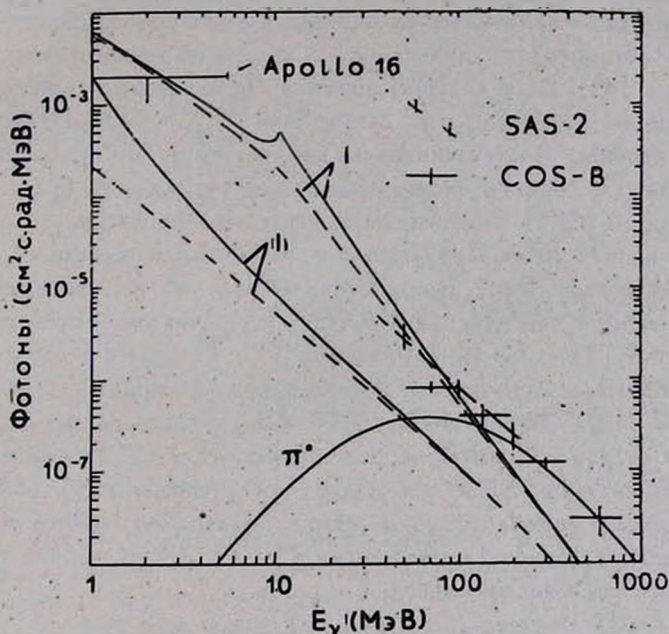


Рис. 3. Ожидаемые потоки гамма-квантов в направлении центра Галактики. I соответствует спектру ЭКЛ (1'). II — спектру ЭКЛ (2). Пунктирные кривые — тормозное излучение, сплошные — суммарное (тормозное + аннигиляционное) излучение ЭКЛ.

Спектр ЭКЛ (1), хорошо согласующийся с данными как в гамма-диапазоне ($E_\gamma \geq 50$ МэВ) [23] так и в рентгеновском ($2 \div 6$ кэВ) [43], не противоречит результатам измерений гамма-излучения в интервале $1 \div 5.5$ МэВ от галактического диска, проведенных на «Апполон 16» [44], лишь при условии, что $R \leq 0.1$. Если же $R = 0.5$, то спектр ЭКЛ должен быть более пологим по сравнению с (1) в области энергии $E_\gamma \leq 10$ МэВ. В частности результатам [44] не противоречат спектры ЭКЛ (1') и (2). В то же время, как следует из рис. 3, суммарный (аннигиляционный + тормозной) спектр излучения ЭКЛ (сплошные кривые) существенно отличается от чисто тормозного спектра в интервале $1-50$ МэВ. К сожалению, эта область энергий до сих пор остается мало исследованной, а имею-

щиеся данные относятся лишь к интегральным потокам. Однако планируемые в настоящее время светосильные γ -телескопы с хорошим энергетическим разрешением позволят выделить особенности в спектре, обусловленные вкладом аннигиляционного излучения.

Аннигиляционная линия 0.511 МэВ многократно наблюдалась в направлении галактического центра в течение последних 10 лет. Из-за плохого углового разрешения детекторов вопрос о происхождении этого излучения долгое время оставался неясным. Среди многих объяснений в литературе широко обсуждалась и возможность формирования этой линии в межзвездной среде аннигиляцией тепловых позитронов, выброшенных из источников (например, из пульсаров) с ультрарелятивистскими скоростями. Однако в [45], на основании анализа наблюдаемых интенсивностей фотонов в линии 0.511 МэВ и в континууме с $E_\gamma > 10$ МэВ, было показано, что позитроны, ответственные за наблюдаемую аннигиляционную линию, попадают в область формирования излучения с меньшими энергиями ($E_e \leq 20$ МэВ). Тем самым исключается возможность объяснения этой линии позитронами, входящими в состав ЭКЛ и термализованными в межзвездном газе. Этот вывод недавно получил подтверждение благодаря обнаружению на спутнике HEAO-3 переменности интенсивности линии 0.511 МэВ [2] за время ≤ 0.5 года. В то же время следует отметить, что часть позитронов ЭКЛ, замедляясь в межзвездной среде, будет аннигилировать с образованием линии 0.511 МэВ. Однако доля таких позитронов зависит от ряда параметров, описывающих распространение, термализацию и аннигиляцию ЭКЛ в межзвездном пространстве (соотношения между временами термализации и утечки позитронов, температуры и степени ионизации в области аннигиляции и т. д.), и этот вопрос требует дополнительного исследования.

Ереванский физический институт
Московский инженерно-физический
институт

POSITRONS IN THE COSMIC RAYS AND ASSOCIATED GALACTIC GAMMA-EMISSION

F. A. AHARONIAN, Yu. D. KOTOV, V. G. KIRILLOV-UGRYUMOV

The possibility to determine the spectrum and charge composition of electron-positron component of Cosmic rays by means of the diffuse Galactic γ -emission in the range $E_\gamma > 50$ MeV is discussed.

ЛИТЕРАТУРА

1. M. Leventhal, C. J. McCallum, P. D. Stang, *Ap. J.*, 225, L11, 1978.
2. G. R. Riegler, J. C. Ling, Q. A. Mahoney, W. A. Weaton, J. B. Willst, *Ap. J.*, 248, L13, 1981.
3. E. L. Chupp, S. T. Forrest, P. R. Higbie, A. N. Suri, C. Tsai, T. T. Dunthy, *Nature*, 241, 333, 1973.
4. H. S. Hudson, T. Bat, D. E. Gruber, J. L. Matteson, P. L. Nolan, L. Peterson, *Ap. J.*, 236, L91, 1980.
5. E. P. Mazets, S. V. Golovetski, V. N. Il'inski, R. L. Aptekar', Yu. A. Gur'ian, *Nature*, 282, 587, 1979; B. J. Teegarden, T. L. Cline, *Ap. J.*, 236, L67, 1980.
6. M. Leventhal, C. J. MacCallum, A. C. Wutts, *Nature*, 266, 696, 1977.
7. A. S. Jacobson et al., in "Gamma-ray Spectroscopy in Astrophysics" (NASA TM 79619), 1978, p. 228.
8. P. D. Noerdlinger, *Phys. Rev. Lett.*, 41, 135, 1978.
9. P. A. Starrock, *Ap. J.*, 164, 529, 1971.
10. M. A. Ruderman, P. G. Sutherland, *Ap. J.*, 196, 51, 1975.
11. Г. Э. Мачабели, В. В. Усов, *Письма АЖ*, 5, 445.
12. P. B. Jones, *Ap. J.*, 228, 535, 1979.
13. P. A. Starrock, K. B. Baker, *Ap. J.*, 234, 31, 1979.
14. R. D. Blanford, in "Active Galactic Nuclei" (Cambridge), 1979.
15. D. Letter, M. Kafatos, *Ap. J.*, 226, 32, 1978.
16. R. V. E. Lovelace, J. MacAulay, M. Barns, in "Particle Acceleration Mechanisms in Astrophysics" (AIP), 1979, p. 399.
17. S. A. Colgate, *Astrophys. Space Sci.*, 8, 467, 1970.
18. R. Dantel, S. Stephens, *Space Sci. Rev.*, 10, 599, 1979.
19. J. E. Eraker, J. A. Simpson, 17th ICRC, Paris, 3, 279, 1981.
20. В. А. Гунзбург, *УФН*, 124, 307, 1978.
21. C. E. Fichtel, D. A. Kniffen, D. Y. Thompson, G. F. Bignami, C. Y. Cheung, *Ap. J.*, 208, 211, 1976.
22. C. J. Cesarsky, J. A. Paul, P. G. Shukla, *Astrophys. Space Sci.*, 59, 73, 1978.
23. J. A. Paul, K. Bennet, G. F. Bignami, et al., *Astron. Astrophys.*, 63, L31, 1978.
24. F. A. Aharonian, A. M. Atoyan, *Phys. Lett.*, 99B, 301, 1981.
25. А. И. Ахуезер, Б. В. Берестейкий, *Квантовая электродинамика*, Наука, М., 1969.
26. G. R. Blumenthal, R. J. Gould, *Rev. Mod. Phys.*, 42, 237, 1970.
27. R. Ramaty, R. E. Lingenfelter, *J. Geophys. Res.*, 71, 3687, 1966.
28. T. L. Cline, E. W. Hones, 11-th ICRC, Budapest, 1970, p. 159.
29. R. J. Protheroe, *Ap. J.*, 251, 378, 1981.
30. R. Ramaty, F. W. Stecker, D. Misra, *J. Geophys. Res.*, 75, 1141, 1970.
31. M. Meneguzzi, H. Reeves, *Astron. Astrophys.*, 40, 91, 1975.
32. R. W. Bussard, R. Ramaty, K. Omidvar, *Ap. J.*, 220, 353, 1978.
33. F. A. Aharonian, S. R. Kelner, V. G. Krtichov-Ugryumov, Yu. D. Kotov, 16-th ICRC, Kyoto, 1, 173, 1979.
34. W. I. Axford, 17-th ICRC, Paris, 12, 155, 1981.
35. G. E. Fichtel, R. C. Hartman, D. A. Kniffen et al., *Ap. J.*, 198, 163, 1975; K. Bennet, G. F. Bignami, R. Buccigeri et al., *Proc. 12th ESLAB Symp. Frascati*, 83, 1977.
36. M. Casse, J. A. Paul, *Ap. J.*, 237, 236, 1980.

37. R. Ramaty, R. E. Lingenfelter, NASA Tech. Memor. 82066, 1980.
38. J. J. Burgen, S. A. Stephens, B. N. Swanenburg, *Astrophys. Space Sci.*, 8, 20, 1970.
39. S. A. Stephens, G. D. Badhwar, *Astrophys. Space Sci.*, 76, 213, 1981.
40. R. Ramaty, B. Kozlovsky, R. E. Lingenfelter, *Ap. J. Suppl. ser.*, 40, 487, 1979.
41. D. A. Kniffen, C. E. Fichtel, *Ap. J.*, 250, 389, 1981.
42. F. W. Stecker, *Ap. J.*, 212, 60, 1977.
43. J. Wdowczyk, R. J. Protheros, A. W. Wolfendale, 16th ICRC. Kyoto, 1, 12, 1979.
44. D. Gilman, A. E. Metzger, R. H. Parker, J. I. Trombka, *Gamma Ray Spectroscopy in Astrophysics* (NASA TM 79619), 1978, p. 190.
45. Ф. А. Агаронян, А. М. Атоян, *Письма АЖ*, 7, 714, 1981.

УДК 52—726

РАСПРОСТРАНЕНИЕ КОСЫХ ВОЛН В РЕЛЯТИВИСТСКОЙ
ЭЛЕКТРОННО-ПОЗИТРОННОЙ ПЛАЗМЕ

М. Э. ГЕДАЛИН, Г. Э. МАЧАБЕЛИ

Поступила 18 февраля 1982

Принята к печати 6 ноября 1982

Исследовано распространение косых волн в магнитоактивной релятивистской электронно-позитронной плазме. Показано существование чисто поперечной электромагнитной волны с линейной поляризацией и «вакуумным» характером дисперсии. На основе полученных результатов в рамках мазерного механизма радиоизлучения пульсаров дано качественное объяснение линейной поляризации радиопульсов пульсара NP 0532.

1. *Введение.* Для интерпретации излучения пульсаров весьма важным представляется вопрос возбуждения и распространения волн в замагниченной релятивистской электронно-позитронной плазме. Стёрроком [1] было показано, что в полярных областях, пронизываемых открытыми (выходящими за световой цилиндр) силовыми линиями, происходит рождение электронно-позитронных пар. В случае пульсара NP 0532, находящегося в Крабовидной туманности, эти пары образуют двухкомпонентную электронно-позитронную плазму, истекающую из полярных областей пульсара со средней скоростью, соответствующей лоренц-фактору $\gamma_p \approx 10^2$, и плотностью $n_p \approx 10^{20} \text{ см}^{-3}$. Плазма пронизывается электронно-позитронным пучком с плотностью $n_b \approx 10^{17} \text{ см}^{-3}$ и лоренц-фактором $\gamma_b \approx 10^2$. Система плазма-пучок, находящаяся в сильном магнитном поле пульсара ($B_0 \approx 10^{12} \text{ Гс}$), описывается одномерной функцией распределения по импульсам, так как поперечная составляющая импульса в поле B_0 быстро высвечивается из-за синхротронного излучения.

Линейная и квазилинейная стадии развития неустойчивости волн, распространяющихся вдоль магнитного поля, $k = (0, 0, k_z)$, в такой плазме были детально проанализированы в ряде работ [2—4]. Вопросу линейной теории пульсарной плазмы посвящено значительное количество работ (см., например, [5—9]). Такой интерес связан с надеждами построения разумной модели радиоизлучения пульсаров.

Магнитное поле предполагается дипольным — расширяющимся с удалением от поверхности пульсара. Поэтому при распространении волны.

первоначально возбужденной вдоль магнитного поля ($k_z = 0$), вдоль луча зрения, с течением времени появляется отличная от нуля поперечная составляющая волнового вектора k , что и обуславливает необходимость исследования косых волн.

В обычной, электронно-ионной плазме при распространении под углом к магнитному полю потенциальные и непотенциальные колебания невозможно разделить. Такая связь оказывается несущественной при $\theta \lesssim \gamma^{1/2} \omega_p / \omega_B$ [10], где γ — релятивистский фактор теплового разброса плазмы в системе, связанной с плазмой, ω_p и ω_B — соответственно плазменная и циклотронная частоты.

В электронно-позитронной плазме распространение волн под произвольным углом к магнитному полю весьма специфично. Исследование распространения волн при $\theta \neq 0$ в такой плазме и является целью настоящей работы. Особенно интересным представляется исследование низкочастотной электромагнитной ветви колебаний, которая может играть важную (возможно и определяющую) роль в интерпретации радиоизлучения пульсаров.

Нас будет интересовать бесстолкновительная электронно-позитронная плазма с одинаковыми функциями распределения для обоих компонентов, в отсутствие пучка.

2. *Дисперсионные соотношения.* Общее выражение для диэлектрической проницаемости магнитоактивной плазмы имеет хорошо известный вид (см., например, [11]). Из него, полагая $f_{0\alpha} = f_{0p} = f_0(p_\perp, p_z)$, получим для электронно-позитронной плазмы.

$$\varepsilon_{ij} = \begin{pmatrix} 1 + 2\tilde{\varepsilon}_{11p} & 0 & 2\tilde{\varepsilon}_{13p} \\ 0 & 1 + 2\tilde{\varepsilon}_{22p} & 0 \\ 2\tilde{\varepsilon}_{31p} & 0 & 1 + 2\tilde{\varepsilon}_{33p} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \varepsilon_{11} & 0 & \varepsilon_{13} \\ 0 & \varepsilon_{22} & 0 \\ \varepsilon_{31} & 0 & \varepsilon_{33} \end{pmatrix}, \quad (2.1)$$

где оси выбраны так, что $k = (k \sin \theta, 0, k \cos \theta)$.

Общее уравнение для компонентов электрического поля волны E будет выглядеть следующим образом:

$$\begin{pmatrix} N^2 \cos^2 \theta - \varepsilon_{11} & 0 & N^2 \sin \theta \cos \theta - \varepsilon_{13} \\ 0 & N^2 - \varepsilon_{22} & 0 \\ N^2 \sin \theta \cos \theta - \varepsilon_{31} & 0 & N^2 \sin^2 \theta - \varepsilon_{33} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_x \\ E_y \\ E_z \end{pmatrix} = 0, \quad (2.2)$$

где $N^2 = (k^2 c^2) / \omega^2$.

Из (2.2) видно, что существует ветвь чисто поперечных электромагнитных волн с законом дисперсии

$$N^2 = \epsilon_{22} \quad (2.3)$$

Для этих волн вектор электрического поля E перпендикулярен плоскости, образуемой вектором внешнего магнитного поля B_0 и направлением распространения волны, задаваемым волновым вектором k . Это единственная ветвь с «чистой» поперечной поляризацией во всем диапазоне углов θ . Остальные ветви имеют смешанную продольно-поперечную линейную поляризацию, и вектор E лежит в плоскости, построенной на векторах k и B_0 . В пределе $\theta \rightarrow 0$ одна из «смешанных» ветвей обращается в ленгмюровскую. Вторая же дублирует в этом случае ветвь (2.3) с тем отличием, что ее вектор поляризации ортогонален таковому для (2.3) (в дальнейшем t -волны). Это значит, что в случае продольного распространения волны направление вектора поляризации может быть выбрано произвольно. В частности, эквивалентным будет описание в терминах циркулярно поляризованных t -волн. Если же $\theta \neq 0$, то поляризация строго фиксирована: линейная и поперечная.

Заметим, что в случае холодной плазмы $\epsilon_{22} \approx \text{const}$ и t -волны не диспергируют:

$$\omega = kc\epsilon_{22}^{-1/2}. \quad (2.4)$$

3. *Релятивистская одномерная плазма.* В этом разделе мы конкретизируем полученные результаты на случай одномерной плазмы. Согласно утверждению, сделанному выше (см. раздел 1), можно положить

$$f_0(p_{\perp}, p_z) = F(p_z^2) \delta(p_{\perp}) p_{\perp}^{-1} \quad (3.1)$$

для плазмы в магнитосфере пульсара. Кроме того, будем предполагать, что

$$\delta \equiv \frac{\omega_p^2}{\omega_B^2} \lesssim \langle \gamma \rangle^{-1}, \quad (3.2)$$

где $\omega_p^2 = \frac{4\pi c^2 n}{m}$, $\omega_B = \frac{|e| B_0}{mc}$,

$$\langle \dots \rangle \equiv n^{-1} \int (\dots) F dp_z.$$

Используя приведенную выше функцию распределения, получим

$$\epsilon_{22} = \frac{\omega_p^2}{\omega_B^2} \left\langle \frac{\gamma (\omega - k_z v_z)^2}{\omega_B^2 - \gamma^2 (\omega - k_z v_z)^2} \right\rangle \quad (3.3)$$

В предположении $\omega/\omega_B \ll 1$, $kc/\omega_B \ll 1$ с точностью до первого порядка по $1/\omega_B^2$ получаем

$$\tilde{\epsilon}_{\gamma\gamma} = \delta \langle \gamma \rangle + \frac{kx^2 c^2}{\omega^2} \delta (\langle \gamma \rangle - \langle \gamma^{-1} \rangle). \quad (3.4)$$

Для электромагнитных волн, распространяющихся вдоль магнитного поля, нетрудно получить

$$\omega = kc\Delta(1 - \beta k^2 c^2)^{1/2}, \quad (3.5)$$

где

$$\Delta \equiv \left[\frac{1 - 2\delta(\langle \gamma \rangle - \langle \gamma^{-1} \rangle)}{1 + 2\delta \langle \gamma \rangle} \right]^{1/2},$$

$$\beta \equiv \frac{1}{\omega_B^2 (1 + 2\delta \langle \gamma \rangle)} \left[\Delta^2 \langle \gamma^3 \rangle + 6(\langle \gamma^3 \rangle - \langle \gamma \rangle) + \right. \\ \left. + \frac{1}{\Delta^2} (\langle \gamma^3 \rangle - 2\langle \gamma \rangle + \langle \gamma^{-1} \rangle) \right]. \quad (3.6)$$

В пренебрежении малой поправкой $\beta k^2 c^2$ (3.5) совпадает со спектром, полученным в [3].

Согласно предыдущему разделу, чисто поперечная электромагнитная волна для произвольного угла имеет закон дисперсии

$$\omega = \frac{kc}{(1 + 2\delta \langle \gamma \rangle)^{1/2}} [1 - 2\delta(\langle \gamma \rangle - \langle \gamma^{-1} \rangle) \cos^2 \theta]^{1/2}. \quad (3.7)$$

Если пренебречь

$$2\delta(\langle \gamma \rangle - \langle \gamma^{-1} \rangle) \cos^2 \theta,$$

то

$$\omega \approx kc(1 + 2\delta \langle \gamma \rangle)^{-1/2}.$$

Таким образом, в одномерной замагниченной электронно-позитронной плазме существует чисто поперечная линейно поляризованная ветвь с «вакуумным» характером дисперсии и фазовой скоростью, слабо зависящей от направления распространения (в рамках сделанных выше предположений, характерных для плазмы в магнитосфере пульсара).

4. *Возможность применения результатов для интерпретации радиопульсов пульсаров.* Вопросам теории пульсаров посвящена значительное количество работ (см., например, [1, 12—14]). Мы обсудим возможность применения результатов, полученных в данной работе, в рамках модели, основы которой были заложены в работе [1].

Выше получена дисперсия волн частного вида, распространяющихся в замагниченной релятивистской электронно-позитронной плазме. Особо

следует подчеркнуть, что, в отличие от электронно-ионной, в такой плазме в случае косоугольного распространения волн под произвольным углом к внешнему магнитному полю B_0 одна ветвь является чисто поперечной электромагнитной ветвью колебаний (t -волны). Спектр этих волн в низкочастотной области (см. раздел 3), а, значит, и в радиодиапазоне, оказывается близким к «вакуумному» ($\omega \sim kc$). t -волны линейно поляризованы. Вообще линейная поляризация оказывается характерным свойством волн в электронно-позитронной плазме.

Важность указанных свойств t -волн становится ясной в связи с тем, что попытки построения теории радиоизлучения пульсаров часто основываются на теории электронно-позитронной плазмы [1, 13]. Существование электромагнитных волн в плазме со спектром, простирающимся до сколь угодно малых частот, является доводом в пользу мазерных механизмов излучения. В рамках подобных моделей радиоизлучения поперечные электромагнитные волны могут излучаться пульсарной плазмой и достигать наблюдателя в виде радиоволн.

Подобный подход встречал затруднения (см., например, [15]): спектр (3.5) не был известен, и приходилось изобретать сложные механизмы трансформации колебаний различного вида в вакуумные электромагнитные волны. Наличие косых волн с показателем преломления, близким к единице, может снять вопрос об источнике радиоволн. Разумно полагать, что в турбулентной электронно-позитронной плазме устанавливается некоторое стационарное распределение t -волн. Поскольку показатель преломления этих волн близок к единице и практически не зависит от частоты, t -волны непосредственно выходят из плазмы в виде радиоволн, так что все спектральные и поляризационные характеристики радиоизлучения определяются соответствующими характеристиками t -волн в плазме (практически должны совпадать с ними).

Описанный подход критиковался из-за отсутствия объяснения линейной поляризации радиоимпульсов [15]. Полученные выше результаты позволяют дать качественное объяснение наблюдательных поляризационных характеристик радиоизлучения.

Как было указано выше (см. раздел 2), при распространении вдоль магнитного поля t -волна имеет произвольную поляризацию (линейную). Ввиду того, что все направления вектора поляризации равновероятны, наблюдатель, регистрирующий поток таких волн (т. е. статистический ансамбль), будет воспринимать его как неполяризованное излучение.

Если регистрируется поток t -волн, распространяющихся под углом $\theta \gtrsim \gamma^{1/2} (\omega_p/\omega_B)$ к магнитному полю, то излучение будет иметь 100% линейную поляризацию.

В магнитосфере пульсара кривизна силовых линий магнитного поля неодинакова [14]. Излучающую область можно разделить на две подобла-

сти. В первой области, «центральной», радиус кривизны силовых линий практически бесконечен. Поэтому волны, первоначально возбужденные и распространяющиеся вдоль магнитного поля, всегда будут распространяться под нулевым углом. Излучение из этой области будет, согласно вышеприведенным рассуждениям, неполяризованным.

«Периферийная» область характеризуется конечным радиусом кривизны магнитных силовых линий $R_0 \approx 10^8$ см. Если волна распространялась вдоль магнитного поля, то со временем она приобретет поперечную составляющую волнового вектора и, следовательно, ненулевой угол распространения. Вследствие этого излучение из «периферийной» области должно быть практически полностью поляризованным.

Наблюдаемая картина сильно зависит от геометрии излучающей области. Если излучения от обеих подобластей регистрируются совместно, то будет наблюдаться промежуточная по величине степень поляризации P : $0 < P < 100\%$. При этом, очевидно, ее величина определяется отношением интенсивностей $I_{\text{центр}}/I_{\text{пер}}$: $P = (1 + I_{\text{центр}}/I_{\text{пер}})^{-1}$, а зависимость P от частоты, вероятно, может быть объяснена различными законами спада $I_{\text{центр}}$ и $I_{\text{пер}}$ с частотой.

Если излучения от обеих областей регистрируются отдельно, то, в той или иной последовательности, будут наблюдаться полностью поляризованное и неполяризованное излучения.

Последний случай, по-видимому, имеет место в спектре пульсара NP 0532 в диапазоне, примерно, $300 \text{ МГц} \div 600 \text{ МГц}$: главный импульс неполяризован, а предимпульс почти полностью линейно поляризован. Заметим, что асимметрия (отсутствие «послеимпульса»), возможно, объясняется асимметрией излучающей области из-за закручивания силовых линий вследствие быстрого вращения пульсара [1]. В отношении пульсара NP 0532 считается, что его ось вращения ортогональна (или почти ортогональна) магнитной оси. Наш луч зрения лежит, по-видимому, очень близко к экваториальной плоскости вращения пульсара. Очевидно, магнитные силовые линии, находящиеся в непосредственной близости к экваториальной плоскости, закручиваются почти параллельно ей. Это означает, что направление проекции магнитного поля на картинную плоскость не меняется при пересечении лучом зрения излучающей области. Вследствие этого мы видим «центральную» и «периферийную» области лишь по одному разу.

Вектор электрического поля радиоволны, приходящей из «периферийной» области, ортогонален плоскости, построенной на проекции магнитного поля и на луче зрения. Поэтому позиционный угол меняется мало, что и наблюдается в действительности [16].

OBLIQUE WAVES PROPAGATION IN THE RELATIVISTIC
ELECTRON-POSITRON PLASMA

M. E. GEDALIN, G. Z. MACHABELI

Relativistic magnetized electron-positron plasma is considered. The correspondent dispersion relations are derived for the case of onedimensional distribution function and ultrastrong external magnetic field. It's shown that all waves involved have linear polarization. There exist a branch of purely electromagnetic waves which are very like those ones in a vacuum. A possible explanation for linear polarization of pulsar radiation is given.

ЛИТЕРАТУРА

1. P. A. Sturrock, *Ap. J.*, 164, 529, 1971.
2. Д. Г. Ломинадзе, А. Б. Михайловский, *ЖЭТФ*, 76, 959, 1979.
3. Д. Г. Ломинадзе, Г. З. Мачабели, А. Б. Михайловский, *Физика плазмы*, 5, 1337, 1979.
4. K. Kawamura, I. Suzuki, *Ap. J.*, 217, 832, 1977.
5. В. Н. Цытович, С. А. Каплан, *Астрофизика*, 8, 441, 1972.
6. S. Hinata, *Ap. J.*, 206, 282, 1976.
7. R. Buschauer, G. Benford, *M. N. RAS*, 179, 99, 1977.
8. P. E. Hardee, W. K. Rose, *Ap. J.*, 217, 274, 1977.
9. P. E. Hardee, P. J. Morrison, *Ap. J.*, 227, 252, 1979.
10. А. Б. Михайловский, *Физика плазмы*, 6, 613, 1980.
11. А. Б. Михайловский, *Теория плазменных неустойчивостей*, т. 1, Атомиздат, М., 1975, стр. 223.
12. Р. М. Авакян, Г. П. Алоджанц, Г. С. Саакян, Д. М. Седракян, *Астрофизика*, 12 339, 1976.
13. M. A. Ruderman, P. G. Sutherland, *Ap. J.*, 196, 51, 1975.
14. Г. З. Мачабели, В. В. Усов, *Письма АЖ*, 5, 445, 1979.
15. Ф. Г. Смит, *Пульсары*, Мир, М., 1979.
16. Р. Манчестер, Дж. Тейлор, *Пульсары*, Мир, М., 1980.

УДК 524.354.4

ЭНЕРГИИ ИЗЛУЧАЮЩИХ ЭЛЕКТРОНОВ И УГЛЫ
МЕЖДУ ОСЬЮ ВРАЩЕНИЯ И МАГНИТНЫМ ДИПОЛЕМ
В ПУЛЬСАРАХ

И. Ф. МАЛОВ

Поступила 26 марта 1982

Принята к печати 6 ноября 1982

В рамках модели полярной шапки при спадающем к краям электрическом поле в зоне ускорения вычислены профили импульсов и проведено их сравнение с наблюдениями для 17 пульсаров. Получены оценки энергии излучающих электронов и уровней генерации излучения. С использованием поляризационных данных определены углы наклона (θ) магнитного поля к оси вращения нейтронной звезды. Оказалось, что у пульсаров с интеримпульсами $\theta \lesssim 10^\circ$ или $\theta \gtrsim 80^\circ$. Это позволяет в рамках использованной модели судить о наличии интеримпульса у пульсара по измерениям среднего профиля и позиционного угла.

1. *Введение.* В рамках модели полярной шапки, предполагая, что излучение на каждом уровне генерируется в узкой полосе частот, можно оценить энергию излучающих электронов и угловое расстояние луча зрения относительно центра конуса излучения [1]. Кроме того, использование данных о ходе позиционного угла линейной поляризации вдоль среднего профиля дает возможность вычислить угол наклона магнитного диполя к оси вращения пульсара [2]. Однако, как показано в [1], модель типа модели Рудермана—Сазерленда [3] с однородным электрическим полем в зазоре дает очень крутые внешние фронты у профилей. В настоящей работе используется распределение ускоряющего электрического потенциала, полученное в [4]. При этом вычисленные профили импульсов оказываются значительно ближе к наблюдаемым, чем профили, приведенные в [1]. Сравнение расчетов с данными наблюдений позволило оценить энергии электронов и уровни генерации излучения, а также углы между осью вращения и магнитным полем на данном уровне для 17 пульсаров.

2. *Профили импульсов.* В работе [1] при вычислениях профилей электрическое поле в области ускорения считалось не зависящим от угла. Фоли и др. [4] исследовали стационарное ускорение зарядов вблизи поверхности нейтронной звезды и получили самосогласованное решение для

ускоряющего потенциала Φ в модели полярной шапки для соосного ротора. Оказалось, что существует сильная зависимость $\Phi(\theta)$:

$$\Phi(\theta) = \frac{8\pi}{P} \sqrt{\frac{m_e R_s^3 B_s}{e}} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{I_n(x_n \theta/\theta_c)}{x_n^2 I_1(x_n)} \quad (1)$$

или асимптотического лоренц-фактора электронов

$$\gamma(\theta) = \frac{e\Phi(\theta)}{mc^2} = \frac{8\pi}{Pc^2} \sqrt{\frac{e R_s^3 B_s}{m_e}} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{I_0(x_n \theta/\theta_c)}{x_n^2 I_1(x_n)} \quad (2)$$

В (1), (2) I_0 и I_1 — функции Бесселя первого рода, x_n — n -ый нуль функции $I_0(x)$, $\theta_c = \sqrt{2\pi r/cP}$ — угловой радиус конуса открытых силовых линий. На рис. 1 сплошной кривой представлена функция $f\left(\frac{\theta}{\theta_c}\right) = \sum_{n=1}^{\infty} \frac{I_0(x_n \theta/\theta_c)}{x_n^2 I_1(x_n)}$. При вычислениях профилей в настоящей работе использовалась аппроксимация:

$$f(x) = 0.268 - 0.253x^2 + 0.285x^4 - 0.300x^6, \quad (3)$$

которая, как видно из рис. 1, очень хорошо описывает вычисленное в [4] распределение на интервале $0 \leq x \leq 1$.

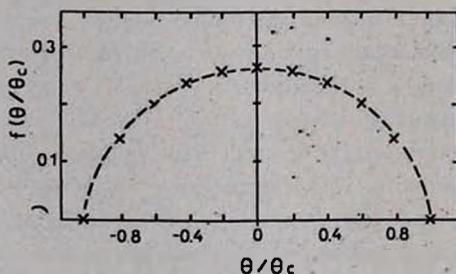


Рис. 1. Профиль электрического потенциала в заворе [4]. Крестиками показаны значения аппроксимирующего полинома (3).

Таким образом, профили импульсов рассчитывались по формуле [1]:

$$I(v, \theta) \propto \int_{-\theta_{\max}}^{\theta_{\max}} \frac{\gamma^2 \theta'}{r} \left\{ \frac{\xi^2 K_{2/3}^2(\xi) + \frac{\gamma^2 (\theta - \theta')^2}{1 + \gamma^2 (\theta - \theta')^2} \xi^2 K_{1/3}^2(\xi)}{1 + \gamma^2 (\theta - \theta')^2} \right\} d\theta', \quad (4)$$

где

$$\xi = \frac{\omega r}{3c\gamma^3} (1 + \gamma^2 \theta^2)^{3/2},$$

ρ — радиус кривизны силовой линии $\theta_{\max} = (3/2)\theta_c$, а γ , в отличие от принятого в [1] $\gamma = \text{const}$ теперь является функцией угла и определяется выражениями (2) и (3). На рис. 2 для сравнения приведены профили, вычисленные при $\gamma = \text{const}$ и $\gamma = \gamma_0 f(\theta/\theta_c)$ и при равных значениях других параметров. Из этого рисунка видно, что профиль $\gamma = \gamma_0 f(\theta/\theta_c)$ качественно значительно лучше описывает реально наблюдаемые профили пульсаров.

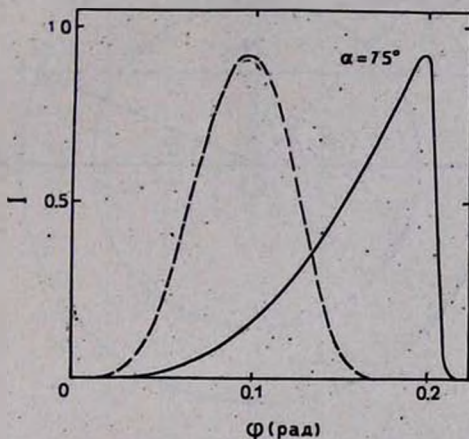


Рис. 2. Профили импульсов, вычисленные при $\gamma = 500 = \text{const}$ (сплошная кривая) и при $\gamma = 1900 f(\theta/\theta_c)$ (пунктир) для $\nu = 410$ МГц и $P = 3.745$.

При вычислениях профилей учитывалась геометрия прохождения луча зрения через конус излучения (рис. 3). Из выражения (4) следует, что вычисленный профиль будет симметричным, поэтому численный счет проводился только для положительных θ от $\theta_c \sin \alpha$ до θ_c . В наблюдаемом профиле угол θ соответствует углу $\varphi \approx 3/2 \sqrt{\theta^2 - \theta_c^2 \sin^2 \alpha}$.

3. *Результаты.* Проведенные расчеты позволяют сделать следующие выводы.

а) В модели, использованной в настоящей работе, максимум интенсивности оказывается значительно ближе к центру профиля, чем в профилях работы [1]. Этот результат если и не устраняет полностью, то значительно снижает трудность модели полого конуса, связанную с предсказывавшимся ранее недопустимо малым числом однокомпонентных профилей по отношению к числу двухкомпонентных профилей [5].

б) Как показали расчеты, при увеличении γ_0 максимум интенсивности удаляется от центра профиля (для неизменных значений других параметров). При увеличении α максимум приближается к центру импульса и

для некоторого значения α_0 профиль становится однокомпонентным при всех $\alpha > \alpha_0$. Такое поведение вычисленных профилей позволяет вписыванием их в наблюдаемые профили с помощью метода наименьших квадратов подобрать значения γ_0 и α , которые соответствуют наилучшему согласию данных расчетов и наблюдений.

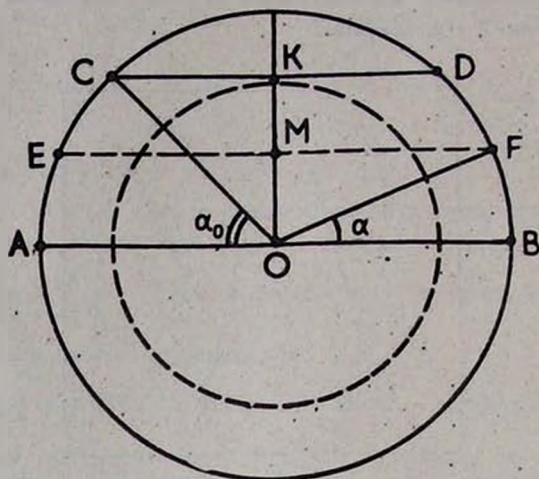


Рис. 3. Положение луча зрения относительно центра конуса излучения. Пунктир—геометрическое место максимумов интенсивности.

Как уже отмечалось, вычисленные профили симметричны относительно центра импульса. Наблюдаемые двухкомпонентные профили, как правило, не являются симметричными. Возможные причины такого поведения обсуждались в работе [1]. Здесь мы подгоняем значения параметров на основе сравнения данных вычислений со структурой компонента с большей интенсивностью.

На рис. 4 приведены примеры вычисленных профилей в сравнении с данными наблюдений. Полученные в результате проведенного сравнения значения γ_0 и α указаны в табл. 1. Как следует из этой таблицы, энергия излучающих электронов не зависит от величины периода.

Используя данные о ширинах наблюдаемых профилей φ_0 , можно оценить ширину конуса излучения $\theta_c \approx (2/3) \varphi_0 / \cos \alpha$ и уровень генерации излучения $r = (cP/2\pi) \theta_c^2$. В табл. 1 и на рис. 5 приведены определенные таким способом значения r/R_L , где $R_L = cP/2\pi$ — радиус светового цилиндра. При уменьшении периода r/R_L увеличивается, и для пульсаров с $P < 0.5$ с $r/R_L \gtrsim 0.1$, т. е. в этих пульсарах должны быть заметными релятивистские эффекты, что на основе других соображений уже отмечалось в работе [6].

Таблица 1

PSR	P (с)	ν (МГц)	θ_c (рад)	α (рад)	r/R_L	$\xi^\circ - \beta^\circ$	β°	γ_0°
0525+21	3.745	410	0.128	0.1	0.016	0.8	34	1870
0531+21*	0.033	1664	0.289	1.35	0.084	-16.0	85	10300
0628-28	1.244	649	0.299	0.5	0.089	-8.2	32	1610
0740-28	0.167	631	0.232	0.8	0.059	-9.5	31	1200
0823+26*	0.531	421	0.099	0.6	0.010	3.1	85	750
0950+08*	0.253	410	0.271	0.6	0.073	-6.8	13	790
1055-52*	0.197	631	0.333	0.3	0.111	5.6	10	1270
1133+16	1.188	410	0.058	0.3	0.010	1.7	22	970
1154-62	0.401	631	0.184	0.7	0.034	-6.8	16	2490
1240-64	0.388	631	0.195	0.6	0.038	6.3	31	1030
1449-64	0.179	631	0.195	0.6	0.038	6.3	23	780
1556-44	0.257	631	0.170	0.6	0.029	-5.5	33	970
1747-46	0.742	631	0.138	0.5	0.019	-3.5	~90	1210
1818-04	0.598	631	0.105	0.7	0.011	3.9	47	1510
1822-09*	0.769	631	0.096	0.6	0.009	3.1	7	1300
1929+10*	0.226	1665	0.215	0.5	0.047	-5.2	8	580
2021+51	0.529	392	0.155	0.3	0.024	2.6	9	950

* Значение энергии электронов в центре импульса $\gamma_{\max} = 0.268 \gamma_0$.

Если луч зрения и магнитный диполь составляют с осью вращения углы ξ и β , соответственно, то, как следует из рис. 3, $MO = \xi - \beta$. Тогда, учитывая малость углов $\xi - \beta$ и θ_c , получим

$$\xi - \beta = \theta_c \sin \alpha. \quad (5)$$

Второе соотношение между β и ξ может быть найдено из данных о ходе позиционного угла линейной поляризации вдоль среднего профиля [7]:

$$\operatorname{tg} \psi = \frac{\sin \beta \sin \varphi}{\sin \xi \cos \beta - \cos \xi \sin \beta \cos \varphi}, \quad (6)$$

где ψ — позиционный угол, соответствующий в профиле углу φ .

При вычислениях угла наклона магнитного диполя к оси вращения (β) были использованы поляризационные данные, полученные на частотах 410, 630 и 1665 МГц [8—10]. Соответствующие значения β приведены в табл. 1. На рис. 6 даны примеры хода позиционного угла ψ по среднему профилю для вычисленных значений параметров. Оказалось, что β принимает значения почти во всем диапазоне от 0 до 90° и не зависит от периода. Следовательно, если величина периода связана с возрастом пуль-

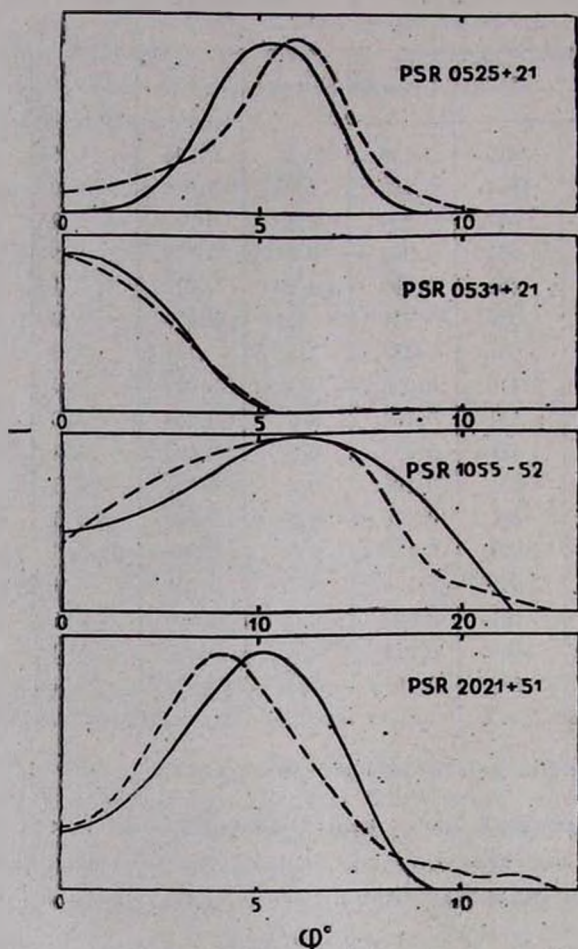


Рис. 4. Вычисленные профили импульсов (сплошные кривые) в сравнении с данными наблюдений (пунктир).

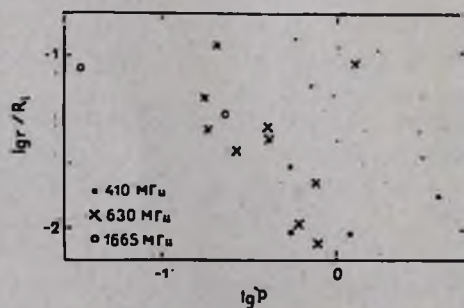


Рис. 5. Наблюдаемая зависимость относительного уровня генерации излучения от периода.

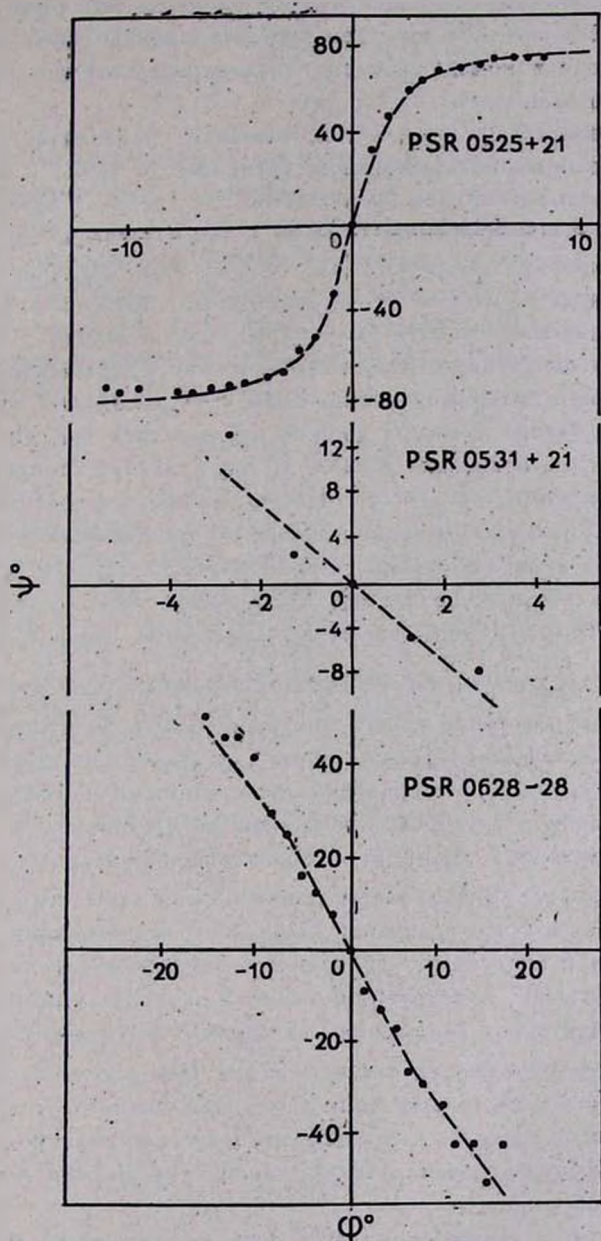


Рис. 6. Вычисленный (пунктир) и наблюдаемый (точки) ход позиционного угла вдоль среднего профиля.

сара, то заметного выравнивания осей в процессе эволюции пульсара не происходит. Если же пульсары рождаются с произвольным периодом, то и магнитное поле в момент рождения пульсара составляет произвольный угол с его осью вращения.

Особый интерес представляет применение предложенной методики к пульсарам, имеющим интеримпульсы (отмечены в табл. 1 звездочками). Оказалось, что интеримпульс наблюдается как в случае перпендикулярности оси диполя и оси вращения ($\beta > 80^\circ$), так и тогда, когда направления этих осей близки друг к другу ($\beta \lesssim 10^\circ$). В первом случае наблюдатель видит оба полюса, во втором — два положения конуса излучения из одного полюса. Такая возможность уже обсуждалась в работе [11].

Исходя из полученных результатов, можно предложить метод выявления пульсаров с интеримпульсами. Если угол β мал или, наоборот, близок к 90° , то у такого пульсара должно наблюдаться два импульса за период. Из объектов, вошедших в табл. 1, три пульсара удовлетворяют указанным требованиям: у PSR 1747—46 $\beta > 80^\circ$, а у PSR 1154—62 и 2021+51 $\beta \sim 10^\circ$. Было бы крайне интересно провести поиск интеримпульсов у этих пульсаров. (В случае PSR 1154—62 $\theta < \beta$, и поэтому интеримпульса, по-видимому, не будет). Обнаружение интеримпульсов послужило бы хорошим подтверждением рассмотренных здесь представлений.

4. Выводы. В заключение перечислим основные результаты работы.

1) В модели полярной шапки при зависимости электрического потенциала от угла, описываемой выражением (3), вычислены профили импульсов для ряда пульсаров. Из сравнения их с данными наблюдений оценены энергии излучающих электронов и уровни генерации излучения. Последние ближе к световому цилиндру у короткопериодических пульсаров.

2) С учетом поляризационных данных вычислены углы наклона (β) магнитного диполя к оси вращения. Оказалось, что величина β не зависит от периода. Из 6 пульсаров, обладающих интеримпульсами, два имеют угол β , близкий к 90° , для других четырех β мало. На этом результате может быть основан метод выявления пульсаров с интеримпульсами.

3) Для более уверенных статистических выводов необходимо получение средних профилей и измерение хода позиционного угла у возможно большего числа пульсаров, что позволит более определенно судить как о природе интеримпульсного излучения, так и о применимости к пульсарам модели полярной шапки.

Автор считает своим приятным долгом выразить благодарность Ю. В. Володину за помощь в расчетах профилей, а также З. А. Марченко и Н. В. Чурилиной за помощь при оформлении работы.

Физический институт
им. П. Н. Лебедева АН СССР

ENERGIES OF ELECTRONS AND ANGLES BETWEEN
MAGNETIC FIELD AND ROTATION AXIS IN PULSARS

I. F. MALOV.

A number of profiles was calculated on the basis of the polar cap model with electric field decreasing to the cap boundaries. The comparison of these profiles and the observable ones was made for 17 pulsars. Electron energies and levels of generation of radio emission were estimated. On the basis of polarization data the values of the angle β between magnetic field and rotation axis were obtained. The pulsars with the interpulse have $\beta \leq 10^\circ$ or $\geq 80^\circ$. This result allows to forecast pulsars with an interpulse.

ЛИТЕРАТУРА

1. И. Ф. Малов, *Астрофизика*, 16, 751, 1980.
2. И. Ф. Малов, *Астрон. цирку.* № 1110, 1980.
3. M. A. Ruderman, P. G. Sutherland, *Ap. J.*, 196, 51, 1975.
4. W. M. Fawley, J. Arons, E. T. Scharlemann, *Ap. J.*, 217, 227, 1977.
5. В. А. Извекова, И. Ф. Малов, В. М. Малофеев, *Письма АЖ*, 3, 442, 1977.
6. И. Ф. Малов, С. А. Сулейманова, *Астрофизика*, 18, 107, 1982.
7. Р. Манчестер, Дж. Тейлор, *Пульсары*, Мир, М., 1980.
8. R. N. Manchester, *Ap. J.*, Suppl. ser., 23, 283, 1971.
9. R. N. Manchester, *Ap. J.*, 167, L 101, 1971.
10. P. M. McCulloch, P. A. Hamilton, R. N. Manchester, J. G. Ables, *M. N. RAS*, 183, 645, 1978.
11. T. H. Hankins, J. M. Cordes, *Ap. J.*, 249, 241, 1981.

УДК 524.7—82—355

КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ

О ДВУХЪЯДЕРНЫХ ГАЛАКТИКАХ МАРКАРЯН 739 И 789

Недавно появилась работа Шудера и Остерброка [1], в которой авторы на основе спектрофотометрии ряда объектов с сильными эмиссионными линиями вводят спектральные критерии, позволяющие отличить сейфертовские галактики второго типа от галактик с узкими эмиссионными линиями. В указанной работе Маркарян 739 и 789 классифицированы как не сейфертовские галактики.

Галактика Маркарян 739 впервые отмечена как сейфертовская в работе Денисюка, Липоведкого [2]; там же о галактике Маркарян 789 сказано, что она «может обладать сейфертовскими особенностями» и «линия H_{α} , возможно, имеет слабые крылья». Оба эти объекта являются двухъядерными галактиками [3], а описание спектров компонентов ядер и их лучевые скорости приведены в работе [4]. В [4] указано, что у Маркарян 739 одно из ядер обладает признаками, характерными для классических Sy 1, а спектр другого ядра напоминает спектр типичной N II области. Спектр Маркарян 789 довольно сложный с той точки зрения, что как водородные, так и запрещенные линии юго-западного ядра «а» имеют эмиссионные компоненты, смещенные как в длинноволновую сторону от основных линий на величину, соответствующую доплеровской скорости около 300 км/с, так и в направлении, перпендикулярном дисперсии, на запад от ядра. Эти компоненты довольно яркие у линий H_{α} , [N II] и хорошо видны на картине изоденс этой части спектрограммы на рис. 1. На рисунке основные линии «а» ядра отмечены цифрой 1, компоненты — 2. Как отмечалось в [4], полуширины эмиссионных линий этого объекта превосходят инструментальный контур.

В настоящей заметке мы приводим данные изоденситометрии прямых изображений галактик Маркарян 739 и 789 и результаты спектрофотометрии их ядер.

На рис. 2а, б даны картины изоденс Маркарян 739 и 789, построенные на основе прямых снимков, полученных на 2.6-м телескопе Бюраканской обсерватории в фотографических лучах. Обработка снимков указан-

ных галактик произведена на автоматическом микроденситометре АМД-1 САО АН СССР. Изоденсы, построенные с постоянным шагом плотности 0.10, записаны тремя градациями плотности. Плотность фона на обеих картинах соответствует 0.20.

На рис. 2а видно, что восточное «а» ядро Маркарян 739 ярче и конденсированнее западного «б» ядра. Изоденсы вне ядер галактики несимметричны, хорошо заметен выступ в направлении северо-востока. В том же направлении, вне галактики, наблюдается образование типа сверхассоциации. У Маркарян 789 (рис. 2б) юго-западное «а» ядро намного превосходит по яркости «б» ядро галактики, гало галактики довольно симметричное, но заметны выступы на юге и северо-востоке. Рядом с галактикой проектируется звезда галактического фона.

Таблица 1

ЭКВИВАЛЕНТНЫЕ ШИРИНЫ И ОТНОСИТЕЛЬНЫЕ
ИНТЕНСИВНОСТИ ЭМИССИОННЫХ ЛИНИЙ В СПЕКТРАХ
ЯДЕР МАРКАРЯН 739

Линия	«а» ядро*		«б» ядро	
	$W_{\lambda}(A)$	$I_{\lambda}/I_{H\beta}$	$W_{\lambda}(A)$	$I_{\lambda}/I_{H\beta}$
[S II] λ 6731	1.0	0.01	—	—
[S II] λ 6717	1.5	0.02	—	—
[N II] λ 6583	{ 310	{ 4.0	2.5	5.0
H α			50	9.3
[N II] λ 6548			8	1.7
[O I] λ 6300	6.0	0.05	—	—
He I λ 5876	8.0	0.18	—	—
Fe II λ 5018+45	3.2	0.07	—	—
[O III] λ 5007	1.3	0.25	5.1	1.7
[O III] λ 4959	4.3	0.09	1.6	0.6
Fe II λ 4923	4.7	0.13	—	—
H β	45	1.00	2.7	1.0
He II λ 4686	4.7	0.16	—	—
Fe II λ 4570	6.2	0.14	—	—
Fe II $\lambda\lambda$ 4508-22	4.2	0.08	—	—
H γ	20	0.4	—	—
H δ	17	0.3	—	—
H α + [Ne III]	10	0.2	—	—
H β + He I	7	0.06	—	—

* Линии Fe II $\lambda\lambda$ 5190, 5320 попадают в область падения чувствительности ЭОП и поэтому не измерены.

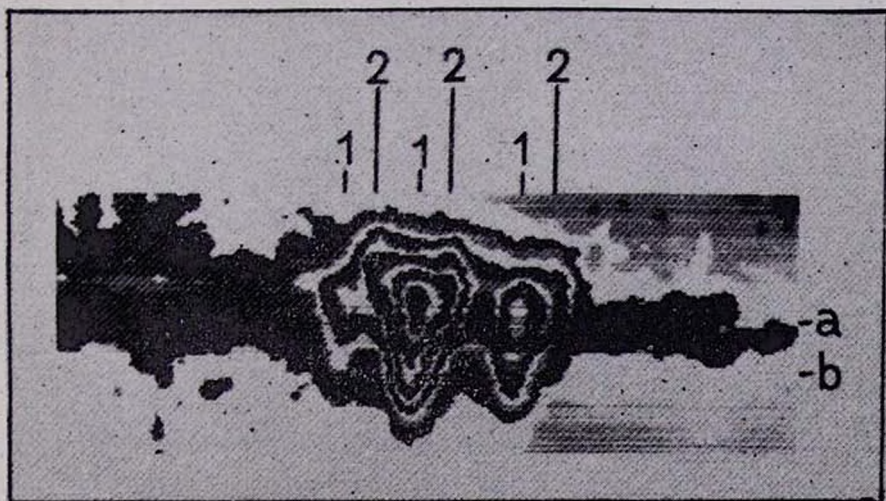


Рис. 1. Картина изоденс спектра ядер Мессье 89 в области H_α в большом масштабе. Основные линии «а» ядра отмечены цифрой 1, компоненты — 2.

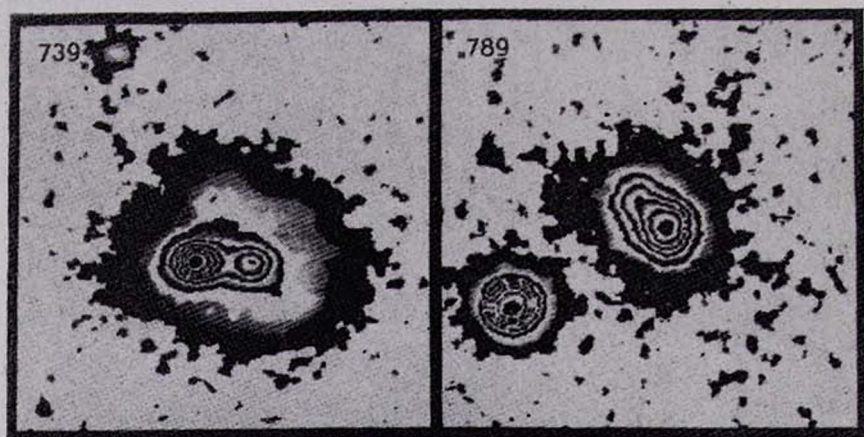


Рис. 2. Картина изоденс: а) галактики Маркарян 739. б) галактики Маркарян 789.
На обеих картинах масштаб $\sim 0,6''/\text{мм}$.

К ст. А. Р. Петросяна и др.

Таблица 2

ЭКВИВАЛЕНТНЫЕ ШИРИНЫ И ОТНОСИТЕЛЬНЫЕ
ИНТЕНСИВНОСТИ ЭМИССИОННЫХ ЛИНИЙ В СПЕКТРАХ
ЯДЕР МАРКАРЯН 789

Линия	«а» ядро*		«б» ядро	
	$W_{\lambda}(A)$	$I_{\lambda}/I_{H\beta}$	$W_{\lambda}(A)$	$I_{\lambda}/I_{H\beta}$
[S III] λ 6731	{ 24	{ 3.0	6.0	0.90
[S II] λ 6717			7.1	1.00
[N II] λ 6583	38	4.2	20	4.2
H ₂	{ 89	7.9	{ 55	8.2
[N II] λ 6548				
(D ₁ +D ₂) Na I	1.0	—	3.8	—
He I λ 5876	3.0	0.12	2.0	0.11
[O III] λ 5007	18	1.00	7.5	0.78
[O III] λ 4959	7.0	0.40	3.3	0.26
H ₃	17	1.00	9.0	1.00
H ₇	9.0	0.61	3.4	0.34
H ₆	2.3	0.29	0.5	0.11
[O III] λ 3727	101	2.7	46	2.0

* Данные, приведенные для «а» ядра и компонента.

** Принято, что $I(6548) = 1/3 I(6583)$.

В табл. 1 и 2 приведены эквивалентные ширины и отнесенные к H₃ интенсивности эмиссионных линий, отождествленных в спектрах ядер Маркарян 739 и 789.

В табл. 1 приведены также эквивалентные ширины и относительные интенсивности нескольких линий и бленд Fe II, отождествленных в спектре «а» ядра Маркарян 739 (см. рис. 3).

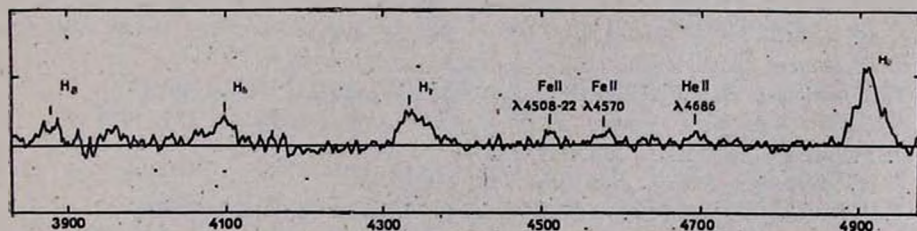


Рис. 3. Нормированный к единице участок спектра «а» ядра галактики Маркарян 739.

Присутствие широких эмиссионных линий Fe II в спектре «а» ядра Маркарян 739 и относительные интенсивности остальных линий подтверж-

дают мнение о том, что она является классическим объектом типа Sy 1 [5]. Тот факт, что Шудером и Остерброком [1] в спектре Маркарян 739 линии Fe II не обнаружены, а полуширины эмиссионных линий порядка 200 км/с (по нашим наблюдениям у «а» ядра этой галактики полуширина водородных линий порядка 2000 км/с [4]) указывает на то, что их данные, по всей вероятности, относятся к «b» ядру Маркарян 739 (красное смещение Маркарян 739, приведенное в [1], хорошо совпадает с красным смещением «b» ядра этой галактики по нашим измерениям [4]).

Что касается объекта Маркарян 789, то по относительной интенсивности характерных эмиссионных линий, по низкой степени ионизации (см. табл. 2) и сравнительно малой ширине эмиссионных линий ядер [4] она не представляется классической галактикой типа Sy 2, а больше похожа на линеры [6]. Отметим, что такие же характеристики имеет и Маркарян 673 [7].

Авторы выражают благодарность сотрудникам ВЦ САО АН СССР за помощь при построении изоденс галактик.

On the Double-Nuclei Galaxies Markarian 739 and 789. The results of isodensitometry of direct photographs of double-nuclei galaxies Markarian 739 and 789 and spectrophotometry of their nuclei are presented. It is confirmed that "a" nucleus of Markarian 739 is a classical Sy 1 type object. Markarian 789 according to its spectral characteristics reminds of liners.

12 апреля 1982

Бюраканская астрофизическая
обсерватория
Ереванский государственный
университет

А. Р. ПЕТРОСЯН
К. А. СААКЯН
Э. Е. ХАЧИКЯН

ЛИТЕРАТУРА

1. J. M. Shuder, D. E. Osterbrock, Ap. J., 250, 55, 1981.
2. Э. К. Денисюк, В. А. Липовецкий, Письма АЖ, 3, 7, 1977.
3. А. Р. Петросян, К. А. Саакян, Э. Е. Хачикян, Астрофизика, 14, 69, 1978.
4. А. Р. Петросян, К. А. Саакян, Э. Е. Хачикян, Астрофизика, 15, 373, 1979.
5. D. E. Osterbrock, Ap. J., 215, 733, 1977.
6. T. M. Heckman, Astron. Astrophys., 87, 152, 1980.
7. А. Р. Петросян, К. А. Саакян, Э. Е. Хачикян, Письма АЖ, 8, 270, 1982.

УДК 52—64

ВЫСОКОТОЧНАЯ АППРОКСИМАЦИЯ ФУНКЦИИ АМБАРЦУМЯНА

Функция Амбарцумяна $\varphi(\mu)$, т. е. решение уравнения

$$\varphi(\mu) = 1 + \frac{\lambda}{2} \mu \varphi(\mu) \int_0^1 \frac{\varphi(\mu') d\mu'}{\mu + \mu'}, \quad (1)$$

играет фундаментальную роль в задачах об изотропном рассеянии излучения (см., например, [1—4]). Подробное исследование ее свойств проведено в [2, 4]. Она неоднократно табулировалась (см., например, [2, 5]). Однако в различных задачах вычислительного характера, реализуемых на ЭВМ, иногда бывает удобным не отводить значительного места под таблицы $\varphi(\mu)$, а пользоваться приближенными формулами, позволяющими быстро вычислить эту функцию с достаточной точностью. Формулы такого рода приводятся, например, в [6]. Однако обеспечиваемая ими точность при консервативном рассеянии ($\lambda = 1$) не превосходит нескольких единиц четвертой цифры после запятой. В настоящей заметке предлагается для случая консервативного рассеяния следующая аппроксимация функции Амбарцумяна (подобные аппроксимации обычно используются для расчета значений функций в стандартных программах современного математического обеспечения ЭВМ):

$$\varphi(\mu) \approx \varphi_N(\mu) = \sum_{j=0}^N A_j T_j^*(\beta), \quad \mu \in [0, 1], \quad (2)$$

где $\beta = b\mu \ln \mu + \mu$, а $T_j^*(\beta) = T_j(2\beta - 1) = \cos(j \arccos(2\beta - 1))$ — сдвинутый полином Чебышева j -ого порядка. Коэффициенты A_j разложения $\varphi(\mu)$ по полиномам $T_j^*(\beta)$ определяются формулами:

$$A_j = \frac{2}{N} \sum_{k=0}^N \varphi(\mu_k) \cos\left(\frac{kj\pi}{N}\right), \quad j=0, 1, \dots, N, \quad (3)$$

где μ_k — корни уравнения $\beta_k - b\mu_k \ln \mu_k - \mu_k = 0$, в котором $\beta_k = 1/2(1 + \cos(\pi k/N))$. Два штриха у знака суммы означает, что при суммировании первое и последнее слагаемые домножаются на $1/2$. Величина параметра b выбиралась таким образом, чтобы обеспечивалось минимальное значение максимума модуля относительной погрешности $r(\mu) = (\varphi(\mu) - \varphi_N(\mu))/\varphi(\mu)$ представления (2). Значения $\varphi(\mu_k)$, необходимые для вычисления коэффициентов A_j по (3), находились

с помощью интерполяции по предварительно детально табулированной (с девятью значащими цифрами) функции $\varphi(\mu)$. Табулирование $\varphi(\mu)$ проводилось путем итеративного решения нелинейного интегрального уравнения (1) по алгоритму, используемому в [7]. Значения коэффициентов A_j и параметра b при $N=7$ даны в табл. 1. При

Таблица 1
КОЭФФИЦИЕНТЫ A_j И
ПАРАМЕТР b ПРИ $N=7$

j	A_j
0	1825956+1
1	9382737+0
2	1253050-0
3	1511753-1
4	2547468-2
5	4908992-3
6	9633836-4
7	2312970-4
b	-4583602-0

(запись -5000000-3 следует понимать как $-0.5 \cdot 10^{-3}$)

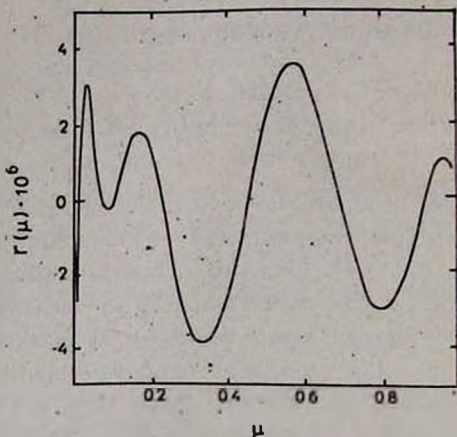


Рис. 1. Относительная погрешность представления (2) в зависимости от μ при $N=7$.

$N=5, 6$, и 7 $\max |r(\mu)|$ не превосходит $5 \cdot 10^{-5}$, $3 \cdot 10^{-5}$ и $4 \cdot 10^{-6}$ соответственно. Поведение $r(\mu)$ в зависимости от μ изображено на рис. 1. Суммирование в (2) удобно выполнять, используя известный метод Кленшоу (см. например, [8], стр. 123). Отметим, что при точности, обеспечиваемой (2) с $N=7$, дробно-рациональное приближение $\varphi(\mu)$ полиномами Чебышева по аргументу μ , по-видимому, не позволяет добиться существенного уменьшения времени счета по сравнению с (2).

Автор искренне признателен В. В. Иванову за полезные обсуждения.

A High Accuracy Approximation of Ambartsumian's Function.
The coefficients of high accuracy approximation of the Ambartsumian's function for the case of conservative scattering are given.

26 июля 1982

Ленинградский государственный
университет

А. Б. ШНЕЙВАЙС

ЛИТЕРАТУРА

1. В. А. Амбарцумян, Научные труды, т. 1, Ереван, 1960.
2. С. Чандрасекар, Перенос лучистой энергии, ИЛ, М., 1953.
3. В. В. Соболев, Перенос лучистой энергии в атмосферах звезд и планет, ГТТИ, М., 1956.
4. В. В. Иванов, Перенос излучения и спектры небесных тел, Наука, М., 1969.
5. D. W. N. Stibbs, R. E. Wier, M. N. RAS, 119, 512, 1959.
6. S. Karanjai, M. Sen, P.A.S. Japan, 22, 235, 1970.
7. В. М. Лоскутов, Труды АО АГУ, 29, 35, 1973.
8. D. G. Hummer, G. Rybicki, Methods in Computational Physics, 7, 53, 1967.

УДК 523.877

К УРАВНЕНИЮ СОСТОЯНИЯ ВЫРОЖДЕННОГО ЗВЕЗДНОГО ВЕЩЕСТВА

Уравнение состояния вырожденного сверхплотного вещества исследовалось в работах [1—3] и в ряде других. Для области плотностей ниже ядерной и выше порога формирования кварковой фазы имеется более или менее ясная картина. Однако в области адронной плазмы по известным причинам ситуация сложнее и пока не имеется адекватного представления. В [2, 3] для этой области были найдены не совсем удачные аппроксимации, приводящие к нефизической зависимости скорости звука от давления. В настоящем сообщении найдены аппроксимации, лишенные указанных недостатков. Уточнено также уравнение состояния для соседних областей плотности.

При исследовании равновесного состояния плазмы удобно исходить из следующих общих термодинамических соотношений для вырожденного вещества:

$$\frac{1}{n} = \frac{d\mu}{dP}, \quad \rho c^2 = \mu n - P, \quad \frac{c^2}{v^2} = \frac{d\rho c^2}{dP} = -\mu n^2 \frac{d^2\mu}{dP^2}. \quad (1)$$

Здесь P — давление, μ — химический потенциал нейтрона или электро-нейтральной комбинации частиц с барионным зарядом 1 в кварковой фазе плазмы; n — барионный заряд единицы объема, ρc^2 — плотность полной энергии, v — скорость звука.

В Ае-плазме (атомные ядра и вырожденный электронный газ) давление [1]:

$$P = \frac{m_e^4 c^5}{24\pi^2 \hbar^3} [x(2x^2 - 3)\sqrt{1+x^2} + 3 \ln(x + \sqrt{1+x^2})], \quad (2)$$

где $x = p_e/m_n c$, а p_e — граничный импульс электронов. Согласно (1) для нахождения уравнения состояния такой плазмы достаточно иметь зависимость химического потенциала нейтронов от параметра x . Соответствующие численные расчеты приведены в [4]. С достаточной точностью их можно аппроксимировать следующей формулой:

$$\frac{\mu - m_n c^2}{m_n c^2} = -18.34 + (0.451 - 4.4 \cdot 10^{-4} x - 3.2 \cdot 10^{-5} x^2) \sqrt{1+x^2} + 4.4 \cdot 10^{-4} \ln(x + \sqrt{1+x^2}), \quad (3)$$

где m_n — масса нейтрона. При достижении значения $x = 48.1$, где $P = P_1 = 6.409 \cdot 10^{29}$ эрг·см⁻³, $n = 3.46 \cdot 10^{33}$ см⁻³, $\rho = 5.78 \cdot 10^{11}$ г/см³, $\mu - m_n c^2 = -0.63$ МэВ ядра в плазме исчезают, образуется сплошное ядерное вещество с параметрами [4]

$$n_1 \approx 1.7 \cdot 10^{38} \text{ см}^{-3}, \quad \mu_1 - m_n c^2 \approx -0.63 \text{ МэВ} \quad (4)$$

$$v_1 = c \sqrt{\frac{K_1}{\mu_1 n_1}}, \quad \frac{K_1}{n_1} \approx 20 \text{ МэВ},$$

где K_1 — коэффициент сжимаемости ядерного вещества [5, 6]. Состояние ядерного вещества при давлениях $P \ll K_1$ сходно с состоянием несжимаемой жидкости. Рассчитанные здесь значения μ_1 и P_1 незначительно отличаются от приведенных в [4], что обусловлено учетом сжимаемости ядерного вещества. Напомним, что в ядерном веществе предполагается наличие пионного конденсата с орбитальным квантовым числом частиц $l=1$ и $n_\pi \approx 0.4 n_1$.

Теперь, прежде чем перейти к обсуждению вопроса уравнения состояния ядерного вещества, рассмотрим область выше 10^{40} см⁻³ (кварковая фаза плазмы), где ситуация сравнительно ясная. При достаточно больших плотностях, когда частицы в плазме становятся ультрарелятивистскими и вступает в силу свойство асимптотической свободы кварков, химический потенциал электронеutralной комбинации частиц (с барионным зарядом 1) равен $\mu \approx \lambda P^{1/4}$. Используя данные о концентрациях кварков и лептонов, рассчитанные в [3], было найдено $\lambda = 2.0634 \cdot 10^{-12} \text{ г}^{3/4} \text{ см}^{9/4} \text{ с}^{-3/2}$. Учитывая эту асимптотику, химический потенциал μ в кварковой плазме аппроксимируем формулой

$$\mu = \lambda \bar{P}^{1/4} \left(1 + \frac{A}{\bar{P}^\alpha} \right), \quad \bar{P} = B + P, \quad (5)$$

где B — постоянная простой модели «адронного мешка», A и α — подгочные параметры. Введение в (5) постоянной $B = 3m_n c^2 / 16 \pi r_q^3$ ($r_q \approx 0.5 \text{ фм} \approx 2r_c$, где r_q и r_c — радиусы кваркового мешка и жест-

кого кора нуклона соответственно) позволяет в первом приближении учесть "давление вакуума" на объем кварк-глюонной системы согласно процедуре замены давления P на $B + P$. Приведенное значение r_q согласуется с представлением о том, что жесткий кор нуклонов обусловлен принципом Паули для кварков в нуклонном мешке. Путем подгонки формулы (5) методом наименьших квадратов с численными данными, приведенными в [3], было найдено

$$A = 300 \frac{\text{эрг}}{\text{см}^3}, \quad \alpha = 0.081. \quad (6)$$

Имея выражение для химического потенциала, можно по формулам (1) вычислить плотности барионного заряда и массы, а также скорость звуковых волн.

Теперь перейдем к рассмотрению промежуточной области плотностей. При нахождении уравнения состояния для этой области будем исходить из требований непрерывного и монотонного изменения μ , P , n , ρ и v . Отметим, что монотонность величин P_g и n очевидна из соотношения

$$P = P_1 + n_1 \int_{\mu_1}^{\mu} dy \exp \left[\int_{\mu_1}^y \frac{c^2}{v^2(x)} \frac{dx}{x} \right], \quad (7)$$

которое вытекает из (1). Следует иметь в виду, что при переходе от адронной фазы к кварковой в отличие от μ и P плотность вещества и скорость звука могут испытывать скачок.

Путем численных расчетов методом проб и ошибок можно убедиться, что уравнение (7) вместе с вышеупомянутыми требованиями по существу однозначно определяют уравнение состояния в недостающей области между ядерным веществом и кварковой плазмой. Естественно считать, что в области давлений $P_1 \leq P \leq K_1$ ядерное вещество фактически несжимаемо. Напомним, что $K_1 = n_1 dP/dn_1$ — коэффициент сжимаемости ядерного вещества. В соответствии с этим ниже предполагается, что переход к адронной плазме совершается при $P = P_2 \approx K_1$. Далее, разумно считать, что адроны в плазме распадаются на кварки при среднем расстоянии между их центрами приблизительно равном $2r_c$. Обозначим соответствующее пороговое давление через P_3 , плотность — n_3 и т. д. Заметим, что при сильном отклонении от этого допущения сшивка нижеприведенной аппроксимации параметров адронной плазмы с параметрами соприкасающихся с нею ядерной и кварковой фаз вообще не удастся. Итак, принимая $n_3 = 3/4 \pi r_c^{-3} \approx 1.53 \cdot 10^{40} \text{ см}^{-3}$ из (1) и (5) находим $P_3 = 1.91 \times 10^{37} \text{ эрг см}^{-3}$. При поисках (методом проб и ошибок) аппроксимаций для физических характеристик адронной плазмы была установлена важная

деталь, состоящая в том, что с ростом P скорость звука в ядерной фазе растет заметно, тогда как в адронной плазме она практически остается неизменной, мало отличающейся от ее значения для начала кварковой фазы. Оказалось, что даже при незначительном отклонении от такой зависимости $v(P)$ сшивка между фазами не удастся.

Химический потенциал нами был аппроксимирован следующими выражениями:

$$\mu = \begin{cases} a + b(1 + P/L)^\beta, & P_1 \leq P \leq P_2 \\ g(1 + P/\Lambda)^\gamma, & P_2 < P \leq P_3, \end{cases} \quad (8)$$

где $a, b, L, \beta, g, \Lambda, \gamma$ — постоянные параметры, подлежащие определению. Выбор (8) согласован с вышеприведенными требованиями. Используя (1), из граничных условий $\mu(P_1) = \mu_1$, $n(P_1) = n_1$, $v(P_1) = v_1$ при $P = P_1$ и требований непрерывности μ, n, v при $P = P_2$ и непрерывности μ при $P = P_3$ были определены постоянные, входящие в (8):

$$a = 937.61; b = 1.312; L = 3.352 \cdot 10^{32}; \beta = 0.9384; \quad (9)$$

$$g = 939.3; \Lambda = 6.659 \cdot 10^{31}; \gamma = 0.232.$$

Приведенные численные значения параметров соответствуют тому, что давление измерено в единицах CGS, а химический потенциал — в МэВ-ах. Сравнив (8) с (5), можно видеть, что для найденной аппроксимации при переходе от адронной фазы к кварковой плотность вещества и скорость звука испытывают незначительный скачок, относительная величина которого порядка одного процента.

Итак, для химического потенциала вырожденного звездного вещества мы получили аппроксимацию (2), (3) в параметрическом виде $P(x)$, $\mu(x)$ и две аппроксимации (5) и (8) в явном виде. По формулам (1) можно вычислить плотности энергии и числа частиц, скорость звука и получить уравнение состояния, график которого приведен на рис. 1.

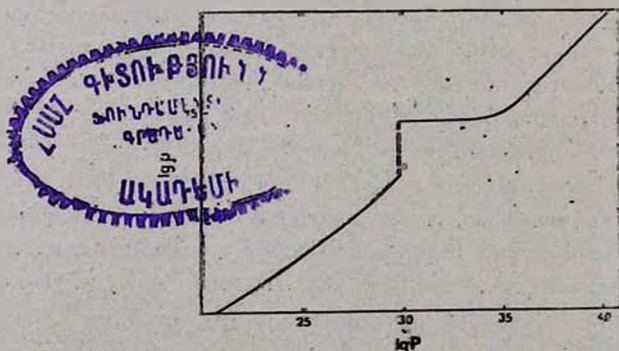


Рис. 1. График уравнения состояния вырожденной сверхплотной плазмы. Давление P измерено в единицах эрг/см³, плотность ρ — в г/см³.

Выражаю глубокую признательность Г. С. Саакяну за ценные и стимулирующие замечания.

On State Equation of Degenerate Star Matter. The parameters of the hadronic plasma and the state equation of the degenerate superdense matter in the whole range of pressures are obtained more exactly on the basis of general requirements.

19 марта 1982

Отдел прикладных проблем
физики АН Арм. ССР

Л. Ш. ГРИГОРЯН

ЛИТЕРАТУРА

1. Г. С. Саакян, Равновесные конфигурации вырожденных газовых масс. Наука, М., 1972.
2. Л. Ш. Григорян, Г. С. Саакян, Физика элементарных частиц и атомного ядра, 10, 1075, 1979.
3. G. S. Sahakyan, L. S. Grigorian, Astrophys. Space Sci., 73, 307, 1980.
4. Г. С. Саакян, Л. Ш. Григорян, Астрофизика, 13, 669, 1977.
5. О. Бор, Б. Моттelson, Структура атомного ядра, Мир, М., 1971.
6. Г. Бете, Теория ядерной материи, Мир, М., 1974.

CONTENTS

NARROW BAND PHOTOMETRY OF NORMAL AND SEYFERT GALAXIES <i>V. T. Doroshenko, V. Yu. Terebizh</i>	5
GAS IN THE NUCLEUS OF THE SEYFERT GALAXY NGC 4151 <i>V. I. Pronik, I. S. Baltinskaja</i>	17
THE SECOND BYURAKAN SPECTRAL SKY SURVEY. I. QUASISTELLAR AND SEYFERT OBJECTS <i>B. E. Markartan, V. A. Ljovetsky, J. A. Stepanian</i>	29
SPECTROPHOTOMETRIC INVESTIGATION OF THE IRREGULAR GALAXY NGC 2914 <i>N. K. Andreassian</i>	45
RELATIVE INTENSITIES OF THE HYDROGEN LINES IN THE SPECTRA OF QUASARS AND SEYFERT NUCLEI <i>N. A. Katysheva</i>	55
ELLIPTICAL STELLAR DISKS: EQUILIBRIUM SOLUTIONS IN THE PRE- SENCE OF HALO AND IN BINARY SYSTEMS <i>G. S. Btsnovatyt-Kogan</i>	65
THE TRANSFER OF ANGULAR MOMENTUM IN THE GALACTIC DISK DUE TO INTERACTION OF INTERSTELLAR CLOUDS <i>V. G. Gorbatsky, V. M. Serbin</i>	79
ON ACCRETION OF INTRACLUSTER GAS ON A GALAXY <i>E. V. Volkov, L. N. Ivanov</i>	91
A GEOMETRIC ANALYSIS OF CATALOGUES OF GALAXIES <i>Sh. A. Guberman, A. G. Doroshkevich, E. V. Kotok, S. F. Shandarin</i>	97
THE ESCAPE TIME OF TRIPLE SYSTEMS <i>T. A. Agektan, J. P. Anosova, V. V. Orlov</i>	111
LUMINOSITIES AND OTHER CHARACTERISTICS OF STARS WITH BROAD LINES OF H I IN THE ORION NEBULA CLUSTER <i>T. E. Derulz</i>	119
THE POLARIMETRIC OBSERVATIONS OF THE NEBULA M 20 WITH FIL- TERS <i>N. V. Voshchinnikov</i>	127
THE MAGNETIC FIELD OF PULSARS IS AN ANALOGUE OF THE MAG- NETIC FIELD OF SUPERCONDUCTING SPHERE <i>G. S. Mkrtchian, D. M. Sedrakian</i>	135
POSITRONS IN THE COSMIC RAYS AND ASSOCIATED GALACTIC GAM- MA-EMISSION <i>F. A. Aharonian, V. G. Kirillov-Ugryumov, Ya. D. Kotov</i>	139
OBLIQUE WAVES PROPAGATION IN THE RELATIVISTIC ELECTRON-PO- SITRON PLASMA <i>M. E. Gedalin, G. Z. Machabelli</i>	153
ENERGIES OF ELECTRONS AND ANGLES BETWEEN MAGNETIC FIELD AND ROTATION AXIS IN PULSARS <i>I. F. Malov</i>	161
NOTES	
ON THE DOUBLE-NUCLEI GALAXIES MARKARIAN 739 AND 789 <i>A. R. Petrossian, K. A. Sahakian, E. Ye. Khachikyan</i>	171
A HIGH ACCURACY APPROXIMATION OF THE AMBARTSIAN'S FUNCTION <i>A. B. Schneewels</i>	175
ON STATE EQUATION OF DEGENERATE STAR MATTER <i>L. Sh. Grigorian</i>	177

СОДЕРЖАНИЕ (продолжение)

МАГНИТНОЕ ПОЛЕ ПУЛЬСАРА — АНАЛОГ ПОЛЯ НАМАГНИЧЕННОГО СВЕРХПРОВОДЯЩЕГО ШАРА . . .	<i>Г. С. Мкртчян, Д. М. Седракян</i>	135
ПОЗИТРОНЫ В СОСТАВЕ КОСМИЧЕСКИХ ЛУЧЕЙ И СВЯЗАННОЕ С НИМИ ГАЛАКТИЧЕСКОЕ ГАММА-ИЗЛУЧЕНИЕ	<i>Ф. А. Азарян, В. Г. Кириллов-Урюмов, Ю. Д. Котов</i>	139
РАСПРОСТРАНЕНИЕ КОСЫХ ВОЛН В РЕЛЯТИВИСТСКОЙ ЭЛЕКТРОН- НО-ПОЗИТРОННОЙ ПЛАЗМЕ . . .	<i>М. Э. Гедалин, Г. Э. Мачабели</i>	153
ЭНЕРГИИ ИЗЛУЧАЮЩИХ ЭЛЕКТРОНОВ И УГЛЫ МЕЖДУ ОСЬЮ ВРА- ЩЕНИЯ И МАГНИТНЫМ ДИПОЛЕМ В ПУЛЬСАРАХ	<i>И. Ф. Малов</i>	161
КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ		
О ДВУХЪЯДЕРНЫХ ГАЛАКТИКАХ МАРКАРЯН 739 И 789	<i>А. Р. Петросян, К. С. Саакян, Э. Е. Хачикян</i>	171
РЫСОКОТОЧНАЯ АППРОКСИМАЦИЯ ФУНКЦИИ АМБАРЦУМЯНА . . .	<i>А. Б. Шнейвейс</i>	175
К УРАВНЕНИЮ СОСТОЯНИЯ ВЫРОЖДЕННОГО ЗВЕЗДНОГО ВЕЩЕСТВА	<i>А. Ш. Григорян</i>	177