

# ԱՍՏՂԱՖԻԶԻԿԱ

## АСТРОФИЗИКА

ТОМ 26

ИЮНЬ, 1987

ВЫПУСК 3

ИССЛЕДОВАНИЕ ФОТОМЕТРИЧЕСКИХ И ГЕОМЕТРИЧЕСКИХ ПАРАМЕТРОВ ГАЛАКТИК В СКОПЛЕНИЯХ. I. СКОПЛЕНИЕ А 2065 <i>О. М. Куртанидзе, Г. М. Рихтер</i>	387
СПЕКТРОФОТОМЕТРИЯ ГАЛАКТИК МАРКАРЯН 357, 449 И 1119 <i>А. Н. Буренков, А. Р. Петросян, Э. Е. Хачикян</i>	399
НОВЫЕ НАБЛЮДЕНИЯ ПЕРЕМЕННОЙ ГАЛАКТИКИ МАРКАРЯН 509 <i>К. А. Саакян</i>	405
МОРФОЛОГИЯ НЕКОТОРЫХ НОВЫХ ГАЛАКТИК С УФ-ИЗБЫТКОМ <i>В. С. Тамазян</i>	411
О СВЯЗИ МЕЖДУ БЫСТРОПЕРЕМЕННЫМ И ПЛАВНЫМ КОМПОНЕНТАМИ В КРИВЫХ БЛЕСКА СЕЙФЕРТОВСКИХ ГАЛАКТИК <i>В. А. Газен-Торн</i>	415
ФОРМИРОВАНИЕ ГАЛАКТИЧЕСКИХ ПЕРЕМЫЧЕК — БАРОВ <i>В. Г. Гүлєнко, А. А. Румянцев</i>	421
ОБОЛОЧЕЧНАЯ СТРУКТУРА БЛИНА И АБСОРБЦИОННЫЕ СПЕКТРЫ КВАЗАРОВ . . . . . <i>Б. В. Вайнер, Ю. А. Щекинов</i>	431
АККРЕЦИЯ ГАЗОВЫХ ДИСКОВ ГАЛАКТИК. II. УЧЕТ ВЯЗКОСТИ В ДИСКЕ, СОСТОЯЩЕМ ИЗ ГИГАНТСКИХ МОЛЕКУЛЯРНЫХ ОБЛАКОВ . . . . . <i>О. К. Сильченко, В. М. Липунов</i>	443
СИМБИОТИЧЕСКИЕ ЗВЕЗДЫ ПО НАБЛЮДЕНИЯМ СО СПУТНИКА IRAS <i>А. Лууд, Т. Тувикене</i>	457
ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ ПОЛЯРИЗАЦИОННЫХ НАБЛЮДЕНИЙ ЦЕФЕИД . . . . . <i>Т. А. Полякова</i>	469
О НАКЛОНЕ ФУНКЦИИ МАСС МАЛОМАССИВНЫХ ЗВЕЗД <i>О. Ю. Малков</i>	477
МАГНИТОГИДРОДИНАМИКА ПЛАЗМЫ В КОРЕ НЕЙТРОННОЙ ЗВЕЗДЫ <i>Д. М. Седракян, А. К. Левтисян</i>	489

(Продолжение на 4-й странице обложки)

Е Р Е В Ա Ն

Խմբագրական կոլեգիա

Գ. Ս. Բիսնովատի-Կոզան, Ա. Ա. Բոյարչուկ, Վ. Գ. Գորրացկի, Լ. Ս. Լուուդ,  
Ե. Կ. Խարսաճե, Ռ. Ի. Կիլաձե, Ի. Մ. Կոպիլով, Վ. Հ. Համբարձումյան (գլխավոր  
խմբագիր), Ա. Գ. Մանիչ, Լ. Վ. Միրզոյան (գլխ. խմբագրի տեղակալ),  
Գ. Ս. Սահակյան, Վ. Վ. Սոբոլև (գլխ. խմբագրի տեղակալ), Վ. Յու. Տերերիժ,  
Ա. Տ. Քալոզյան (պատ. քարտուղար)

Редакционная коллегия

В. А. Амбарцумян (главный редактор), Г. С. Бисноватый-Коган, А. А. Боярчук, В. Г. Горбачкий, А. Т. Каллоглян (ответственный секретарь), Р. И. Киладзе, И. М. Копылов, Л. С. Лууд, А. Г. Масевич, Л. В. Мирзоян (зам. главного редактора), Г. С. Свакян, В. В. Соболев (зам. главного редактора), В. Ю. Терсбиж, Е. К. Харадае.

«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 6 раз в год, цена одного номера 1 р. 80 к., подписная плата за год 10 р. 80 к. Подписку можно произвести во всех отделениях Союзпечати, а за границей через агентство «Международная книга», Москва, 200.

«ԱՍՏՐՈՖԻԶԻԿԱ»-ն գիտական հանդես է, որը հրատարակվում է Հայկական ՍՍՀ Գիտությունների ակադեմիայի կողմից: Հանդեսը տպագրում է ինքնատիպ հոդվածներ աստղերի ֆիզիկայի, միգամածությունների ու միջաստղային միջավայրի ֆիզիկայի, աստղաբաշխության և արտագալակտիկական աստղադինամիկայի, ինչպես նաև աստղաֆիզիկայի սահմանակից բնագավառների զոմվ:

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

Հանդեսը լույս է տեսնում տարեկան 6 անգամ, 1 համարի արժեքն է 1 ո. 80 կ., բաժանորդագրվելու 10 ո. 80 կ. մեկ տարվա համար: Բաժանորդագրվել կարելի է «Սոյուզպեչատ»-ի բոլոր բաժանմունքներում, իսկ արտասահմանում՝ «Մեծղունարդնայա կնիգա» զործակալության միջոցով: Մոսկվա, 200.

УДК: 524.45:520.2

## ИССЛЕДОВАНИЕ ФОТОМЕТРИЧЕСКИХ И ГЕОМЕТРИЧЕСКИХ ПАРАМЕТРОВ ГАЛАКТИК В СКОПЛЕНИЯХ.

### I. СКОПЛЕНИЕ А 2065

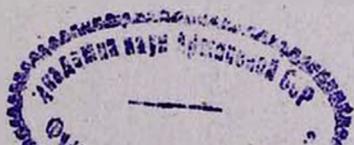
О. М. КУРТАНИДЗЕ, Г. М. РИХТЕР

Поступила 8 декабря 1986

Принята к печати 2 марта 1987

Изложены результаты обработки снимка скопления А 2065, полученного на 2.6-м телескопе Бюраканской астрофизической обсерватории в фотографическом цвете. Интегрирование звездных величин проводилось вплоть до изофоты, соответствующей  $m_{pg} = 25$  с кв. сек. дуги. Предел полноты выборки равен  $19^m.5$ , а число галактик до этого предела равно 132. Для параметров функции Шехтера получены значения  $\alpha^* = -1.25$ ,  $M_{pg}^* = -20.45$ , а функции Эйбелла  $z_1 = 1.1$ ,  $z_2 = 0.36$ . Сегрегация галактик по светимости наблюдается только в пределах одной величины от ярчайшей галактики. Определены эллиптичности и позиционные углы больших осей галактик. Наблюдаемая эллиптичность не зависит от светимости, диаметра и положения галактики в скоплении. На основе различных статистических критериев показано, что наблюдается предпочтительная ориентация больших осей галактик. Она перпендикулярна направлению ориентации центральной двойной галактики и направлению вытянутости скопления.

1. *Введение.* Скопление галактик, расположенное в созвездии Северная Корона ( $\alpha = 15^h 14^m$ ,  $\delta = 29^\circ 39'$ ), описано Цвикки [1] как богатое сферическое скопление. В каталоге Эйбелла [2] оно числится под номером 2065 и отнесено к третьему классу расстояний и ко второму классу богатства. Среднее значение красного смещения, определенное по шестнадцати галактикам [3], равно 0.072. По Бауцц-Моргану оно принадлежит к III классу, а по пересмотренной классификации RS [4] — к типу С. Последний определялся по пятнадцати ярчайшим галактикам, среди которых выделяется двойная, расположенная в центральной области скопления со взаимным расстоянием  $\sim 17$  мин. дуги (35 кпк) и ориентацией  $\sim 173^\circ$ . Из подсчетов Цвикки [1] и Шейн-Виртанена [5] следует, что радиус скопления порядка 25 мин. дуги, что соответствует одному эйбелловому радиусу [6]. Скопление является рентгеновским источником (4U 1518 + 28, 2A 1518 + 274) с температурой  $T = 3.45$  КэВ и светимостью  $L_x = 1.1 \times 10^{45}$  эрг/см<sup>2</sup> (дисперсия скоростей 1070 км/с). Оно содержит в основном эллиптические и линзовидные галактики.



2. *Наблюдательный материал и его обработка.* Снимок А 2065 получен в первичном фокусе 2.6-м телескопа Бюраканской астрофизической обсерватории АН Армянской ССР 16/17. III. 1977 г. на прогретой в воздухе фотопластинке Kodak IIa-O без фильтра с экспозицией 25". Разрешение около двух сек. дуги. На неэкспонированной части фотопластинки с той же экспозицией впечатаны марки двенадцатиточечного трубчатого фотометра. Измерения проводились на автоматическом фотометре Бабелсбергской астрофизической обсерватории ЦИА АН ГДР [7]. Была просканирована область размером  $60 \times 60$  мм ( $21.4 \times 21.4$ ) с квадратной диафрагмой  $100 \mu\text{m}$  и шагом  $50 \mu\text{m}$  (теорема Найквиста—Котельникова). Интенсивности вычислялись посредством представления характеристической кривой полиномом третьей степени, а интегрирование звездных величин проводилось вплоть до изофоты  $m_{pg} = 25$  с кв. сек. дуги. Определение нуль-пункта звездных величин в фотографической системе основано на фотоэлектрических измерениях трех ярчайших галактик скопления [8] и использовании зависимостей, приводимых в работе [9].

В области размером  $21.4 \times 21.4$  находятся около 900 объектов, среди них уверенно отождествлены 204 галактики до предельной величины  $21^m.5$ . Во время отождествления мы ограничивались галактиками размером более 4—5 сек. дуги. Отождествление ниже указанного предела становилось весьма сомнительным. Предел полноты выборки равен  $m_{pg} = 19^m.5$ , а число галактик 132. Карта исследуемой области приводится на рис. 1, а координаты и звездные величины даны в табл. 1.

3. *Фотометрическая структура.* а) *Функция светимости.* Для построения дифференциальной и интегральной функций светимости проведены подсчеты галактик в интервалах звездных величин шириной  $0^m.3$ . Ввиду того, что до предела полноты в исследуемую область попадают только около десяти галактик поля, поправка в соответствующих интервалах не изменялась. Количество галактик поля вычислялось согласно работе [10]. Дифференциальная и интегральная функции светимости приводятся на рис. 2. Дифференциальная функция светимости представлялась аналитической зависимостью, предложенной Шехтером [11], но записанной для удобства в абсолютных звездных величинах. Она получается подстановкой  $L = \text{dex}(-0.4M)$  и  $N^* = n^* 0.4 \ln 10 = 0.92 n^*$ . В указанных обозначениях функция Шехтера примет вид

$$n(M) dM = N^* [\text{dex } 0.4(M^* - M)]^{a^*+1} \exp[-\text{dex } 0.4(M^* - M)] dM. \quad (1)$$

Оценка параметров  $a^*$ ,  $M^*$  проводилась посредством минимизации выражения

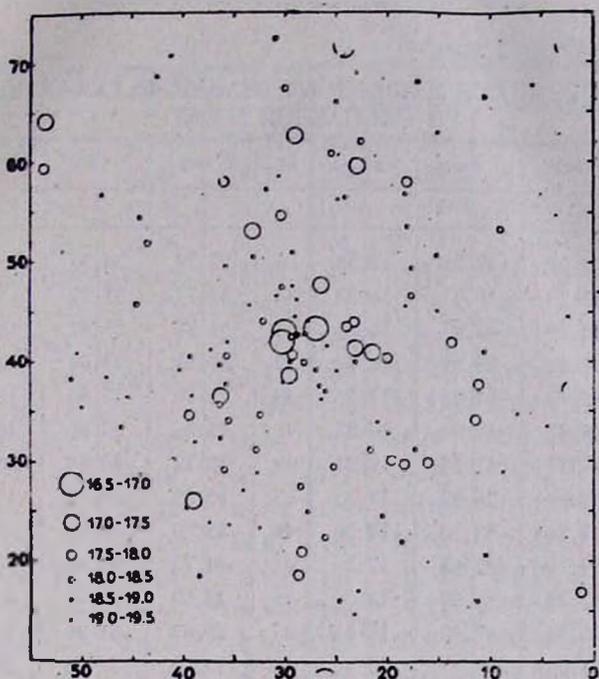


Рис. 1. Карта распределения галактик в скоплении А 2065 до предела полноты выборки ( $19^m$ ). Точность прямоугольных координат около 0.1 мм.

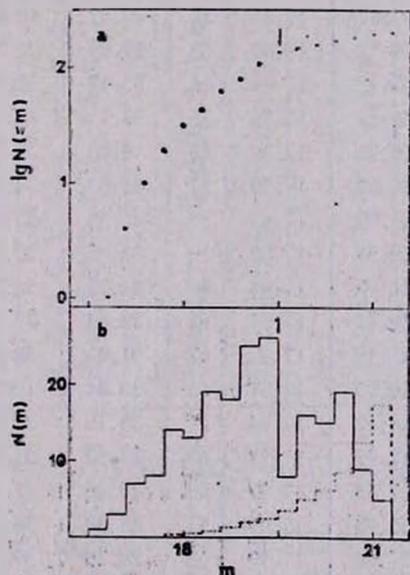


Рис. 2. Интегральная (а) и дифференциальная (б) функции светимости скопления галактик А 2065 без коррекции за галактики поля; — — — дифференциальная функция видимых величин галактик поля [10].

Таблица 1

КООРДИНАТЫ И ЗВЕЗДНЫЕ ВЕЛИЧИНЫ ГАЛАКТИК  
В СКОПЛЕНИИ А 2065

№	X (мк)	Y (мк)	m <sub>pg</sub>	№	X (мк)	Y (мк)	m <sub>pg</sub>
1	2	3	4	1	2	3	4
1	27.06	43.33	16.50	36	32.39	34.76	18.09
2	30.29	41.97	16.83	37	32.77	31.22	18.10
3	30.16	42.97	16.85	38	36.38	35.67	18.10
4	29.62	38.59	16.99	39	20.51	24.60	18.18
5	53.49	64.05	17.21	40	26.10	22.44	18.22
6	36.31	36.54	17.25	41	25.56	60.85	18.22
7	23.24	41.38	17.26	42	35.72	40.64	18.23
8	38.99	26.00	17.35	43	25.33	29.54	18.26
9	33.24	53.10	17.36	44	35.90	29.25	18.26
10	29.15	62.65	17.39	45	44.72	45.81	18.29
11	35.99	58.09	17.39	46	22.60	62.05	18.33
12	26.54	47.60	17.44	47	21.67	31.24	18.36
13	23.03	59.61	17.46	48	33.16	50.58	18.36
14	23.94	43.50	17.50	49	32.17	43.99	18.38
15	30.37	54.73	17.55	50	29.34	42.45	18.38
16	53.75	59.35	17.63	51	30.35	47.45	18.40
17	11.09	37.67	17.65	52	10.52	40.85	18.40
18	28.67	18.72	17.69	53	27.81	25.02	18.41
19	23.34	43.93	17.69	54	35.49	34.12	18.43
20	29.35	40.58	17.73	55	28.11	39.82	18.44
21	1.19	16.93	17.79	56	9.02	53.19	18.50
22	39.37	34.60	17.79	57	30.88	72.45	18.52
23	19.58	29.99	17.85	58	45.95	33.51	18.53
24	10.42	20.56	17.88	59	23.05	39.91	18.54
25	13.34	41.93	17.90	60	44.23	54.39	18.56
26	28.44	20.97	17.91	61	39.64	25.43	18.58
27	18.34	29.58	17.92	62	51.01	38.26	18.58
28	24.66	16.05	17.94	63	38.44	18.53	18.59
29	11.39	34.12	17.94	64	35.76	37.74	18.59
30	18.24	57.97	17.97	65	17.30	31.19	18.59
31	14.91	67.52	17.97	66	25.06	65.90	18.64
32	43.36	51.93	17.99	67	45.40	36.36	18.69
33	28.48	27.64	17.99	68	28.15	39.83	18.69
34	17.69	46.64	18.07	69	26.61	37.62	18.72
35	14.18	60.12	18.08	70	18.66	22.02	18.74

Таблица 1 (продолжение)

1	2	3	4	1	2	3	4
71	17.69	49.40	18.74	102	49.94	35.48	19.15
72	36.29	32.44	18.75	103	24.84	56.34	19.16
73	27.94	42.84	18.77	104	32.74	28.93	19.17
74	31.86	57.38	18.83	105	25.77	41.57	19.18
75	17.05	68.02	18.85	106	19.90	32.80	19.19
76	15.15	50.62	18.85	107	27.75	44.07	19.19
77	32.41	23.40	18.86	108	4.53	33.47	19.19
78	39.28	40.57	18.87	109	24.92	39.13	19.24
79	40.89	30.23	18.88	110	40.37	39.05	19.28
80	18.32	56.80	18.89	111	35.36	23.76	19.28
81	25.97	37.04	18.89	112	26.42	36.22	19.28
82	27.00	39.22	18.84	113	22.79	17.10	19.29
83	29.19	47.59	18.87	114	45.03	49.45	19.29
84	36.44	39.65	18.93	115	7.28	34.70	19.30
85	35.81	49.51	18.94	116	39.12	36.58	19.30
86	11.19	15.97	18.96	117	20.85	34.05	19.34
87	29.45	39.86	18.96	118	36.61	42.06	19.35
88	29.30	51.09	18.97	119	18.16	45.62	19.36
89	10.47	66.60	18.97	120	34.02	27.16	19.36
90	18.10	53.50	18.98	121	27.81	46.33	19.37
91	30.03	67.43	18.98	122	16.05	45.09	19.40
92	24.18	56.47	18.98	123	47.94	56.70	19.41
93	41.16	70.69	18.99	124	30.62	58.61	19.44
94	47.48	38.58	19.03	125	38.78	31.98	19.44
95	37.23	41.22	19.04	126	8.73	28.87	19.45
96	30.81	46.65	19.09	127	5.84	67.78	19.45
97	44.09	28.69	19.10	128	28.97	44.51	19.47
98	15.14	62.94	19.10	129	23.17	14.82	19.49
99	33.37	45.63	19.11	130	2.55	44.55	19.49
100	30.16	37.99	19.14	131	7.55	54.94	19.50
101	42.51	68.63	19.15	132	36.18	42.46	19.50

$$\chi^2_v = \frac{1}{v} \sum [n_i(M) - N_i(M)]^2 / n_i(M), \quad (2)$$

где  $n_i(M)$  вычислены из (1), а  $N_i$  наблюдаемые. Учитывая нелинейность выражения (1), был применен метод прямого поиска минимизирующих параметров, предложенный в [12], обладающий при нелинейном оценивании рядом преимуществ. В частности, не требуется вычислять никаких произ-

водных, а недостаток прямых методов, состоящий в том, что они не так быстро приводят к результату, как методы с производными или симплексный метод (особенно когда число параметров велико), компенсируется в данном случае предварительным знанием пределов изменения  $\alpha^*$ ,  $M^*$  и хорошими аналитическими свойствами функции Шехтера. Для параметров получены значения  $\alpha^* = -1.25$ ,  $M_{R^*} = -20.45$ . Если ввести поправку  $M_{R^*} - M_R + K_{R^*} = 2.0$ , полученное значение  $M_{R^*}$  совпадает в пределах ошибок с определением  $M_R^*$  для десяти богатых скопления Эйбелла [13]. Представление интегральной функции светимости эйбелловой зависимостью несколько искусственно и неудовлетворительно, как это хорошо видно также на рис. 3, приводимом в [14]. Для первых пяти точек интегральной функции получено значение  $s_1 = 1.1$ , а для последующих  $s_2 = 0.36$ . По-видимому, функцию светимости А 2065 в случае представления эйбелловой зависимостью необходимо аппроксимировать тремя отрезками прямой.

Говоря об универсальности аналитических выражений, предложенных до сих пор, хотелось бы отметить, что в одних случаях [14—17] эйбеллова зависимость дает весьма удовлетворительное представление данных (в статистическом смысле), а в других — функция Шехтера, что, по-видимому, указывает на их неуниверсальность. Указанный факт ранее отмечался также в [13].

6) *Сегрегация галактик по светимости.* С целью исследования возможных различий в поверхностном распределении галактик различных светимостей до предела полноты, исследуемая область разделена на концентрические зоны с радиусами  $R = 3', 6.3', 10'$ . В табл. 2 приводятся наблюдаемые и ожидаемые значения (в скобках) чисел галактик в указанных кольцах и в соответствующих интервалах звездных величин. В нижней части таблицы даются наблюдаемые значения  $\chi^2$ . Как видно, сегрегация галактик по светимости на уровне 0.05 наблюдается только для галактик ярче  $17^m.5$ , т. е. в пределах одной величины от ярчайшей галактики. Ранее факт сегрегации галактик в скоплении А 2065 отмечался в работе [1].

4. *Распределение геометрических параметров.* а) *Эллиптичность.* На рис. 3 приводится гистограмма распределения эллиптичностей галактик до предела полноты выборки и до  $18^m.5$ . Наблюдаемая средняя эллиптичность равна 2.6, что, в среднем, характерно для эллиптических и линзовидных галактик. Приблизительно аналогичное распределение получено в [18] для скопления Сома (А 1656).

С целью исследования сегрегации наблюдаемых эллиптичностей галактик в зависимости от положения, светимости, размера большой оси

составлены таблицы, аналогичные второй. Оказалось, что на уровне 0.05 эллиптичность не зависит от положения, светимости и диаметра галактики. Последние два обстоятельства противоречат предсказанию, содержащемуся в работе [19].

Таблица 2  
СЕГРЕГАЦИЯ ГАЛАКТИК ПО СВЕТИМОСТИ В А2065

Зона	$N(m)$					
	$<17^m.5$	$>17^m.5$	$<18^m.0$	$>18^m.0$	$<18^m.5$	$>18^m.5$
0.0—3.0	8(4.3)	35(39)	10(9.7)	33(33.4)	19(18)	24(24)
3.0—6.3	4(4.4)	40(40)	10(9.9)	34(34)	21(18)	22(24)
6.3—10.0	1(4.2)	42(38)	9(9.4)	33(33.4)	15(18)	26(23)
$\chi^2$	7.0		0.0		1.2	

б) *Позиционный угол большой оси.* Неоднократно отмечалось, что в некоторых скоплениях наблюдается предпочтительная ориентация осей галактик [20—23]. Она, по-видимому, определенно установлена для А 1656 [20], А 2197 [21—23], А 989 [21]. Вопрос ориентаций осей галактик по-

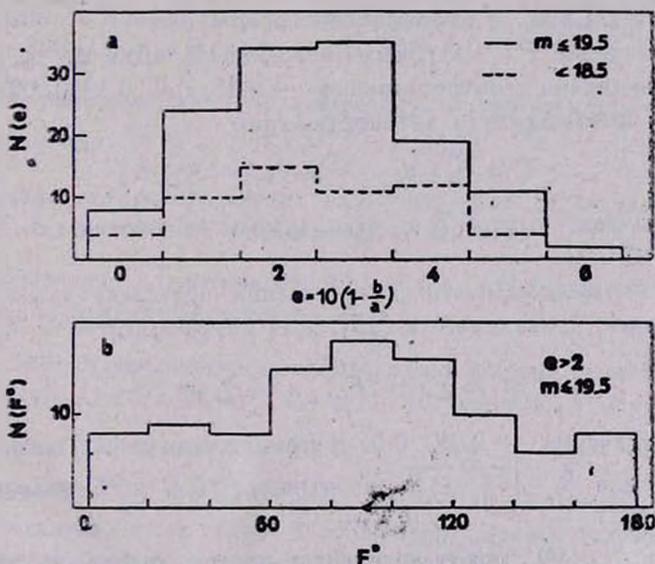


Рис. 3. Распределение наблюдаемых эллиптичностей (а) и углов ориентаций больших осей галактик (б) в скоплении А 2065.

ля обстоятельно проанализирован в [24]. На рис. 3 приводится распределение позиционных углов галактик в скоплении А 2065 до предела полноты выборки и с  $e \geq 2$ .

Равномерность распределения проверялась посредством критерия  $\chi^2$  с семью степенями свободы

$$\chi^2 = \frac{1}{n\nu} \sum (N_i - n)^2, \quad (3)$$

где  $\nu = 7$ ,  $n = 10.88$ . Для  $\chi^2$  получено значение 1.94. Вероятность  $P(\chi^2 \geq 1.94) \leq 0.064$ .

С другой стороны, для выявления систематических направлений ориентаций весьма ценным является метод, предложенный в [24], основанный на фурье-преобразовании. Он заключается в следующем: данные аппроксимируются моделью

$$N(F_i) = N_0(1 + \Delta_1 \cos 2F_i + \Delta_2 \sin 2F_i), \quad (4)$$

где

$$\begin{aligned} \Delta_1 &= \sum N(F_i) \cos 2F_i / 4.5 N_0, \\ \Delta_2 &= \sum N(F_i) \sin 2F_i / 4.5 N_0. \end{aligned} \quad (5)$$

В условиях случайного распределения ошибка определения  $\Delta_1$ ,  $\Delta_2$  равна  $\sigma(\Delta_1, \Delta_2) = \sqrt{1/4.5} N_0$ , а вероятность того, что  $\Delta = \sqrt{\Delta_1^2 + \Delta_2^2}$  превысит заданное значение  $P(> \Delta) < \exp(-2.25 N_0 \Delta^2)$ . Для  $\Delta_1$ ,  $\Delta_2$ ,  $\sigma_{\Delta}$ ,  $P(> \Delta)$  получены значения соответственно — 0.45, 0.0, 0.14, 0.007, а  $\Delta/\sigma_{\Delta} = 3.2$ . Для коэффициента автокорреляции

$$C = \sum (N_i - N_0)(N_{i+1} - N_0)/N_0 \quad (6)$$

получено значение, равное 7, со стандартным отклонением 3. Вероятность  $P(C \geq 7) \leq 0.02$ .

Проверка равномерности распределения проведена также на основе критерия Релея, приводимого в [25]. Для коэффициентов  $C$ ,  $S$ ,

$$nC = \sum \cos 2F_i, \quad nS = \sum \sin 2F_i, \quad (7)$$

получены значения — 0.22, 0.0. В приложении 5 [25] даются уровни значимости для  $R = \sqrt{C^2 + S^2}$ . Учитывая, что  $n = 98$ , находим  $P(R \geq 0.22) \leq 0.01$ .

Так как  $\bar{F}_i = 90^\circ$ , может возникнуть некоторое сомнение относительно реальности наблюдаемой предпочтительной ориентации, совпадающей с направлением сканирования фотонегатива. Необходимо отметить, что в работе [20] для скопления Сота получено также  $F_i = 90^\circ$ . Если наблюдаемая предпочтительная ориентация осей галактик — наблюдательный эффект, то очевидно, что могут присутствовать два систематических эффек-

та: возможное неудовлетворительное гидирование по прямому восхождению и ошибки измерения или обработки. По-видимому, они должны приводить также к предпочтительной ориентации изображений звезд, измеренных в указанной области. С этой целью мы в противоположность [20] построили гистограммы распределения позиционных углов для звезд в интервале звездных величин  $17^m.5-20^m.5$ , т. е. в среднем на одну величину слабее полноты выборки галактик. На уровне 0.05 наблюдаемая ориентация позиционных углов звезд оказалась равномерной. Таким образом, можно считать наблюдаемую предпочтительную ориентацию больших осей галактик в скоплении А 2065 значимой, хотя мы считаем необходимым независимое подтверждение полученного результата.

Мы вычислили взвешенный по светимости коэффициент корреляции между  $X$  и  $Y$  с целью определения направления вытянутости скопления. Оказалось, что  $\rho_L(X, Y) = 0.31$ , а ошибка  $\sigma_{\rho_L(X, Y)} = 0.08$ .

Отметим также, что невзвешенный коэффициент корреляции равен нулю, а угол вытянутости скопления совпадает с направлением ориентации центральной двойной галактики. Предпочтительная ориентация осей галактик приблизительно перпендикулярна этому направлению.

5. Выводы. 1. Определены фотометрические и геометрические параметры свыше 200 галактик в скоплении А 2065.

2. Для параметров Шехтера дифференциальной функции светимости получены значения  $\alpha^* = -1.25$ ,  $M_{rg}^* = -20.45$ .

3. Наблюдаемое распределение эллиптичностей галактик говорит о большой доле эллиптических и линзовидных галактик.

4. Наблюдаемая эллиптичность не зависит от светимости, размера большой оси и положения галактики в скоплении.

5. На основе статистического анализа распределения ориентации больших осей галактик показано, что наблюдается значимая (на уровне 0.05) предпочтительная ориентация  $\bar{F}_l = 90^\circ$ .

6. Направление предпочтительной ориентации перпендикулярно направлению вытянутости скопления и ориентации двойной галактики, находящейся в центральной области скопления.

Один из авторов (О.М.К.) выражает благодарность руководству ЦИА АН ГДР за предоставление возможности для работы и гостеприимство, а также А. Т. Каллогляну за ценные советы и постоянное внимание к настоящей работе. Авторы благодарны д-ру Х. Лоренцу за активную по-

мощь, без которой настоящая работа не была бы завершена, и А. С. Аммиханяну за помощь при получении снимка скопления А 2065.

Абастуманская астрофизическая  
 обсерватория  
 Центральный институт  
 астрофизики АН ГДР

## AN INVESTIGATION OF PHOTOMETRIC AND GEOMETRIC PARAMETERS OF GALAXIES IN CLUSTERS I. CLUSTER A2065

О. М. КУРТАНИДЗЕ, Г. М. РИХТЕР

The paper presents the plate treatment data of the cluster A2065 taken with the Byurakan Astrophysical Observatory 2.6-m telescope in the photographic band. The magnitudes were integrated up to the isophote corresponding to  $m_{pg} = 25$  sq. arc sec. The completeness limit is  $19^m.5$  and the number of galaxies up to this limit is 132. For the parameters of the Schechter luminosity function the values of  $\alpha^* = -1.25$ ,  $M_{pg}^* = -20.45$  were derived and for those of Abell  $s_1 = 1.1$ ,  $s_2 = 0.36$ . The luminosity segregation of the galaxies is observed only within a magnitude from the brightest galaxy. The ellipticities and position angles of the major axes of galaxies were determined. The observed ellipticity does not depend on the luminosity, diameter and position of galaxies in the cluster. In terms of different statistical criteria it is shown that an alignment of the galaxy major axes is observed. It is perpendicular to the direction of the central double galaxy orientation and to that of the cluster elongation.

### ЛИТЕРАТУРА

1. *F. Zwicky*, Proceedings of the Third Berkeley Symposium on Mathematical Statistics and Probability, Ed., J. Neyman, 3, 1956.
2. *G. Abell*, Astrophys. J. Suppl. Ser., 3, 211, 1953.
3. *H. Sptirad*, Publ. Astron. Soc. Pacif., 89, 116, 1977.
4. *M. Struble, H. Rood*, Astron. J., 87, 7, 1982.
5. *C. D. Shane, C. A. Wirtanen*, Publ. Lick Observ., 22, part 1, 1967.
6. *A. Oemler*, Astrophys. J., 194, 1, 1974.
7. *K. Fritze, M. Lange, G. Möstl, H. Olsak, G. M. Richter*, Astron. Nachr., 298, 189, 1977.
8. *M. L. Humason, N. U. Mayall, A. R. Sandage*, Astron. J., 61, 97, 1956.
9. *O. J. Eggen*, Astron. J., 60, 65, 1955.

10. G. S. Brown, Publ. Astron., The University of Texas, No. 11, 1974.
11. P. Schechter, Astrophys. J., 203, 297, 1976.
12. Д. Химмельблау. Анализ процессов статистическими методами, Мир, М., 1986.
13. A. Dressler, Astrophys. J., 223, 765, 1978.
14. G. Abell, in Stars and Stellar Systems, 9, ed. A. Blaauw and Maarten Schmidt (Chicago: University of Chicago Press), 614, 1975.
15. M. J. Bucknell, J. G. Godwin, J. V. Peach, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., 188, 579, 1979.
16. A. T. Kalloghltan, A. G. Egiklan, D. Nanni, D. Trevese, A. Vignato, Astrofizika, 19, 183, 1983.
17. A. G. Egiklan, A. T. Kalloghltan, D. Nanni, D. Trevese, A. Vignato, Astrofizika, 21, 21, 1984.
18. K. M. Strom, S. E. Strom, Astron. J., 83, 73, 1978.
19. J. Gott, T. X. Thuan, Astrophys. J., 204, 649, 1976.
20. S. Djorgovski, Astrophys. J., 274, L7, 1983.
21. M. Adams, K. M. Strom, S. E. Strom, Astrophys. J., 238, 445, 1980.
22. L. A. Thompson, Astrophys. J., 209, 22, 1976.
23. О. М. Курганидзе, Всесоюзная конференция «Строение и Физика Галактик», Боржоми, 17—20 июня 1980 г. (см. В. Г. Сурдин, Астрон. ж., 57, 1349, 1980).
24. D. J. Hawley, P. J. E. Peebles, Astron. J., 80, 477, 1975.
25. К. Мардиа, Статистический анализ угловых наблюдений, Наука, М., 1978.

УДК: 524.45:520.2

СПЕКТРОФОТОМЕТРИЯ ГАЛАКТИК  
МАРКАРЯН 367, 449 И 1119

А. Н. БУРЕНКОВ, А. Р. ПЕТРОСЯН, Э. Е. ХАЧИКЯН

Поступила 15 сентября 1986

Принята к печати 2 марта 1987

На основе спектров, полученных на 6-м телескопе САО АН СССР, проведено спектрофотометрическое исследование центральных областей галактик Марк 367, 449 и 1119. По относительным интенсивностям эмиссионных линий оценены значения  $T_e$  и  $n_e$ , содержание элементов О и N, массы и объемы ионизованного газа и число звезд типа O7. Марк 1119 напоминает голубые компактные галактики с мощной вспышкой звездообразования. Центральные области Марк 367 и 449 имеют характеристики ядер спиральных галактик со вспышкой звездообразования.

1. *Введение и наблюдательный материал.* В первичном фокусе 6-м телескопа САО АН СССР продолжают детальные спектральные исследования галактик с УФ-континуумом. В настоящей работе приведены результаты исследования галактик Марк 367, 449 и 1119.

Первые определения лучевых скоростей этих галактик приведены в работах [1—4]. Результаты широкополосной фотометрии этих галактик приведены в работах [5, 6]. Марк 449 наблюдается в линии 21 см НI. Общая масса нейтрального водорода в ней оценена:  $0.27 \div 0.51 \cdot 10^9 M_{\odot}$  [7, 8]. Поток радиоизлучения от Марк 1119 на волне 7.6 см меньше 40 мЯн [9].

В табл. 1 приведены данные о наблюдательном материале исследованных объектов.

Масштаб на спектрах перпендикулярно дисперсии  $\sim 17''/\text{мм}$ . Изображения при наблюдениях были порядка  $1''$ — $3''$ . При всех наблюдениях щель спектрографа была направлена вдоль большой оси галактик. Регистрация спектров проводилась на микрофотометрах PDS — 1010A и ИФО—451 БАО АН Арм.ССР.

2. *Результаты.* По снимкам 2.6-м телескопа БАО АН Арм.ССР морфологическая структура исследуемых галактик различна. Марк 367—галактика с аморфной структурой. Марк 449, по всей вероятности, видимая с ребра спиральная галактика, на которую проектируется звезда фона.

Марк 1119 — сфероидальный объект высокой поверхностной яркости, окруженный продолговатой диффузной оболочкой.

Таблица 1  
ДАННЫЕ О СПЕКТРАЛЬНЫХ НАБЛЮДЕНИЯХ ГАЛАКТИК

Галактика	Дата наблюдения	Аппаратура	Экс (мин.)	Дисп. (А/мм)	Спектр. диапазон (А)
Марк 367	9.12.82	СП160+УМК91В	10	65	3600—5100
			12		4600—6100
			15		5700—7200
Марк 449	23.06.84	UAGS+УМК91В	15	100	3600—5900
			15		4800—7100
Марк 1119	13.08.83	СП160+УМК91В	30	65	3600—5100
			3		" "
			20		4600—6100
			2		" "
			30		5700—7200
			3		" "

В спектрах всех трех галактик наблюдаются эмиссионные линии [S II], [N II], H $\alpha$ , [O III], H $\beta$ , H $\gamma$  и [O II]. Все отождествленные линии в спектрах Марк 367, 449 и 1119 фотометрированы. Погрешности в определении интенсивностей линий составляют в среднем 20% для  $I(\lambda) \geq I(H\beta)$  и 30% для  $I(\lambda) < I(H\beta)$ .

Наблюдаемые и исправленные за поглощение, согласно [10], значения относительных интенсивностей эмиссионных линий этих галактик приведены в табл. 2.

Эквивалентные ширины эмиссионной линии H $\beta$  в спектрах Марк 367, 449 и 1119 равны соответственно: 6.3, 3.5, 12.9 А.

Из-за отсутствия в спектрах указанных объектов авроральных линий, для определения электронных температур использованы эмпирические зависимости между  $T_e$  и отношениями  $I([O III] + [O II]) / I(H\beta)$  и  $I([O III]) / I([N II])$ , приведенные в работах [11—13]. Усредненные по этим определениям и использованные при дальнейших расчетах значения  $T_e$  равны 7000, 6600, 10200 соответственно для Марк 367, 449 и 1119.

По этим значениям  $T_e$  и по отношениям  $I([S II] \lambda 6717) / I([S II] \lambda 6731)$  оценены электронные плотности в указанных галактиках [14]. Для всех них они оказались одного порядка  $\sim 50 \text{ см}^{-3}$ .

На двумерной классификационной диаграмме [15] все три исследуемые галактики располагаются в области, в которой действует механизм фотоионизации горячими звездами O—В. Это дает возможность по выше-

Таблица 2

ОТНОСИТЕЛЬНЫЕ ИНТЕНСИВНОСТИ ЭМИССИОННЫХ ЛИНИЙ

	Марк 367		Марк 449		Марк 1119	
	$\left(\frac{I_\lambda}{I_{H\beta}}\right)_{\text{набл.}}$	$\left(\frac{I_\lambda}{I_{H\beta}}\right)_{\text{испр.}}$	$\left(\frac{I_\lambda}{I_{H\beta}}\right)_{\text{набл.}}$	$\left(\frac{I_\lambda}{I_{H\beta}}\right)_{\text{испр.}}$	$\left(\frac{I_\lambda}{I_{H\beta}}\right)_{\text{набл.}}$	$\left(\frac{I_\lambda}{I_{H\beta}}\right)_{\text{испр.}}$
[S II] $\lambda$ 6731	0.30	0.30	0.26	0.22	0.53	0.16
[S II] $\lambda$ 6717	0.42	0.42	0.36	0.30	0.72	0.22
[N II] $\lambda$ 6584	0.78	0.78	1.07	0.99	1.10	0.36
H $\alpha$	2.80	2.80	3.05	2.80	8.55	2.83
[N II] $\lambda$ 6548	0.24	0.24	0.48	0.44	0.37	0.12
[O III] $\lambda$ 5007	1.65	1.65	1.19	1.18	2.07	1.84
[O III] $\lambda$ 4959	0.50	0.50	0.40	0.39	0.85	0.78
H $\beta$	1.00	1.00	1.00	1.00	1.00	1.00
H $\gamma$	—	—	—	—	0.24	0.40
[O II] $\lambda$ 3727	1.14	1.14	1.18	1.31	1.85	6.78

приведенным значениям  $T_e$  и  $n_e$  и по относительным интенсивностям эмиссионных линий (см. табл. 2), при предположении, что в рассмотренных объектах  $T_e$  заметно не меняется, произвести расчет содержания кислорода и азота в них [16]. Логарифмы содержания O и N для Марк 367, 449 и 1119 приведены в табл. 3. Отметим, что количество атомов водорода принято равным  $10^{12}$ .

Таблица 3

ЛОГАРИФМЫ СОДЕРЖАНИЯ КИСЛОРОДА  
И АЗОТА

	lg O	lg N	N/O
Марк 367	8.66	7.90	0.174
Марк 449	8.77	7.94	0.148
Марк 1119	8.45	6.85	0.025
Внегалактические изолированные H II области	8.04	6.62	0.038
Ядра спиральных галактик	9.03	8.16	0.135
H II области	8.60	7.59	0.098
Солнце	8.92	7.99	0.117

Для сравнения в табл. 3 приведены содержания тех же элементов для внегалактических изолированных H II-областей [17], ядер спиральных галактик [13], галактических H II-областей [18, 19] и Солнца [20, 21].

Фотографические В-величины центральных областей исследуемых галактик (3.<sup>m</sup>4 для Марк 367 и 1119, 6.<sup>m</sup>8 для Марк 449) оценены 17.<sup>m</sup>5, 15.<sup>m</sup>7 и 16.<sup>m</sup>8 соответственно для Марк 367, 449 и 1119.

При приведенных выше значениях эквивалентных ширины линии  $H\beta$  этих объектов получены наблюдаемые абсолютные потоки в линии  $H\beta$  и на основе их вычислены исправленные за поглощение абсолютные светимости в линии  $H\beta$  ( $H = 75$  км/с Мпк), эффективные объемы и массы излучающего газа, а также факторы скважности в них, количество лаймановских квантов, излучаемых ими [22], и по данным работы [23] количество звезд типа O7, способных излучать такое количество лаймановских квантов. Значения всех отмеченных физических характеристик Марк 367, 449 и 1119 собраны в табл. 4.

Таблица 4

НЕКОТОРЫЕ ФИЗИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ  
ГАЛАКТИК

	Марк 367	Марк 449	Марк 1119
$F_{H\beta}$ (эрг см <sup>-2</sup> с <sup>-1</sup> )	$1.9 \cdot 10^{-15}$	$5.5 \cdot 10^{-15}$	$7.4 \cdot 10^{-15}$
$L_{H\beta}$ (эрг с <sup>-1</sup> )	$5.0 \cdot 10^{39}$	$1.6 \cdot 10^{38}$	$4.1 \cdot 10^{40}$
$I_{H\beta}$ (эрг см <sup>-3</sup> с <sup>-1</sup> )	$4.3 \cdot 10^{-22}$	$4.5 \cdot 10^{-22}$	$3.1 \cdot 10^{-22}$
$V_{эфф}$ (см <sup>3</sup> )	$1.2 \cdot 10^{61}$	$3.6 \cdot 10^{59}$	$1.3 \cdot 10^{61}$
$M_{HII}$ ( $M_{\odot}$ )	$5.0 \cdot 10^5$	$1.6 \cdot 10^4$	$5.6 \cdot 10^6$
$\alpha$	$5.7 \cdot 10^{-5}$	$2.4 \cdot 10^{-4}$	$4.2 \cdot 10^{-2}$
$N_{Ly\alpha}$ (квант с <sup>-1</sup> )	$9.9 \cdot 10^{51}$	$3.2 \cdot 10^{50}$	$8.2 \cdot 10^{52}$
$N_{O7}$	1020	30	8440

3. *Выводы.* Из исследуемых галактик по цвету самая голубая Марк 1119 [6]. В ней же, по нашим данным, оцененное число молодых звезд и масса ионизованного водорода наибольшие. По этим параметрам, а также по содержанию кислорода и азота данный объект напоминает голубые компактные галактики с мощной вспышкой звездообразования [24, 25].

По физическим параметрам (см. табл. 4) и по содержанию тяжелых элементов центральные области Марк 367 и 449 больше напоминают ядра спиральных галактик со вспышкой звездообразования (см., например, [26, 27]). Притом это ярче выражено в Марк 367, чем в Марк 449.

Специальная астрофизическая  
обсерватория АН СССР

Бурджанская астрофизическая  
обсерватория

## SPECTROPHOTOMETRY OF MARKARIAN 367, 449 AND 1119

A. N. BURENKOV, A. R. PETROSSIAN, E. YE. KHACHIKIAN

The results of spectrophotometrical observations of Mark 367, 449 and 1119 carried out with the 6-m telescope of SAO AS USSR are presented. Using the intensity ratios of the emission lines  $T_e$ ,  $n_e$ , the abundances of O, N, the masses and volumes of the emitting gas and the numbers of the O7 type stars are calculated. Mark 1119 is similar to the blue compact galaxies with powerful burst of star formation. The central regions of Mark 367 and 449 have characteristics of the star burst nucleus of spirals.

## ЛИТЕРАТУРА

1. М. А. Аракелян, Э. А. Дибай, В. Ф. Есипов, *Астрофизика*, 8, 177, 1972.
2. М. А. Аракелян, Э. А. Дибай, В. Ф. Есипов, *Астрофизика*, 9, 325, 1973.
3. Э. К. Денисюк, В. А. Липовецкий, *Астрофизика*, 10, 315, 1974.
4. Б. Е. Маркарян, В. А. Липовецкий, Дж. А. Степанян, *Астрофизика*, 16, 5, 1980.
5. J. P. Nuchta, Ph. D. Thesis, Pasadena, 1977.
6. Э. А. Дибай, В. Т. Дорошенко, К. А. Постнов, *Письма в Астрон. ж.*, 7, 527, 1981.
7. L. Bottinelli, L. Gouguenheim, G. Paturel, *Astron. and Astrophys.*, 88, 32, 1980.
8. T. X. Thuan, G. E. Martin, *Astrophys. J.*, 247, 823, 1981.
9. В. А. Санамян, Р. А. Кандалян, Г. А. Оганян, *Астрофизика*, 19, 429, 1983.
10. J. S. Mathis, *Astrophys. J.*, 159, 263, 1970.
11. P. A. Shaver, R. X. McGee, L. M. Newton, A. C. Danks, S. R. Pottasch, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, 204, 53, 1983.
12. B. E. J. Pagel, M. G. Edmunds, D. E. Blackwell, M. S. Chun, G. Smith, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, 189, 95, 1979.
13. D. Alloin, S. Collin-Souffrin, M. Joly, L. Vigroux, *Astron. and Astrophys.*, 78, 200, 1979.
14. И. В. Носов, *Астрон. циркуляр*, № 1050, 1, 1979.
15. J. A. Baldwin, M. M. Phillips, S. Terlevich, *Publ. Astron. Soc. Pacif.*, 93, 5, 1981.
16. M. Peimbert, S. Torres-Peimbert, *Astrophys. J.*, 168, 413, 1971.
17. H. B. French, *Astrophys. J.*, 240, 41, 1980.
18. J. B. Kaler, *Astrophys. J.*, 244, 54, 1981.
19. S. A. Hawley, *Astrophys. J.*, 224, 417, 1978.
20. D. L. Lambert, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, 182, 249, 1978.
21. D. L. Lambert, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, 183, 79, 1978.
22. S. R. Pottasch, *Vistas Astron.*, 6, 149, 1965.
23. P. G. Mezger, L. F. Smith, E. Churchwell, *Astron. and Astrophys.*, 32, 269, 1974.
24. D. Kunt, W. L. W. Sargent, *Astron. and Astrophys. Suppl. Ser.*, 36, 259, 1979.
25. D. Kunt, M. Joubert, *Astron. and Astrophys.*, 142, 411, 1985.
26. M. G. Pastoriza, H. A. Dottori, *Astrophys. J.*, 244, 27, 1981.
27. А. Р. Петросян, М. Туратто, Э. Е. Хачикян, *Астрофизика*, 24, 5, 1986.



УДК: 524.45

## НОВЫЕ НАБЛЮДЕНИЯ ПЕРЕМЕННОЙ ГАЛАКТИКИ МАРКАРЯН 509

К. А. СААКЯН

Поступила 15 сентября 1986

Принята к печати 2 марта 1987

Приводятся результаты измерения блеска Марк 509 за период 1976—1980 гг. Сравниваются значения звездных величин звезд сравнения вокруг Марк 509, полученные разными авторами. Приводится кривая блеска Марк 509.

1. *Введение.* Маркарян 509 классифицирована как сейфертовская галактика I типа, однако по своему компактному виду и высокой оптической светимости она похожа на квазар. Яркое ядро окружено слабой, бесструктурной оболочкой, размер которой 14 кпк [1].

Переменность галактики Марк 509 впервые была обнаружена фотографическим путем [2] в 1975 г., когда блеск галактики уменьшился. В 1976 г. на телескопе РАТАН-600 был наблюден значительный поток [3]; дальнейшие наблюдения на этой волне и на других волнах такой большой поток не фиксировали [4, 5], что и позволило сделать предположение о радиопеременности этого объекта. Галактика является также сильным источником рентгеновского излучения [6, 7] и сильным инфракрасным источником [8, 9]. На диаграмме  $(U-B) - (B-V)$  Марк 509 является самым голубым объектом среди всех внегалактических рентгеновских источников [10]. Установлен факт переменности в рентгене. Систематические наблюдения Марк 509 в рентгеновском, ИК, оптическом и УФ диапазонах показывают [11], что переменность потока увеличивается с уменьшением длины волны. Рентгеновские наблюдения НЕАО [12] в отдельные четыре дня октября 1978 г. показывают, что источник переменный, со шкалой в несколько дней. У Марк 509 наблюдались также медленные спектральные изменения за промежутки порядка 5—8 лет [13].

После опубликования измерений и цветов [14] наблюдения были продолжены в 1976—1980 гг. В последние годы небо над Бюраканом стало более светлым, и из-за низкого склонения Марк 509 ее наблюдения затруднены; пришлось прекратить наблюдения этого объекта.

Наблюдения велись на 21" камере Шмидта Бюраканской обсерватории. Снимки получены на пластинках ORWO Zu-2 без фильтра, что дает обычную фотографическую величину. Измерения яркости галактики и звезд сравнения выполнялись на микрофотометре МФ-2 и на ирисовом фотометре Аскания-3.

2. *Звездные величины стандартных звезд.* В работе [15] приведены данные электрофотометрических наблюдений некоторых звезд вокруг галактики Марк 509, использованных нами в качестве звезд сравнений в [14]. Обозначения звезд сравнения в работе [15] не соответствуют нашим обозначениям, приведенным в работе [14], и это вносит некоторую путаницу. В табл. 1 приведены обозначения звезд, использованных в обеих работах, их звездные величины и разности между ними.

Таблица 1

**ЗВЕЗДНЫЕ ВЕЛИЧИНЫ И РАЗНОСТИ ЗВЕЗД  
СРАВНЕНИЯ ВОКРУГ МАРК 509, ОПРЕДЕЛЕННЫЕ  
РАЗНЫМИ АВТОРАМИ**

Обозначение звезд в [14]	Обозначение звезд в [15]	$m_{pg}$ [14]	$B$ [15]	$\Delta m$
c	E	12.18	12.46	0.28
f	D	12.85	13.03	0.18
b	B	13.55	13.77	0.22
e	C	14.94	14.94	0.00

Из данных таблицы следует, что разности между звездными величинами меняются с яркостью: чем ярче звезда, тем больше разность. При яркости  $15^m$  разность в звездных величинах равна нулю. На рис. 1 показана корреляция между фотографической звездной величиной и разностью двух измерений для звезд сравнения в обеих работах.

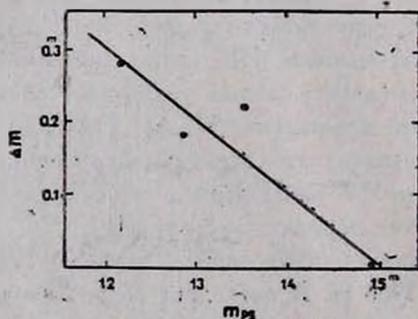


Рис. 1. Зависимость разностей между звездными величинами звезд сравнения, приведенными в [14, 15], от фотографической звездной величины.

Данные измерений яркости Марк 509 приведены в табл. 2, в столбцах которой соответственно приведены: дата наблюдений, юлианское время наблюдений, звездная величина в фотографических лучах и средняя квадратичная ошибка.

Таблица 2

ДАННЫЕ ИЗМЕРЕНИЙ ЯРКОСТИ МАРК 509

Дата наблюдений	Юлианское время	Звездная величина	Средняя ошибка
27. 3.1976	2442+864.049	13 <sup>m</sup> .80	±0 <sup>m</sup> .02
5. 5.1976	903.061	13.14	0.03
3. 6.1976	932.960	13.51	0.01
2. 8.1976	992.928	13.21	0.07
4. 8.1976	994.902	13.39	0.07
18. 7.1977	2443+342.932	13.66	0.01
12.10.1977	429.772	13.48	0.02
9. 5.1978	637.008	13.20	0.03
9. 5.1978	637.019	13.23	0.03
6. 6.1978	665.979	13.13	0.03
10. 7.1978	699.931	13.27	0.04
12. 8.1978	733.884	13.68	0.02
25. 8.1978	745.778	13.46	0.06
2.10.1978	783.828	13.46	0.01
11. 7.1980	2444+431.949	13.94	0.03

3. *Кривая блеска Маркарян 509.* Сопоставление измерений блеска Марк 509, приведенных нами в данной работе, оценок яркости на двух парах карт Паломарского обозрения, значений яркости, приведенных в [14, 16, 17], позволили построить кривую блеска Марк 509. Сравнение данных показывает, что Марк 509, в основном, находится в стадии максимальной яркости. Первый наблюдавшийся минимальный блеск, по данным [14], продолжался около четырех месяцев.

На рис. 2 приведены кривые блеска Марк 509 в разные эпохи. Каждая линия соответствует наблюдениям, проведенным в течение одного года. Слева от кривых приведены звездные величины для первого наблюдаемого дня данного года, справа — годы, соответствующие приведенным наблюдениям, и масштаб в звездных величинах. На оси абсцисс приведены юлианские дни, масштаб — одно деление соответствует 20 дням.

Кривая блеска за 1953 г. (верхняя линия) построена по глазомерным оценкам на двух парах карт Паломарского обозрения, соответствующим наблюдениям 14/15 августа 1953 г. и 10/11 ноября 1953 г. Блеск галактики в начале и в конце этого промежутка времени один и тот же

и соответствует максимуму своего блеска. В 1974 г. галактика также находилась в максимуме и сохраняла максимальный блеск в течение всего периода наблюдений. В 1975 г. галактика уменьшила блеск, но в период наблюдений сохранялось его минимальное значение. Быстрые и частые изменения происходили в 1976 г.— примерно  $0^m.7$  за 40 дней. В 1977 г. на-

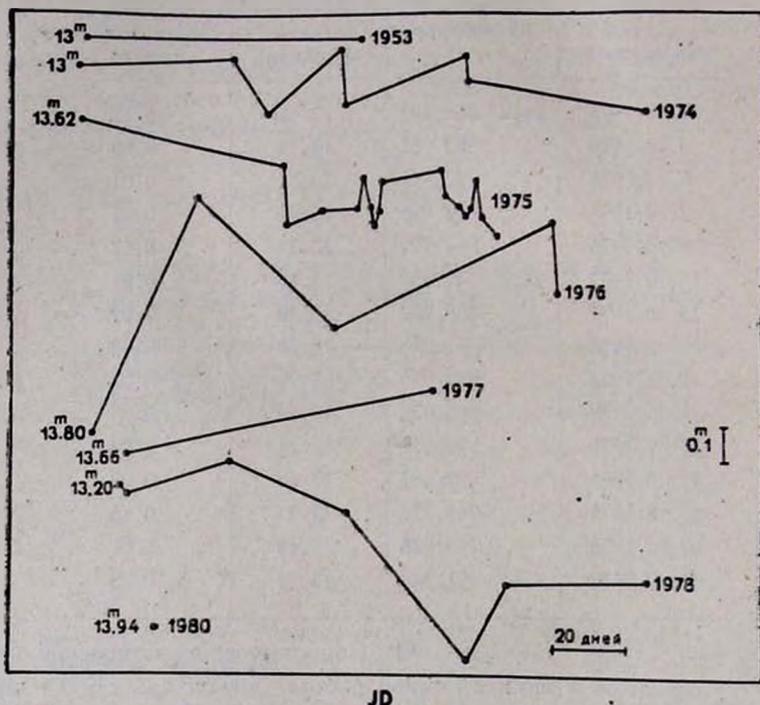


Рис. 2. Кривая блеска галактики Маркарян 509 за 1974—1980 гг. Каждая линия соответствует наблюдениям, проведенным в течение одного года. Слева от кривых приведены звездные величины для первого наблюдаемого дня данного года, справа — годы, соответствующие приведенным наблюдениям и масштаб в звездных величинах. На оси абсцисс приведены юлианские дни, масштаб: одно деление соответствует 20 дням.

блюдения имеются всего за два дня, и в обоих случаях, в пределах точности, галактика имела одинаковую яркость около минимума. В 1978 г. также произошло постепенное уменьшение блеска на  $0^m.6$ , затем увеличение блеска на  $0^m.2$  за 12 дней, после чего яркость галактики оставалась постоянной. За 1980 г. имеется только одно наблюдение, когда галактика находилась в минимуме блеска.

Наибольшая наблюденная амплитуда за самый короткий период наблюдений (один месяц) составляет  $0^m.7$ . В основном в состоянии как ми-

минимального, так и максимального блеска имеют место нерегулярные и медленные изменения блеска с амплитудой до  $1^m$ .

4. Сравнение с наблюдениями других авторов. После обнаружения переменности галактики она была разносторонне исследована разными методами. В работе [8] приведены яркость и цвета галактики за 21 апреля 1974 г.:  $V = 13^m.12$ ,  $B - V = 0^m.23$ ,  $U - B = -0^m.93$ . Полученное значение  $B = 13^m.35$  (соответствующее значению  $13^m.0$  в нашей системе) соответствует максимуму яркости галактики. Имеются также два независимых наблюдения Вокулера [17] в 1972 г. и 1974 г. соответственно, когда галактика имела яркость  $13^m.0$  и  $12^m.94$  (в переводе в нашу систему).

Яркость континуума по наблюдениям 26.6.1977 г. [13] уменьшается значительно: в континууме на фактор 0.45, в потоке  $H\beta$  — 0.54,  $\Delta m_{H\beta} = 0^m.69$ ,  $m_V = 13^m.12$  (в фотографических лучах этому соответствует  $13^m.81$ ), т. е. галактика находилась в минимуме блеска. Наши наблюдения, выполненные после этих наблюдений, показывают постоянную яркость в минимуме.

Рентгеновские наблюдения, проведенные в октябре 1978 г., показывают постоянную интенсивность 16, 19 и 22 октября и сильный спад потока 28 октября [12]. По нашим наблюдениям в 1978 г. галактика непрерывно меняла свой блеск.

Инфракрасные наблюдения [18], проведенные 1.9.1979 г., дают следующие значения:  $J = 11^m.88$ ,  $J - H = 0^m.91$ ,  $J - K = 1^m.89$ .

Приведенный в работе [17]  $U - B$  этого объекта составляет  $-1^m.05$ , что соответствует  $-0^m.71$  в использованной нами системе. Ультрафиолетовый цвет во время минимума, наблюдаемого в 1975 г., менялся в пределах от  $-0^m.71$  до  $-0^m.88$  в течение одного месяца. Цвета этой галактики в минимуме и максимуме почти не меняются.

Размер излучающей области в рентгеновских лучах, согласно данным переменности, должен быть порядка  $R_x \leq 1 \cdot 10^{-2}$  пк. По переменности в оптике [14] размер излучающей области равен  $R_{opt} = 0.3$  пк. На волне  $2 \mu m$  минимальное время переменности оценивается от нескольких недель до нескольких лет.

В [19] делается предположение, что имеется система выброшенного газа, который имеет вид расширяющейся оболочки. Согласно [7], ослабление блеска можно приписать действию пыли в окрестностях ядра.

## THE NEW OBSERVATIONS OF VARIABLE GALAXY MARKARIAN 509

К. А. СААКЯН

The results of brightness measurements of Mark 509 during 1976—1980 are given. The magnitudes of comparison stars near Mark 509 measured by different authors are compared. The light curve of Mark 509 is given.

### ЛИТЕРАТУРА

1. *T. F. Adams*, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, **33**, 19, 1977.
2. *К. А. Саакян*, *Астрон. циркуляр*, 902, 4, 1976.
3. *М. Г. Минзалиев, С. А. Пустыльник, С. А. Трушкин, Р. М. Киракосян, В. Г. Малумян*, *Астрофизика*, **14**, 91, 1978.
4. *В. А. Самаян, Р. А. Кандалян*, *Астрофизика*, **16**, 425, 1980.
5. *G. Kojolan, H. M. Toumassian, D. F. Dickinson, A. St. Clair Dinger*, *Astron. J.*, **85**, 1462, 1980.
6. *B. A. Cooke, M. J. Ricketts, T. Maccacaro, J. P. Pye, M. Elvis, M. G. Watson, R. E. Griffiths, K. A. Pounds, I. McHardy, D. Maccagni, E. Di Seward, C. G. Page, M. J. Turner*, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, **182**, 489, 1978.
7. *R. G. Dower, R. E. Griffiths, H. K. Bradt, R. E. Doxey, M. D. Johnson*, *Astrophys. J.*, **235**, 355, 1980.
8. *W. A. Stein, D. W. Weedman*, *Astrophys. J.*, **205**, 44, 1976.
9. *D. A. Allen*, *Astrophys. J.*, **207**, 367, 1976.
10. *J. L. Culhane*, *Quart. Roy. Astron. Soc.*, **19**, 1, 1978.
11. *M. J. Geller, J. P. Huchra, J. P. Delvaille*, *Bull. Amer. Astron. Soc.*, **12**; No. 4, 1980.
12. *S. Dil, F. A. Frimint, E. Basinska, M. Bautz, S. K. Howl, F. Lang, A. M. Levine, H. G. Lewinn, D. M. Worrall, P. L. Nolan, J. L. Matteson*, *Astrophys. J.*, **250**, 513, 1981.
13. *M. Whittle*, *Prøgr. Steward Observ.*, No. 548, 1985.
14. *О. В. Магницкая, К. А. Саакян*, *Астрофизика*, **12**, 431, 1976.
15. *H. R. Miller*, *Astron. J.*, **86**, 87, 1981.
16. *Б. Е. Маркарян, В. А. Липовецкий*, *Астрофизика*, **9**, 487, 1973.
17. *G. de Vaucouleurs*, *Astrophys. J.*, **197**, 1, 1978.
18. *A. Balzano, D. W. Weedman*, *Astrophys. J.*, **243**, 756, 1981.
19. *M. M. Phillips, J. A. Baldwin, B. Atwood, R. F. Carswell*, *Astrophys. J.*, **274**, 558, 1983.

УДК: 524.7

МОРФОЛОГИЯ НЕКОТОРЫХ НОВЫХ ГАЛАКТИК  
С УФ-ИЗЫТКОМ

В. С. ТАМАЗЯН

Поступила 23 декабря 1986

Принята к печати 2 марта 1987

По прямым снимкам, полученным в первичном фокусе 2.6-м телескопа Бюраканской обсерватория, проведено морфологическое исследование 32 новых галактик с УФ-избытком из третьего списка М. А. Казаряна. Около 2/3 исследованных галактик являются спиральными. Среди 15 галактик в интервале Sa—Sc 7 галактик имеют перемычки.

В работе отмечены четыре галактики (№ 281, 289, 332 и 338), имеющие довольно интересную морфологическую структуру.

1. *Введение.* Исследование морфологии галактик с ультрафиолетовым (УФ) избытком имеет важное значение для выявления и последующего подробного изучения тех областей, которые ответственны за избыточное ультрафиолетовое излучение. В то же время известно, что, основываясь лишь на картах Паломарского обозрения с их сравнительно небольшим масштабом, трудно провести уверенную морфологическую классификацию, а тонкие структурные детали заметить часто невозможно. Это, в первую очередь, относится к тем галактикам, которые имеют сравнительно небольшие размеры и компактный вид на картах Паломарского обозрения, причем среди галактик с УФ-избытком они составляют немалое число.

Крупномасштабные же снимки, позволяя проводить уверенную классификацию, дают возможность более подробно исследовать морфологическую структуру, выявлять в галактиках отдельные детали, сгущения. Кроме того, на этих снимках можно отобрать объекты, обладающие наиболее интересными особенностями, которые заслуживают дальнейшего более подробного изучения иными методами.

Данная работа посвящена исследованию ряда галактик с УФ-избытком из третьего списка М. А. Казаряна [1]. Морфология большого числа галактик из первых двух списков рассмотрена ранее в работах [2, 3]. Что касается третьего и последующих списков новых галактик с УФ-избытком, то для них до последнего времени крупномасштабные снимки не имелись.

Поэтому при проведении колориметрических наблюдений в первичном фокусе 2.6-м телескопа Бюраканской обсерватории (оригинальный масштаб 1 мм = 21") в качестве дублирующей для нас служила программа наблюдений галактик из третьего списка в фотографических лучах. Снимки получены на пластинках ORWO Zi-21 с экспозициями 15—20 мин. Всего удалось получить снимки 32 галактик, причем выбор диктовался лишь удобным расположением объекта в момент наблюдения.

2. *Морфологическая классификация.* На рис. 1 приводятся репродукции со снимков некоторых из наблюдаемых галактик, а в табл. 1 приведены морфологические типы галактик согласно классификации Хаббла.

Таблица 1

МОРФОЛОГИЧЕСКИЕ ТИПЫ РЯДА НОВЫХ ГАЛАКТИК  
С УФ-ИЗЫТКОМ

Морфологич. тип	№ галактики по списку [1]	Общее число	%
E	270	1	3.1
S0	279, 292, 317, 318, 322, 337	6	18.8
Sa—Sc	264, 277, 299, 313, 324, 333, 339, 344	8	25.0
SBa—SBc	289, 326, 332, 338, 343, 350, 352	7	21.9
Irr	267, 268, 281	3	9.3
Compact	266, 287, 291, 298, 311, 323, 351	7	21.9
Всего		32	100.0

Отметим, что к числу компактных мы отнесли те галактики, которые даже на снимках 2.6-м телескопа по компактности и конденсированности изображений практически не отличаются от снимков Паломарского обзора — эти галактики трудно классифицировать по схеме Хаббла.

Ниже приводятся подробные описания галактик, обладающих интересными структурными особенностями, которые, на наш взгляд, заслуживают дальнейшего исследования спектральными, колориметрическими и другими методами.

№ 281 — иррегулярная галактика с тремя сгущениями, одно из которых значительно ярче двух остальных и находится недалеко от геометрического центра галактики. Намечаются и другие более слабые сгущения. Эта галактика по своей структуре весьма похожа на интересную галактику № 212, которая подробно исследована в [4].

№ 289 — галактика обладает очень интересной структурой (рис. 1): ее центральная часть состоит из двух перемычек, как бы вложенных одна в другую почти под прямым углом. Широкая и мощная центральная пере-

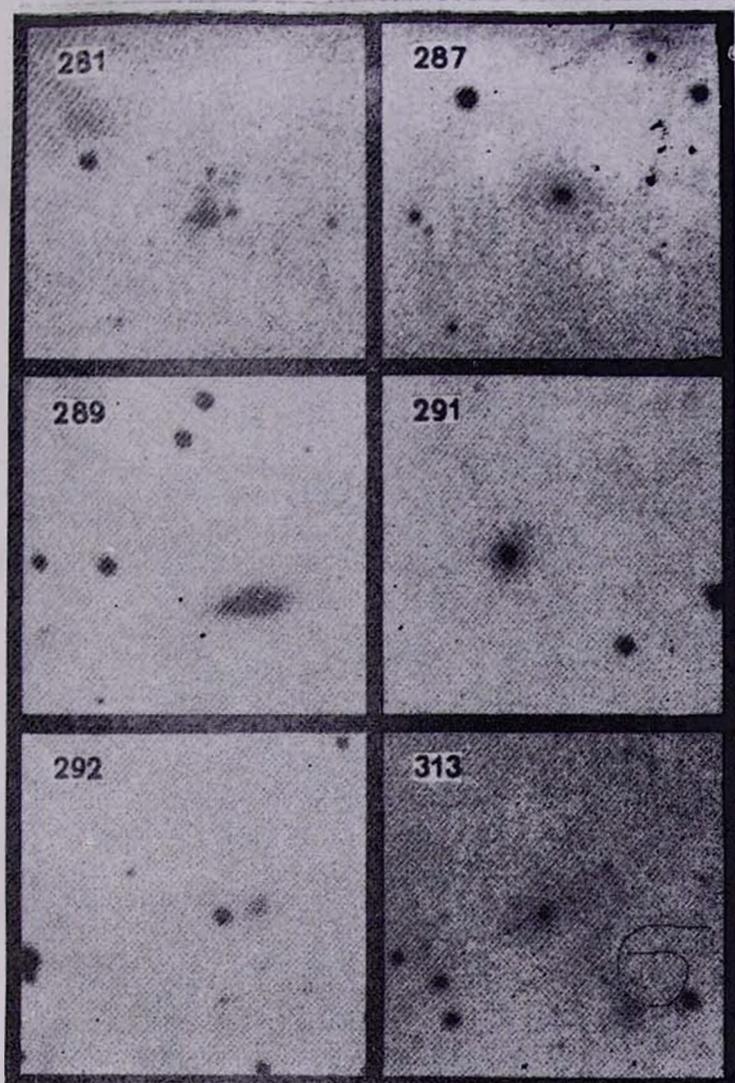
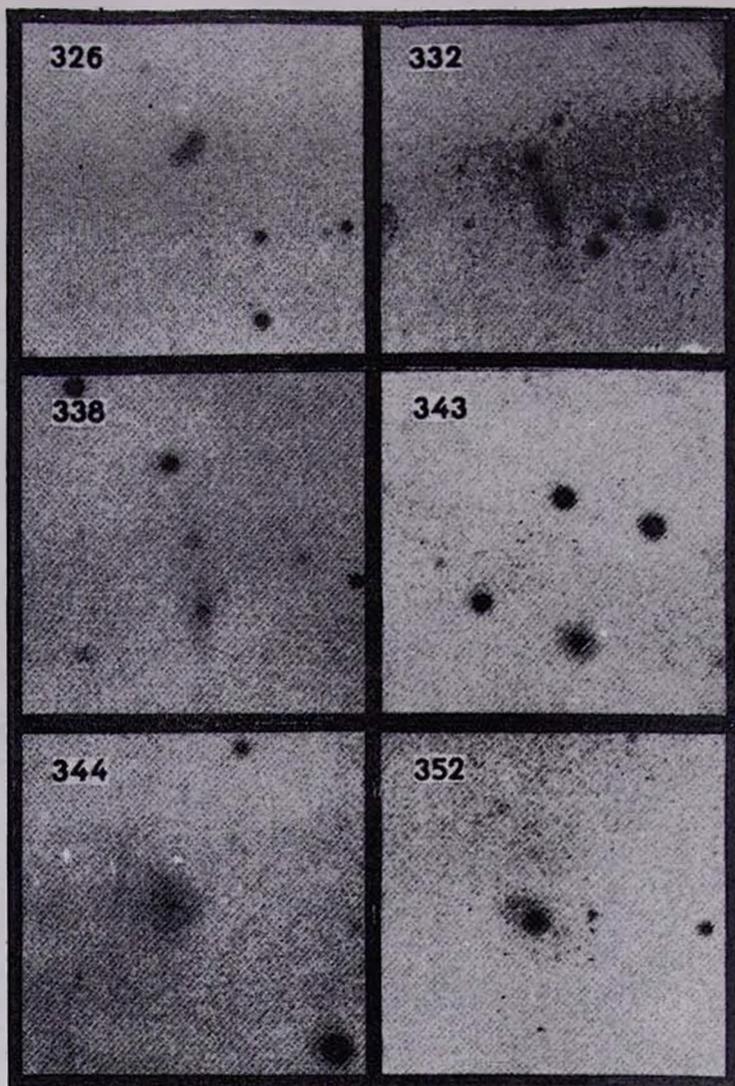


Рис. 1. Репродукции со снимков некоторых новых галактик с УФ-избытком, полученных на 2,6-м телескопе Бюраканской обсерватории в фотографических лучах. Север сверху, восток слева. Масштаб репродукций —  $1 \text{ мм} \approx 3''$ ,



К ст. В. С. Тамаяна

емычка длиной около 45" и шириной около 15" в центре пересекается с более яркой второй перемычкой шириной всего 4—5" и длиной более 20". Заметны развитые спиральные ветви, выходящие с концов центральной перемычки.

№ 332 — спиральная галактика с перемычкой, видимая почти с ребра. В этой галактике наблюдается резкое уменьшение яркости спиральных ветвей на расстоянии около 15" от центра галактики. На расстоянии примерно 28" к северу от ядра заметно небольшое по диаметру (2—3"), но довольно яркое сгущение, имеющее компактный вид.

№ 338 — развитая спираль с перемычкой, которая расположена под углом к плоскости галактики. Общая длина перемычки — 13". К северу от ядра выделяется яркое сгущение, диаметром примерно 2".

3. *Заключение.* Результаты проведенного исследования показывают, что галактики из третьего списка М. А. Казаряна по своей морфологии составляют довольно разнородную группу объектов. Как видно из данных табл. 1, около 66% из исследованных галактик являются спиралями различных морфологических подтипов, 9% — иррегулярными и примерно 3% — эллиптическими. Примерно 22% галактик отнести к какому-либо определенному морфологическому типу затруднительно, поскольку даже масштаб 2.6-м телескопа не позволил заметить в них определенной структуры.

В работе А. Т. Каллогляна [5] впервые была отмечена относительно высокая доля спиралей с перемычками среди галактики Маркаряна. Этот вывод недавно был подтвержден в [6], где на основании изучения морфологии значительного числа галактик из каталога UGCG показано, что среди галактик Маркаряна в интервале морфологических подтипов Sa—Scd перемычкой обладают 53%, в то время как среди остальных галактик — только 30%. Заметим в этой связи, что в [5, 7] на основании ряда аргументов было выдвинуто предположение о более активном состоянии ядер галактик с перемычкой по сравнению с ядрами нормальных спиральных галактик. Из данных табл. 1 нетрудно увидеть, что из исследованных нами 15 спиральных галактик Sa—Sc 7 также обладают перемычками, что близко к значению, полученному в [6].

Понятно, что вышеприведенные количественные оценки не столь строгие, однако в целом они, несмотря на сравнительно небольшое число изученных нами объектов, хорошо совпадают с результатами работы [2], полученными на основании большего числа объектов из первых двух списков новых галактик с УФ-избытком.

Таким образом, относительное число галактик различных морфологических типов как в первых двух, так и в третьем списке новых галактик с УФ-избытком примерно одинаковое и характеризуется следующим про-

центным соотношением: спиральные — 63—65%, иррегулярные — 10—12%, эллиптические — 3—5%. Остальные примерно 20% галактик имеют компактный вид, и их классификация по схеме Хаббла затруднительна.

Ереванский государственный  
университет

## MORPHOLOGY OF SOME NEW GALAXIES WITH UV EXCESS

V. S. TAMAZIAN

Morphological study of 32 galaxies with UV excess from the third list published by M. Kazarian are carried out using the plates taken on the 2.6-m telescope of the Byurakan observatory. About two-thirds of the galaxies investigated are spirals. Among 15 Sa—Sc galaxies 7 are barred spirals. Galaxies No. 281, 289, 332 and 338 with an interesting morphological structure are marked out.

### ЛИТЕРАТУРА

1. М. А. Казарян, Э. С. Казарян, *Астрофизика*, 16, 17, 1980.
2. М. А. Казарян, А. Р. Петросян, В. С. Тамазян, *Письма в Астрон. ж.*, 7, 648, 1981.
3. А. А. Елизаветян, *Астрофизика*, 10, 631, 1983.
4. М. А. Казарян, В. С. Тамазян, *Письма в Астрон. ж.*, 7, 276, 1981.
5. А. Т. Каллолян, *Астрофизика*, 7, 521, 1971.
6. М. М. Пыльвээр, *Астрофизика*, 24, 25, 1986.
7. А. Т. Каллолян, *Астрофизика*, 7, 189, 1971.

УДК: 524.7

## О СВЯЗИ МЕЖДУ БЫСТРОПЕРЕМЕННЫМ И ПЛАВНЫМ КОМПОНЕНТАМИ В КРИВЫХ БЛЕСКА СЕЙФЕРТОВСКИХ ГАЛАКТИК

В. А. ГАГЕН-ТОРН

Поступила 27 июня 1986

Принята к печати 20 февраля 1987

Показано, что у нескольких сейфертовских галактик, в кривых блеска которых выделяются вспышечный и плавный компоненты (компоненты I и II), амплитуда изменения потока компонента I пропорциональна потоку компонента II. Поскольку компоненты I и II идентичны и по цветовым характеристикам, весьма вероятно, что переменность обусловлена единственным плавно меняющимся и флукутирующим источником.

1. Сложный, многокомпонентный характер кривых блеска активных внегалактических объектов отмечался неоднократно [1—3]. В частности, в случае сейфертовских галактик в [1] выделены вспышечный компонент («компонент I») с характерным временем переменности порядка десятка суток и плавный («компонент II») с характерным временем переменности порядка лет.

Важным является ответ на вопрос, описывают ли эти компоненты физически различные процессы (например, характеризуют вращение и пульсацию в модели магнитоида и т. п. или представляют, допустим, разные пространственно разделенные источники). Альтернативная возможность состоит в том, что имеется один медленно меняющийся и флукутирующий источник.

2. Рассмотрим компоненты I и II. Допустим, что процессы, вызывающие медленные изменения блеска (компонент II), не связаны непосредственно с процессами, которыми обусловлено появление компонента I. Тогда дополнительный поток, излучаемый во вспышках, не должен зависеть от того, на какую фазу компонента II приходится вспышка. Если колебания этого потока в среднем одинаковы, то на кривой блеска, построенной в звездных величинах, амплитуда компонента I должна быть в среднем меньше там, где ярче компонент II.

Обратимся к кривым блеска. В обзоре [3] для сейфертовских галактик NGC 4151, NGC 3516 и др. приведены построенные по фотозвлектрическим наблюдениям сводные кривые блеска с разделением на компоненты I и II. Их рассмотрение показывает, что амплитуда компонента I определенно не уменьшается с ростом яркости компонента II (а в случае NGC 4151 даже увеличивается). Таким образом, должна существовать связь между компонентами I и II. В работе [4] нами было показано, что по цветовым характеристикам компоненты I и II идентичны. Поэтому необходимо изучить возможность того, что имеется всего один компонент, плавно меняющийся и флуктуирующий.

3. Если вклад в регистрируемый блеск галактической подложки пренебрежимо мал, то постоянство амплитуды (в звездных величинах) быстропеременного компонента указывает на то, что флуктуирующая часть потока пропорциональна плавно меняющейся. Действительно, если  $F$  — поток плавно меняющейся части, а коэффициент пропорциональности  $k$ , то будет

$$\Delta m = 2.5 \lg \frac{F + kF}{F} = 2.5 \lg (1 + k) = \text{const.}$$

В случае фотографических наблюдений при правильно подобранных выдержках галактическая подложка практически не вносит вклада в регистрируемый блеск [5]. На рис. 1 приведена построенная нами в основ-

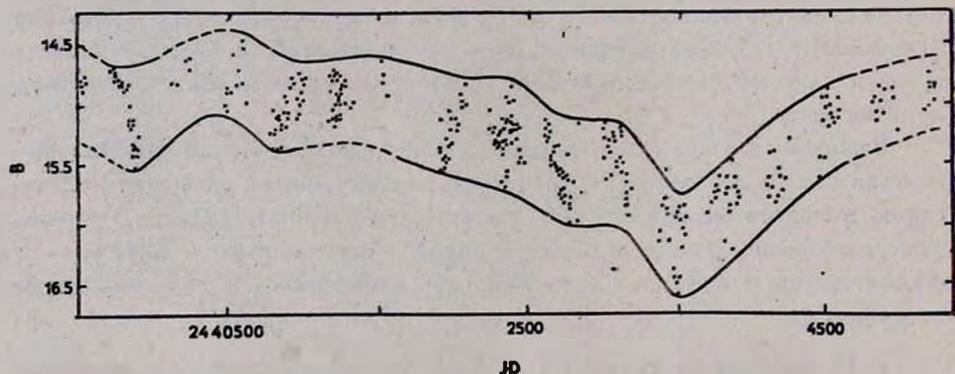


Рис. 1. Фотографическая сводная кривая блеска ЗС 120. Проведены верхняя и нижняя огибающие.

ном по фотографическим данным сводная кривая блеска сейфертовской галактики ЗС 120 (в использованные фотозвлектрические оценки блеска были внесены поправки, учитывающие вклад галактики). Видно, что амплитуда быстропеременного компонента независимо от уровня плавного компонента в среднем постоянна и составляет  $\approx 0^m 85$ , чему соответствует  $k = 1.2$ ,

Аналогичная картина имеет место для сейфертовской галактики ЗС 390.3, фотографическая кривая блеска которой приведена в [6]. Там амплитуда равна 0<sup>m</sup>8, что дает  $k = 1.1$ . У этих объектов, таким образом, флукутирующая часть потока несколько превышает плавно меняющуюся.

4. В случае фотоэлектрических кривых блеска вклад галактической подложки обычно ощутим. Тогда предположение о пропорциональности флукутирующей части потока и плавной приведет к переменной величине амплитуды быстрой переменности (в звездных величинах). Действительно, пусть  $l$  — отношение потоков плавной части и галактической подложки, поток которой обозначим через  $F_0$ . Тогда амплитуда быстрой переменности будет:

$$\Delta m = 2.5 \lg \frac{F_0 + lF_0 + klF_0}{F_0 + lF_0} = 2.5 \lg \frac{1 + l + kl}{1 + l}.$$

Значения  $\Delta m$  в функции от  $l$  для разных  $k$  представлены на рис. 2.

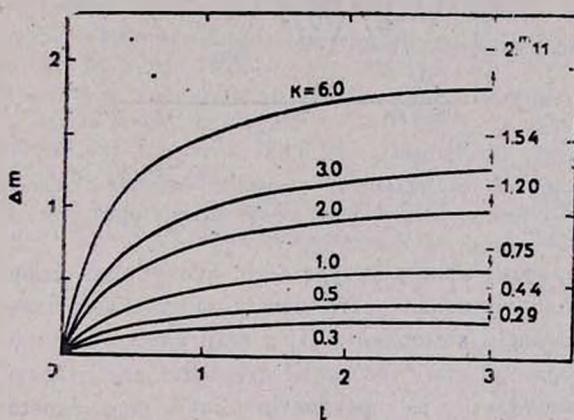


Рис. 2. Амплитуда быстрой переменности в зависимости от  $l$  и  $k$ .

С ростом  $l$  амплитуда  $\Delta m$  сначала быстро возрастает, а затем медленно приближается (при  $l \rightarrow \infty$ ) к предельному значению, соответствующему отсутствию галактической подложки (эти значения указаны на рис. 2 справа). Существенно, что в этом случае, в противоположность тому, что получается, если компоненты I и II не связаны, амплитуда быстропеременного компонента увеличивается (хотя может быть и не сильно) с увеличением блеска плавного компонента.

В качестве примера возьмем галактику NGC 4151. На рис. 3 нижняя сплошная кривая представляет выделенный В. М. Лютым компонент II в

ее излучении, верхняя — верхнюю огибающую (кривые скопированы с рис. 1b из его обзора [3]; они относятся к цветовой полосе  $U$ ). Пунктирная кривая — результат расчета изменений суммарного блеска при блеске галактической подложки  $U_r = 13^m68$  (это значение получено нами в результате разделения компонентов в работе [7]), компоненте II, представленном на рисунке (для величины  $l$  получаются значения в пределах от 1.7 до 4.8) и  $k=1$ . Учитывая неопределенности при проведении кривых, согласно расчетной и наблюдаемой кривых следует признать отличным. Отметим, что для этой галактики пропорциональность амплитуды изменений потока компонента I потоку компонента II уже была установлена несколько ранее (о чем сообщается в находящейся в печати работе [8]).

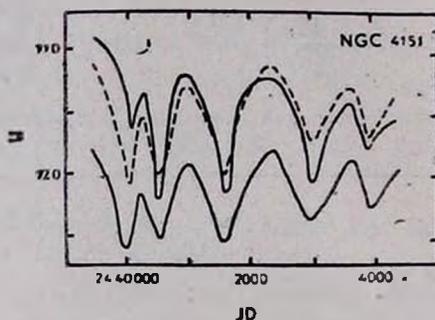


Рис. 3. Сопоставление наблюдаемой (верхняя сплошная кривая) и расчетной (пунктир) кривых блеска для NGC 4151 в случае одного переменного источника.

5. Таким образом, можно утверждать, что у ряда сейфертовских галактик имеется пропорциональность между амплитудой изменения потока компонента I и потоком компонента II, и если учесть еще идентичность их цветовых характеристик, то с большой степенью вероятности можно считать, что ответственность за фотометрическую переменность несет один плавно меняющийся и флуктуирующий источник. Конечно, нельзя полностью исключить возможность того, что источников все-таки два, но изменения их блеска вызваны одной и той же причиной и потому связаны друг с другом. В этом случае необходимо дополнительно объяснить, почему идентичны цветовые характеристики источников.

Ленинградский государственный  
университет

ON CONNECTION BETWEEN FLASH AND SLOWLY  
VARYING COMPONENTS IN LIGHT CURVES OF  
SEYFERT GALAXIES

V. A. HAGEN-THORN

It has been shown that in some Seyferts in the light curves of which flash and slowly varying components are prominent (components I and II), the amplitude of flux variations of component I is proportional to the flux of component II. Since components I and II are identical in colour features, it is very probable that variability is caused by a single slowly varying and fluctuating source.

## ЛИТЕРАТУРА

1. V. M. Lyuty, V. I. Pronic, In "Variable Stars and Stellar Evolution, IAU Symp. No. 67, Moscow, 1974", Reidel, Dordrecht, 1975, p. 590.
2. М. К. Бабаджанянц, С. К. Винокуров, В. А. Гаген-Торн, Е. В. Семенова, Тр. АО ЛГУ, 31, 100, 1975.
3. V. M. Lyuty, *Astrophys. and Space Phys. Rev.*, 1, 61, 1981.
4. В. А. Гаген-Торн, в сб. «Активные ядра и звездная космогония», под ред. Д. Я. Мартынова и др. Изд. МГУ, М., 1987.
5. М. К. Бабаджанянц, В. А. Гаген-Торн, Е. Н. Копачкая, В. Б. Небелицкий, Е. И. Полянская, Тр. АО ЛГУ, 29, 72, 1973.
6. М. К. Бабаджанянц, Е. Т. Белоконов, Н. С. Денисенко, Е. В. Семенова, Н. М. Скулова, Тр. АО ЛГУ, 39, 43, 1984.
7. В. А. Гаген-Торн, *Астрофизика*, 22, 449, 1985.
8. В. М. Любый, В. Л. Окнянский, *Астрономический журнал*, 64, 1987 (в печати).

УДК: 524.7

## ФОРМИРОВАНИЕ ГАЛАКТИЧЕСКИХ ПЕРЕМЫЧЕК — БАРОВ

В. Г. ГУГЛЕНКО, А. А. РУМЯНЦЕВ

Поступила 23 апреля 1986

Принята к печати 15 января 1987

Образование баров связано с некоторым взрывным процессом в центральной области галактики. Конфигурация перемычки обусловлена при этом чисто геометрическими факторами: вытянутостью центрального тела, имитируемого цилиндром, пересечением с ним фронта ударной волны и последующим падением газа на диск галактики. Рассмотрено столкновение бара и газовой системы диска, которое может привести к формированию спиральных ветвей.

1. *Введение.* Спиральные ветви галактик ставят перед астрономами целый ряд нерешенных проблем. Среди них — проблема формирования перемычек в центральных областях галактик. Спирали и бары образуют их видимую «архитектуру», физическая основа которой еще остается скрытой. Теория волн плотности представляет в целом стимулирующую концепцию образования спиралей [1, 2]. Однако в нее как-то не укладывается феномен баров, наблюдаемых в таких системах как № 6C2442 [3]. По-видимому, чаша весов теории склоняется в сторону эруптивных концепций эволюции галактик. Бары в этом смысле — не исключение.

Взрывной механизм образования галактических перемычек представляется естественным. Наблюдения свидетельствуют об истечении вещества из центральных регионов, да и вся картина спиралей, баров, отдельных рукавов и газовых выбросов, скорости которых достигают нескольких сот километров в секунду, говорит об активности этих областей. Ядра галактик представляют собой не просто геометрические центры, но и буквально центры их физической активности, физическую сущность которой еще предстоит раскрыть астрофизике.

Анализ геометрических факторов, присущих активным явлениям, позволяет, как мы полагаем, пролить свет на структуру центральных тел, что весьма важно для понимания эволюции галактик как целого. Появляется все больше данных, свидетельствующих о трехосной структуре центральных тел и возможном уклонении их оси вращения относительно оси галактик [4]. В частности, внимательное изучение карты радиоизотопов для цен-

тра нашей Галактики невольно вызывает представления о такого рода трехосных телах. Наконец, не исключена динамическая связь баров и спиральных ветвей [5]. Целью настоящей работы является исследование возможного механизма формирования бара во взрывном процессе и выявление указанных связей.

2. *Динамическая картина образования бара.* Основой подхода является представление о точечном взрыве, происходящем в центральном теле вытянутой формы. Известно, что в случае, если отношение кинетической энергии вращения тела к его гравитационной энергии превышает некоторое критическое значение ( $\approx 0.14$  для однородного тела [6]), то реализуется равновесная конфигурация типа эллипсоида Якоби. По мере увеличения энергии вращения, происходящего вокруг малой оси эллипсоида, последний может принять сильно вытянутую, игольчатую форму. В монографии [6] приводятся и результаты счета политропных моделей аналогичного вида. В проводимом здесь расчете используется однородная по плотности модель игольчатого тела с большой осью, ориентированной в плоскости галактики. Поскольку краевые эффекты на торцах тела во внимание не принимаются, то для простоты центральное тело, испытывающее катаклизм, заменяется цилиндром, заполненным газом.

Наиболее важны при этом чисто геометрические факторы, такие, как форма пересечения поверхности цилиндра и переднего фронта выброса, эволюция которого прослеживается при проведении расчетов.

По предположению взрывное энерговыделение имеет место в малой сферической области радиуса  $R_0 = 3$  пк вблизи оси цилиндра. Образовавшаяся сферическая ударная волна сообщает газу скорость, превышающую параболическую для центрального тела. При выходе на его поверхность фронта волны формируется газовый выброс в виде колеса с широким ободом, динамика которого рассчитана ниже. Плоскость обода перпендикулярна экваториальной плоскости галактики, а торможение силами гравитации, действующими со стороны диска, приводит к падению газа на диск. Кроме того, на выброс действуют силы Кориолиса, сообщающие газу дополнительное ускорение в азимутальном направлении. Выброс трансформируется в газовую полосу — бар, толкающий фоновый газ диска, создавая в нем ударные волны, которые могут послужить источником движений, связанных со спиральными ветвями.

Возникающая при формировании бара эпюра скоростей газа в целом регулярна, хотя и представляется на первый взгляд запутанной — обстоятельство, которое вызывает затруднение при интерпретации движений в центральных областях. Эта картина зависит от положения наблюдателя, но в любом случае, геометрическая экстраполяция «назад» движений газа может дать информацию о строении центрального тела.

3. Выход ударной волны. В результате взрывного процесса внутри центрального тела распространяется сферическая ударная волна. Если принять, что плотность газовой среды постоянна, то скорость распространения фронта при его перемещении спадает по закону [7, 8]:

$$u = u_0 \left( \frac{R_0}{R(t)} \right)^\lambda \left( 1 - \int_{R_0}^R \frac{g s dr}{u^2 (u + s)} \right), \quad (1)$$

причем индексом нуль отмечены начальные значения величин. Степенной множитель в (1) учитывает ослабление фронта вследствие его дилуции, второй множитель учитывает гравитационное торможение,  $g, s$  — локальные значения соответственно ускорения силы тяжести и скорости звука за фронтом. Величина  $\lambda(\gamma)$  есть функция показателя адиабаты вещества  $\gamma$ , который мы положим равным  $5/3$ . Из соотношений адиабаты Гюгонио на фронте [9] при этом следует, что  $\lambda = \frac{1}{2} - 0.3 (s_0/u)^2$ . В рассматриваемом

случае сильной ударной волны ( $u \gg s_0$ ) можно положить  $\lambda = \frac{1}{2}$ .

Если плотности на поверхности и на оси цилиндра различаются, то есть отличен от нуля градиент плотности внутри последнего, то фронт при выходе на поверхность дополнительно ускоряет газ; в целом же картина пересечения фронта с поверхностью сохраняется. Расчет динамики фронта в этом случае сложен, и мы его не проводим. Отметим лишь, что ускорение газа, обусловленное градиентом плотности, может сказаться в том, что параболическая скорость достигается лишь в приповерхностном слое. Именно этот слой и выбрасывается фронтом, образуя конфигурации пояса или кольца, которые, возможно, доступны наблюдениям в некоторых активных галактиках.

При дальнейшем движении фронта распределение энергии неравномерно, энергия распределяется приблизительно поровну между тепловой и кинетической ее частями. Скорость газа за фронтом  $v = \frac{2}{\gamma + 1} u$ , давление за фронтом определяется формулой

$$p_0 = (\gamma + 1) E (2\gamma V_0)^{-1} = 2(\gamma + 1)^{-1} \rho u_0^2,$$

где

$$V_0 = \frac{4\pi}{3} R_0^3; \quad u_0 = \frac{\gamma + 1}{2\sqrt{\gamma}} \left( \frac{E}{\rho V_0} \right)^{1/2}.$$

При дальнейшем движении фронта распределение энергии неравномерно, что и обуславливает автомоделный закон (1).

Выброшенная оболочка формируется при выходе фронта на поверхность цилиндра. Направим ось  $x$  вдоль последнего,  $a$  — его радиус,  $r$  — расстояние от оси цилиндра. Рассматривая случай сильной ударной волны, пренебрежем сначала гравитационной силой:  $ga \ll u_0^2$ . Форма выброшенной оболочки при этом аксиально симметрична; в момент времени касания фронтом поверхности цилиндра линией касания, очевидно, является окружность радиуса. Выберем произвольную точку  $M_0$  на этой линии и проведем из центра через эту точку ось  $y$ . При дальнейшем движении фронта точка  $M$  пересечения фронта и цилиндра (в плоскости  $xy$ ) смещается вдоль образующей последнего на расстояние  $a \operatorname{tg} \alpha$ , где  $\alpha$  — угол, отсчитанный от оси  $y$  и определяющий положение точки  $M$  (рис. 1).

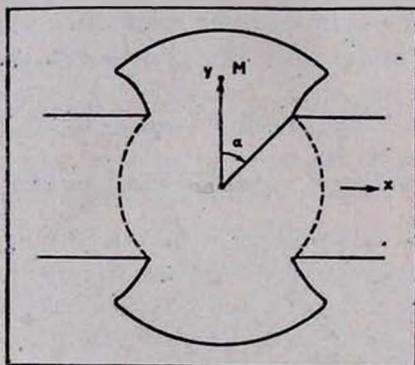


Рис. 1. Выход ударной волны на поверхность центрального тела. Пунктирной линией отмечен фронт волны, жирной линией — передний контур выброса.

Элемент газа, находившийся в момент выхода фронта в точке  $M$ , будем отмечать угловой лагранжевой переменной  $\alpha$  и характеризовать его положение координатами  $x(t)$  и  $y(t)$ , которые, в свою очередь, определяются (в пренебрежении гравитационным торможением) из уравнений:

$$\frac{dx}{dt} = \frac{2}{\gamma + 1} u(\alpha) \sin \alpha; \quad \frac{dy}{dt} = \frac{2}{\gamma + 1} u(\alpha) \cos \alpha; \quad (2)$$

скорость фронта в момент его прохождения через точку  $M$  определяется формулой (1), в которой следует положить

$$R(t) = \frac{a}{\cos \alpha}; \quad u(\alpha) = u_0 \left( \frac{R_0 \cos \alpha}{a} \right)^{1/2}.$$

Интегрирование системы (2) оказывается несложным и приводит к следующей зависимости расстояния переднего фронта выброса как функции времени:

$$r(x, t) = \frac{a}{2 \cos x} + \frac{3}{4} u_0 t \left( \frac{R_0 \cos x}{a} \right)^{1/2}. \quad (3)$$

Рассмотрение приведенной зависимости показывает, что пока  $\alpha < \arcsin 0.82$  смещение  $x$  является однозначной функцией аргументов. При больших углах  $\alpha$  в сечении выброса плоскостью, проходящей через ось цилиндра, образуется «закругление». В целом выброс в этом сечении напоминает шляпку гриба, на краях которой один слой надвигается на другой, выброшенный позже, и здесь вероятен процесс турбулизации газа.

Масса выброса в секторе  $\alpha$  порядка  $\frac{2}{3} \pi a^2 \sim 10^4 M_{\odot}$ .

4. *Формирование бара.* После выхода частиц выброса на поверхность ядерной области ускорение газа ударным фронтом прекращается, и здесь следует принять во внимание торможение гравитационным полем. Выберем систему координат  $x, \eta, \zeta$  (рис. 2), причем последняя ось проходит через центр системы перпендикулярно экваториальной плоскости галактики. Для

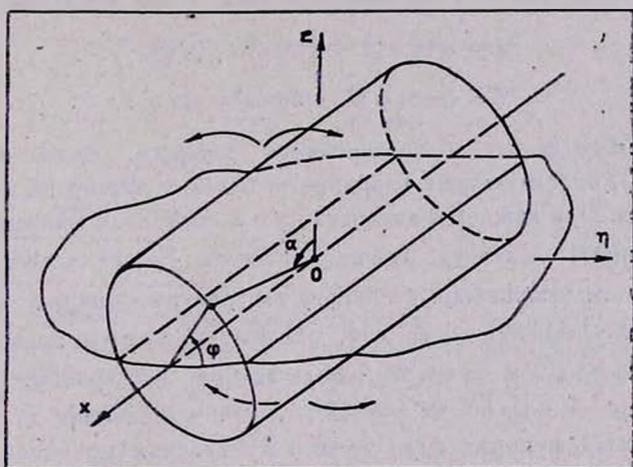


Рис. 2. Картина падения газа в выбросе на диск галактики (в направлении плоскости  $x\eta$ ).

того, чтобы выяснить конфигурацию выброса, примем упрощенную модель массива галактики, именно положим гравитационный потенциал равным  $\Phi = 2\pi G\sigma\zeta$ , где  $\sigma$  — поверхностная плотность массы. Угловую координату  $\varphi$  на поверхности тела цилиндра будем отсчитывать от экваториальной плоскости галактики. Если исходить из приближения кеплеровских орбит, то движение выброшенных частиц вдоль оси вращения галактики определяется уравнением:

$$\zeta = a \sin \varphi + \frac{2}{\gamma + 1} u(a) \cos \alpha \sin \varphi (t - t_a) - \pi G \sigma (t - t_a)^2, \quad (4)$$

которое позволяет сделать оценку времени падения частиц на плоскости экватора:

$$t_1 = t_a + \frac{2u_0 \sin \varphi}{\pi G \sigma (\gamma + 1)} \left( \frac{R_0 \cos \alpha}{a} \right)^{1/2}, \quad (5)$$

где

$$t_a = \frac{2R_0}{3u_0} (a/R_0 \cos \alpha)^{3/2}.$$

Это время получено в предположении, что ускорение силы тяжести достаточно мало:

$$k \equiv \frac{1}{\pi a G \sigma} \frac{4R_0 u_0^2}{a(\gamma + 1)^2} \gg 1. \quad (6)$$

Координаты точки падения лагранжева элемента при этом равны:

$$x = a \operatorname{tg} \alpha (1 + k \cos^3 \alpha \cdot \sin \varphi), \quad (7)$$

$$\eta = a \cos \varphi (1 + k \cos^3 \alpha \cdot \sin \varphi). \quad (8)$$

Чтобы найти форму образовавшегося выброса, будем исходить из формул (7, 8), определяющих координаты падения частиц на экваториальную плоскость. При каждом фиксированном  $x$  определим максимальное значение координаты  $\eta$ , дающее границу выступа. Расчет проведен методом Лагранжа, путем нахождения условного экстремума функции  $\eta(\alpha, \varphi)$  при использовании уравнения связи  $x(\alpha, \varphi)$ . Этот экстремум позволяет найти угловые параметры  $\alpha$  и  $\varphi$  частиц, вылетающих на границу выступа. В частности, при  $x = 0$ ,  $\alpha = 0$ ,  $\varphi = 45^\circ$ , а при увеличении  $x$ ,  $\varphi$  увеличивается. Искомая функция  $\varphi(x)$  дается кубическим уравнением:

$$\sin^6 \varphi - \frac{\delta - 3}{2} \sin^4 \varphi - \frac{1}{2} = 0; \quad \delta = 27 \left( \frac{x}{ka} \right)^2. \quad (9)$$

При этом

$$\sin^3 \alpha = \frac{1}{3} (2 - \sin^{-2} \varphi). \quad (10)$$

Численный счет дает форму огибающей выброса, контуры которого близки наблюдаемым (рис. 2). Проведем далее оценки параметров выброса с учетом противодействия. При сжатии газа вблизи экваториальной

плоскости давление газа рано или поздно должно остановить падающий газ. Если предположить, что конечное состояние является равновесным, то распределение плотности газа по вертикали описывается барометрической формулой:

$$\rho(\zeta) = \rho_0 \exp\left(-\frac{2\pi G \sigma_g \zeta}{D^2}\right), \quad (11)$$

где  $D^2$  — квадрат дисперсии скоростей вдоль оси.

Эта формула позволяет определить эффективную толщину бара  $h = D^2/\pi G \sigma_g \sim 300$  пк при  $\sigma_g \approx 2 \cdot 10^2$  Мс/пк<sup>2</sup>;  $D = 10$  км/с.

5. Столкновение бара с галактическим газом. Обозначим поверхностные плотности бара и газа соответственно через  $\sigma_b$  и  $\sigma_g$ . Рассмотрим простейший случай набегающего бара на газ с постоянной скоростью  $w$ , которая, как будем полагать, обусловлена разностью азимутальных скоростей бара и газовых облаков. Направим ось  $x$  в направлении этой скорости. В результате столкновения образуются две ударные волны (рис. 3) — одна встреч-

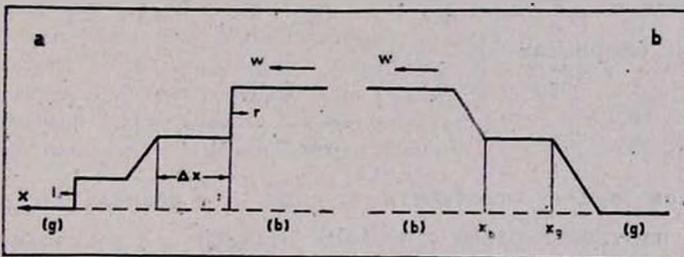


Рис. 3. а) Профили скоростей движения среды при столкновении бара с газом фона. Индексами  $g, b, i, r$  отмечены соответственно области, занятые газом и баром и фронты встречной и отраженных ударных волн. б) Профили скоростей в волнах разрежения, образующихся с тыльной стороны бара,  $x_b, g$  — координаты границ волновых фронтов.

ная, отмеченная индексом  $i$ , бегущая по газу (вперед), а другая — отраженная —  $r$ , бегущая по бару (назад). Пусть далее  $s_{b, g}$  — скорости звука в баре и газе,  $v$  — скорость движения газа за фронтом передней волны. Если  $w \ll s_b$ , то для определения этой скорости можно воспользоваться законом сохранения импульса:  $\sigma_b w^2 = \sigma_g s_g v + \sigma_b (w - v)(w - s_b)$ , откуда находим

$$v = \frac{\sigma_b w s_b}{s_g \sigma_g + (s_b - w) \sigma_b}. \quad (12)$$

Скорость движения газа в волне, бегущей по бару, равна  $s_g$ , а скорость фронта равна  $s_b$ . В случае  $w \gg s_g$  и  $\sigma_g \ll \sigma_b$  можно написать  $v = \sigma_g s_b / \sigma_b$ , и скорость фронта в газе  $u = 2(w - v) / (\gamma + 1)$ .

При азимутальном движении тыльная сторона бара уходит от газа, поэтому здесь образуются две волны разрежения. Одна из них идет по газу, а другая — по бару (рис. 3b). В случае волн слабой интенсивности и при равенстве начальных давлений  $p_g = p_b$  решение можно искать в виде

$$v_g = \frac{2}{\gamma + 1} \left( s_g + \frac{x}{t} \right); \quad v_b = w + \frac{2}{\gamma + 1} \left( \frac{x}{t} - s_b - w \right).$$

Соответственно, при  $x < x_g$  (область газа)  $x > x_b$  (область бара), где  $x_g = \frac{1}{2}(\gamma + 1)v_0 t - s_g t$ ;  $x_b = \frac{\gamma + 1}{2}v_0 t + \frac{\gamma - 1}{\gamma + 1}wt + s_b t$ , в интервале  $x_g < x < x_b$  скорость  $v = v_0$ . Эту скорость можно определить, снова пользуясь законом сохранения импульса:

$$\sigma_b w^2 = v_0(\sigma_b \dot{x}_b - \sigma_g \dot{x}_g) + \frac{\gamma + 1}{4} \sigma_g v_0^2 + \frac{1}{2} \sigma_b (w + v_0) \left( \frac{2}{\gamma + 1} w - \frac{\gamma + 1}{2} v_0 \right).$$

При малых скоростях

$$v_0 = \frac{\gamma - 1}{\gamma + 1} \frac{\sigma_b w^2}{\sigma_g s_g + \sigma_b s_b}. \quad (13)$$

Сделаем оценку плотности в баре. Из раздела 2 следует, что начальная плотность равна  $\sigma_b = 3 \cdot 10^{-2} E (\eta R_0)^{-2}$ , а конечная плотность в отношении  $(R/R_0)^2$  меньше.

Полагая  $E = 3 \cdot 10^{10}$  эрг;  $\eta \leq 10^3 \frac{\text{см}}{\text{с}}$  (параболическая скорость),

$u = 5 \cdot 10^7 \frac{\text{см}}{\text{с}}$ ,  $R = 1$  кпк, получим  $\sigma_b \sim 10^{-3}$  г/см<sup>3</sup>, что сравнимо со средней плотностью газа. Рассмотренное выше движение создает фронт ударной волны, который эволюционирует в спиральную форму, однако в области тыльной стороны бара будут существовать две волны разрежения.

THE FORMATION OF THE GALACTIC BARRED  
STRUCTURE

V. G. GUGLENKO, A. A. RUMYANTSEV

The formation of bars is closely linked to some kind of eruptive process in the central region of a galaxy. The configuration of the bar appears as a result of some purely geometric factors, notably, the stretched central body, which is being imitated by a cylinder, the way the shock wave front crosses the body and the afterward gas falling upon the galactic disk. The bar collision with the gaseous system of the disk is taken into consideration which can lead to the formation of spiral arms.

## ЛИТЕРАТУРА

1. В. А. Амбарцумян, Проблемы эволюции Вселенной. Изд. АН Арм.ССР, 1968.
2. К. Рольфс, Лекции по теории волн плотности, Мир, М., 1980.
3. Р. Тейлер, Галактики: строение и эволюция, Мир, М., 1981.
4. Я. Х. Оорт, в сб. «Центр Галактики», ред. Т. Риглер и Р. М. Блендфорд, Мир, М., 1986, стр. 228.
5. Б. А. Воронцов-Вельяминов, Внегалактическая астрономия, Наука, М., 1978.
6. Ж. Л. Тассуль, Теория вращающихся звезд, Мир, М., 1982, стр. 222.
7. А. А. Румянцев, Р. А. Глагман, Журн. техн. физ., 48, 465, 1979.
8. И. А. Климишин, Ударные волны в оболочках звезд, Наука, М., 1984.
9. Дж. Уизем, Линейные и нелинейные волны, Мир, М., 1977, стр. 262.

УДК: 524.35—355

ОБОЛОЧЕЧНАЯ СТРУКТУРА БЛИНА И АБСОРБЦИОННЫЕ  
СПЕКТРЫ КВАЗАРОВ

Б. В. ВАЙНЕР, Ю. А. ЩЕКИНОВ

Поступила 20 мая 1986

Принята к печати 2 марта 1987

Рассмотрено образование линий поглощения атомарного водорода в спектрах далеких квазаров. Построена модель образования оболочек «блина», возникающего в адиабатической картине генерации крупномасштабной структуры Вселенной. Показано, что линии поглощения могут образовывать «дублеты»; вычислены эквивалентные ширины соответствующих линий. Обсуждаются физические условия, соответствующие наблюдаемым спектрам поглощения тяжелых элементов.

1. *Введение.* Детальное изучение спектров поглощения квазаров позволило сделать уверенное заключение о том, что межгалактическое пространство, вплоть до красных смещений  $z = 3.5$ , заполнено газовыми облаками. Выявление природы этих облаков имеет принципиально важное значение для многих задач современной космологии: для оценок средней плотности межгалактического газа и параметров скрытой массы, для определения эволюционных свойств ранних галактик и механизмов формирования крупномасштабной структуры Вселенной и т. д.

В последнее время в этой области появились новые данные и новые идеи их интерпретации, однако уверенные количественные оценки отсутствуют и выводы о догалактической эволюции вещества неоднозначны. Это требует всестороннего анализа наблюдательных характеристик поглощающих облаков в рамках различных моделей. Если говорить о возможности использования абсорбционных спектров квазаров для диагностики процессов, сопровождающих возникновение галактик и их скопления, то здесь следует изучить особенности линий поглощения в двух альтернативных сценариях: адиабатическом и изотермическом.

В адиабатическом сценарии зарождение структуры начинается с оболочения «блинов», около 30% массы которых представляет собой остывший газ ( $T < 10^4$  К), а остальная часть вместе с окружающим их веществом представляет собой горячий сильноионизованный газ. В этом случае блин, попадающий на луч зрения между наблюдателем и квазаром, будет

давать в спектре последнего одну или несколько линий поглощения  $L_{\alpha}$ , в зависимости от того, является ли холодный слой блина однородным или имеет облачную структуру. Оорт [1] высказал предположение о том, что большая часть абсорбционных линий в спектрах квазаров соответствует лаймановским линиям от нейтрального водорода, принадлежащего различным блинам—«лес»  $L_{\alpha}$ -линий. Однако детальный анализ [2, 3] показал, что лишь около 20% линий поглощения в спектрах квазаров с длинами волн, меньшими, чем длина волны  $L_{\alpha}$  в эмиссии, могут быть связаны с блинами или сверхскоплениями галактик.

В рамках изотермической модели основной вклад в линии поглощения вносят слои газа, сжатые ударными волнами от гигантских взрывов совокупности первых звезд, собранных в звездные скопления или галактики. Энергия, выделяющаяся при таком взрыве, составляет, по-видимому, не менее  $10^{60}$  эрг. Предполагается, что эти же взрывы приводят и к формированию крупномасштабной структуры [4—7]. В рамках взрывной (изотермической) модели линии поглощения должны группироваться в «дублеты» [8]. Аргументы в пользу существования таких «дублетов» в спектрах некоторых квазаров приведены в [9]. Кроме того, естественным следствием взрывной модели является образование космических «пустот», т. е. протяженных полостей, практически лишенных галактик, которые окаймлены оболочками, содержащими тяжелые элементы. Последние являются продуктами деятельности звезд, обеспечивающих взрывное энерговыделение. Недавно появилось сообщение о том, что в окрестности космических пустот в направлении Bootes и Perseus-Pisces действительно присутствуют тяжелые элементы, причем их обилие лишь незначительно меньше солнечного [10]. Свидетельствует ли это с необходимостью об их взрывной природе, следует ли на основе этих данных отдать предпочтение изотермическому сценарию происхождения структуры во Вселенной? В настоящей работе мы рассмотрим те стадии эволюции блинов, на которых формируются и начинают свою «деятельность» первые звезды, и покажем, что как  $L_{\alpha}$ -«дублеты» в спектрах поглощения квазаров, так и наличие тяжелых элементов в окрестности космических пустот может быть объяснено в рамках адиабатического сценария.

2. *Взрывной сценарий образования структуры.* Остановимся кратко на изотермической (энтропийной) модели образования галактик. Основным ее элементом является эскалация масштабов от масс  $\sim 10^6 M_{\odot}$  до характерных масс скоплений галактик  $\sim (10^{14}—10^{15}) M_{\odot}$  [11]. Масса  $10^6 M_{\odot}$  выделена значением джинсовской массы в период космологической рекомбинации. Энтропийные возмущения с большими массами после рекомбинации нарастают и дают начало звездным системам. Механизм эскалации связывается с выделением энергии в термоядерных реакциях в

недрах звезд и выносом этой энергии в окружающую среду взрывным путем [4—7]. Сжатие газа ударными волнами от взрывов способствует образованию новых звезд, часть из которых спустя некоторое время в свою очередь взрывается и дает начало новому этапу звездообразования и т. д.—этот процесс аналогичен детонации. Если эффективность переработки термоядерной энергии в энергию взрыва достаточно высока  $\xi = E/Mc^2 \sim 10^{-4}$ , то „космологическая детонация“, инициируемая взрывом одной звезды с массой  $M = 10 M_{\odot}$  при  $z \sim 300$ , обеспечивает к моменту  $z \simeq 3$  формирование объектов с массами  $\sim 10^{15} M_{\odot}$  [7].

В рамках этого сценария галактики и скопления галактик формируются в достаточно плотных газовых оболочках за фронтами сферических ударных волн, ограничивающих каверны — космические пустоты. Размеры наблюдаемых космических пустот имеют порядок  $R_0 \sim 30(1+z)^{-1}$  Мпк [12]. Сферическая ударная волна, расширяющаяся по адиабатическому закону

$$r_s = (Et^2/\rho)^{1/5}, \quad (1)$$

за космологическое время  $t_H$  достигнет радиуса  $r_s = R_0$ , если энергия взрыва  $E$  составляет

$$E = 10^{65} (1+z) \Omega_b h^4 \text{ эрг.} \quad (2)$$

Здесь  $t$  — время, прошедшее от момента взрыва,  $\rho$  — плотность невозмущенного газа\*\*,  $z$  — красное смещение, соответствующее моменту  $r_s(t) = R_0(z)$ ,  $\Omega_b$  — безразмерная плотность барионов,  $h = H_0/50$  км с<sup>-1</sup> Мпк<sup>-1</sup> — постоянная Хаббла. Для принятой выше эффективности энерговыделения  $\xi$  этой энергии соответствует взрыв объекта с массой

$$M = 10^{15} (1+z) \Omega_b h^4 M_{\odot}. \quad (3)$$

Именно такие объекты образуются на заключительной стадии в схеме «космологической детонации» [7].

\* Коэффициент  $\xi$  характеризует эффективность взрывного выделения энергии для всей системы в целом. Кроме обычного коэффициента, характеризующего эффективность выделения энергии в термоядерных реакциях, сюда входит доля вещества, вошедшего в звезды, и доля энергии взрыва, пошедшая на кинетическую энергию газа за фронтом ударной волны, вышедшей за пределы системы.

\*\* Решение (1) справедливо лишь в пределе  $t \ll t_H$  если для  $\rho$  использовать значение плотности в момент взрыва, или при  $t \gg t_H$  если в (1) подставлять  $\rho = \rho(t)$ . В промежуточном случае автомодельное решение отсутствует, однако точные расчеты дают для  $r_s$  значение, незначительно отличающееся от (1) (см. [13]).

Следует, однако, отметить, что эффективность энерговыделения  $\xi$  для объектов больших масс должна быть существенно меньше  $10^{-4}$ . Действительно, при взрывах отдельных звезд, входящих в состав звездных систем, большая часть энергии взрыва (до 90%) высвечивается при распространении ударной волны в окружающем газе, плотность которого в областях звездообразования, как правило, велика. Ударная волна может затухнуть, не выходя за пределы родительского облака. Дополнительным фактором, уменьшающим коэффициент  $\xi$ , является неодновременность вспышек отдельных звезд. Чем реже вспыхивают звезды, тем большая часть энергии будет теряться ударными волнами к тому моменту, когда накопленной энергии окажется достаточно, чтобы результирующая ударная волна была вынесена за пределы звездного скопления, галактики или скопления галактик. В предельном случае, когда частота вспышек звезд настолько мала, что к моменту очередной вспышки межзвездная среда «забывает» действие предыдущей, ударная волна не сможет выйти из системы (имеется, конечно, в виду, что энергии вспышки отдельной звезды для этого недостаточно). Очевидно, что условиям когерентности вспышек звезд удовлетворить тем труднее, чем больше звездная система. Поэтому величина  $\xi$  должна быть убывающей функцией  $M$ .

Для того, чтобы взрывной механизм приводил к образованию крупномасштабной структуры, в которой области повышенной плотности были бы заполнены галактиками и их скоплениями, ударная волна к моменту гравитационной фрагментации образующейся оболочки должна быть адиабатической. В противном случае высвечивание за фронтом УВ повлечет за собой уменьшение температуры и увеличение плотности и, как следствие, уменьшение джинсовской массы до значения  $M \sim (10^7 - 10^3) M_{\odot}$ , что существенно меньше масс галактик и скоплений. Ударные волны с энергией взрыва (2) удовлетворяют этому условию. Действительно, время перехода ударной волны из адиабатической стадии в стадию высвечивания (фаза «снегоочистителя») определяется равенством  $t = \tau_c(t)$ , где

$$\tau_c = \frac{3}{2} \frac{kT_s}{\Lambda(T_s) n_s} \quad (4)$$

— время охлаждения газа за фронтом ударной волны,  $T_s(t)$ ,  $n_s$  — температура и концентрация газа за фронтом,  $\Lambda(T)$  — функция охлаждения. Для сильной ударной волны  $n_s = 4n$  ( $n$  — концентрация невозмущенного газа), а  $T_s = 3\mu n_H v_s^2 / 16k$  ( $\mu$  — молекулярный вес,  $m_H$  — масса атома водорода,  $v_s$  — скорость фронта УВ в сопутствующей системе координат); для полной плотности  $\Omega = 1$   $v_s = \frac{dr_s}{dt} = \frac{2}{3} \frac{r_s}{t_H + t}$ ,

$t_H$  — космологическое время в момент взрыва. Используя (1) и подставляя  $\vartheta$ , в выражение для  $T_*$ , найдем

$$T_* = 7 \cdot 10^{-21} [E^2 h^2 \Omega_b^{-2} (1+z)^2]^{1/5} \cdot \frac{(t/t_H + 3)^2}{(t/t_H)^{6/5} (t/t_H + 1)^{6/5}} \quad (5)$$

здесь мы приняли  $\mu = 1/2$ . Для энергии взрыва (2) это дает

$$T_* = 7 \cdot 10^5 h^3 (1+z) \cdot \frac{(t/t_H + 3)^2}{(t/t_H)^{6/5} (t/t_H + 1)^{6/5}} \quad (6)$$

Охлаждение газа при  $T \geq 10^6$  К определяется свободно-свободными переходами  $\Lambda(T) = 2.4 \cdot 10^{-27} T^{1/2}$  эрг см<sup>3</sup> с<sup>-1</sup>. Это дает для времени охлаждения за фронтом УВ

$$\tau_c = 10^6 E^{1/5} h^{-9/5} \Omega_b^{-1/5} (1+z)^{-27/20} \frac{(t/t_H + 3)}{(t/t_H)^{3/5} (t/t_H + 1)^{3/5}} \quad (7)$$

Отсюда видно, что при энергии взрыва (2) и  $z = 2-3$   $\tau_c$  существенно превосходит космологическое время. При этом температура газа за фронтом всегда выше, чем  $10^6$  К. Последнее означает, что если, как следует ожидать во взрывном сценарии, в газе присутствуют тяжелые элементы, такие как C и Si, то они будут находиться в сильноионизованном состоянии — относительная концентрация ионов C IV и Si IV при  $T \geq 10^6$  К пренебрежимо мала [14]. Оптимальным для этих ионов является интервал температур  $5 \cdot 10^4 - 2 \cdot 10^5$  К, а наблюдаемому в космических пустотах соотношению между ионами  $N(C IV) / N(Si IV) \sim 1$ , [10], при относительном обилии  $n(C) / n(Si)$ , близком к нормальному, соответствует температура  $T \simeq 10^6$  К. Уменьшая энергию взрыва на пять порядков, можно было бы добиться соответствия между наблюдениями C IV и Si IV и значением температуры за фронтом УВ. Однако, поскольку радиус оболочки зависит от энергии как  $r_s \propto E^{1/5}$ , то, при прочих равных условиях, размер полости к моменту  $T_* = 10^5$  К будет меньше наблюдаемого на порядок. Эта трудность остается, даже если учесть, что примесь тяжелых элементов в газе увеличивает функцию охлаждения примерно на порядок, поскольку и в этом случае время охлаждения газа  $\tau_c$  превышает космологическое  $t_H \approx 4.5 \cdot 10^{27} h^{-1} (1+z)^{-3/2}$  с.

3. Взрывы первых звезд в плоскости блина. Формирование линий поглощения за фронтами ударных волн. В адиабатической теории линии поглощения  $L_\alpha$  в спектрах квазаров формируются при прохождении излучения через холодный нейтральный газ центральных областей блинов. При

этом, если холодный газ имеет облачную структуру, то наблюдаемые свойства «леса»  $L_{\alpha}$ -линий находят удовлетворительное объяснение [2, 3]. Космические же пустоты здесь представляют собой разреженный сильноионизованный газ, заполняющий пространство между блинами [15].

Обнаружение в окрестности каверн тяжелых элементов, с распространенностью лишь немногим меньше солнечной, свидетельствует о том, что вещество прошло переработку в звездах. Энерговыведение, соответствующее производству тяжелых элементов в тех количествах, которые наблюдаются в космических пустотах, составляет  $\sim 10^{16}$  эрг/г. Этого достаточно, чтобы сообщить веществу блина скорости в несколько сотен км/с. Если взрыв, сопутствующий производству тяжелых элементов, происходит в плоскости симметрии блина, то по обе стороны от плоскости будет распространяться ударная волна, которая может давать в поглощении  $L_{\alpha}$ -«дублеты», а также «дублеты» линий тяжелых элементов. Причем, поскольку в адиабатическом сценарии пространство между блинами заполнено горячим сильноионизованным газом, луч зрения на какой-либо квазар будет пересекать как каверну, так и расходящиеся ударные волны в блине — это может имитировать полость, окаймленную сферической ударной волной.

Будем предполагать, что в плоскости симметрии блина происходит когерентный взрыв с энергией  $E$  (эрг/см<sup>2</sup>) на единицу площади блина. По обе стороны от плоскости взрыва будут распространяться две ударные волны, положение которых зависит от времени по закону Седова [16],

$$Z_s(t) = \pm (Et^2/\rho)^{1/3}, \quad (8)$$

здесь  $\rho$  — плотность газа в блине (предполагается, что в пределах блина  $\rho = \text{const}$ ). Если  $\xi$  — эффективность энерговыведения при взрыве (для блина в целом), то  $E = \xi \rho c^2 H$ , а  $|Z_s| = (\xi c^2 H t^2)^{1/3}$ ,  $H$  — толщина блина. Находя отсюда скорость УВ и подставляя ее в выражение для температуры за фронтом, получим:

$$T_s(t) = 10^{-2} (\xi H t^{-2})^{1/3} \text{ К}. \quad (9)$$

Эффективность энерговыведения равна  $\xi = \epsilon \cdot \eta$ , где  $\epsilon$  — эффективность взрыва отдельной звезды (для звезд с массой  $10 M_{\odot}$  она составляет  $\sim 10^{-4} - 10^{-5}$ ),  $\eta$  — доля массы блина, вошедшая в первые звезды. Предполагая, что охлаждение вещества за фронтом ударной волны определяется свободно-свободными переходами и подставляя  $T_s$  в выражение для  $\tau_r$  (4), найдем время окончания адиабатической фазы и формирования оболочки:

$$t_{s,h} = 2 \cdot 10^{16} (\epsilon_s \eta_s H_s)^{1/4} n_2^{-3/4} \text{ с}, \quad (10)$$

здесь  $\epsilon_5 = \epsilon/10^{-5}$ ;  $\gamma_2 = \gamma/10^{-2}$ ;  $H_1 = H/1$  Мпк;  $n_2 = n/10^{-2}$  см<sup>-3</sup>. Принимая для толщины блина оценку  $H \sim (0.03 - 0.1) R_p$ , где  $R_p = 30/(1+z)$  Мпк — поперечный размер блина [2], а для концентрации газа  $n_2 \sim 0.1 - 1$  найдем, что при  $z = 2$   $t_{sh}$  не превосходит космологического времени. Положение фронты ударной волны и его скорость в момент формирования оболочки равны:

$$Z_{sh} = Z_*(t_{sh}) = 0.2 (\epsilon_5 \gamma_2 H_1 / n_2)^{1/2} \text{ Мпк,} \quad (11)$$

$$v_{sh} = v_*(t_{sh}) = 100 (\epsilon_5 \gamma_2 H_1 n_2)^{1/4} \text{ км/с.} \quad (12)$$

Легко видеть, что  $Z_{sh} \ll H$ . Это позволяет пренебречь возможностью пересечения внутренней ударной волны, связанной со взрывом, и внешней, ограничивающей блин.

Газ в оболочке быстро охлаждается, и если при этом заметная часть его оказывается нейтральной, то в спектре поглощения квазара, луч зрения на который пересекает плоскость блина, будет наблюдаться L<sub>α</sub>-«дублет», разнесенный в сопутствующей системе отсчета на  $\Delta\lambda = 2v_{sh}\lambda_\alpha/c = 0.8 (v_{sh}/100 \text{ км/с}) \text{ \AA}$ . Линии поглощения L<sub>α</sub>, формирующиеся в оболочках, оказываются насыщенными. Действительно, число частиц на единицу поверхности оболочки составляет  $N = 3 \cdot 10^{23} Z_{sh} n_2$  см<sup>-2</sup>; здесь мы предположили, что в оболочку вошел весь газ от  $Z=0$  до  $Z=Z_{sh}$ . Даже если доля нейтральных атомов водорода в оболочке невелика  $\sim 0.1 - 0.01$ , то оптическая толща оболочки в линии L<sub>α</sub> существенно превосходит единицу. В этом случае эквивалентная ширина линии в сопутствующей системе равна

$$W_\lambda = 1.25 N_H^{1/2} \text{ \AA,}$$

$N_H$  (пк см<sup>-3</sup>) — число нейтральных атомов водорода в оболочке, приходящееся на единицу площади блина. Если оболочка существует достаточно долго, так что весь водород становится практически нейтральным, то эквивалентная ширина каждого компонента «дублета» будет составлять

$$W_\lambda \simeq 28 (\epsilon_5 \gamma_2 H_1 n_2)^{1/4} \text{ \AA.} \quad (13)$$

В этом случае отношение  $W_\lambda/\Delta\lambda = 35$  не зависит от параметров блина и ударной волны. Во взрывной модели это отношение существенно меньше:  $W_\lambda/\Delta\lambda = 1/8$  [9]. Подставляя в (13)  $H_1 = (1+z)^{-1}$ ,  $n_2 = 7.5 \times 10^{-3} (1+z)^{12/5}$  (см. [2]), найдем  $W_\lambda = 8(1+z)^{7/20} \text{ \AA}$ , что в несколько раз превышает наблюдаемую величину [10] при  $z \approx 0.04$ .

Если предположить, что оболочка существует конечное время, по прошествии которого она начинает дробиться в результате той или иной не-

устойчивости, то к этому времени степень ионизации водорода может оказаться достаточно высокой. В результате, максимальное значение эквивалентной ширины будет меньше, чем (13). Мы будем считать, что фрагментация оболочки происходит за счет гравитационной неустойчивости спустя время  $t = t_f$  — джинсовское время, определяемое плотностью газа в оболочке. В этом случае максимальное значение эквивалентной ширины будет определяться концентрацией нейтрального водорода в оболочке к моменту ее фрагментации. Решение уравнений ионизационного баланса в оболочке дает при  $t = t_f$   $n(\text{H I})/n \approx 0.2 \cdot (1+z)^{7/10}$  и, следовательно,  $W_\lambda \approx 3.6 \times (1+z)^{7/20}$  А (при этом отношение  $W_\lambda/\Delta\lambda$  слабо зависит от  $z$  и составляет  $\approx 5$ ). Полученное значение  $W_\lambda$  лишь немногим превышает наблюдаемое  $W_{\lambda, \text{obs}} = 2.3$  А [10].

4. *Массированный взрыв в плоскости блина.* В рассмотренной выше модели взрыв происходит одновременно по всей поверхности центрального плотного слоя блина. Рассмотрим условия, в которых возможно такое энерговыделение. Если его связывать со вспышками сверхновых, то когерентность будет обеспечиваться, если: а) время образования звезд в холодных плотных облаках  $\tau_{cf}$  существенно меньше времени пребывания звезды на главной последовательности  $\tau_0$ , т. е. времени жизни звезды до вспышки ее как сверхновой; б) время жизни звезды  $\tau_0$  существенно меньше времени перехода расширения остатка вспышки сверхновой из адиабатической фазы в фазу «снегочистителя»  $\tau_{sp}$ , когда энергия ударной волны быстро высвечивается; в) пересечение остатков вопышек осуществляется за время  $t$  существенно меньшее, чем  $\tau_{sp}$  — для этого нужно, чтобы расстояние между сверхновыми  $R_0$  было бы существенно меньше радиуса ударной волны от отдельной вспышки к моменту формирования оболочки  $R_0 \ll R(\tau_{sp})$ . Заметим, что в схеме «космологической детонации» предполагается синхронность взрывов в сферическом слое на каждом этапе выделения энергии. Оценки, приведенные нами в разделах 4, 5, справедливы и для взрывного сценария. Рассмотрим вначале возможность выполнения последних двух условий б) и в).

На седовской фазе расширения радиус остатка равен:

$$r_s(t) = (Et^2/\rho_0)^{1/5}, \quad (14)$$

где  $E = \varepsilon M \cdot c^2$ ,  $M$  — масса звезды\*. Охлаждение вещества за фронтом ударной волны при  $z = 3-4$  и температуре за фронтом  $T_s > 10^8$  К осуществляется тормозным излучением со скоростью  $\lambda = \lambda_0 T^{1/2}$ . Определяя время формирования оболочки, как и выше, условием  $\tau_c(t) = t$ , найдем

\* Мы полагаем, что первые звезды являются массивными:  $M = (10-20) M_\odot$ .

$$\tau_{sp} = A \left( \frac{\epsilon}{n_0^6} \cdot \frac{M}{M_\odot} \right)^{1/3}, \quad (15)$$

где  $A = 2 \cdot 10^{13} \text{ с/см}^{3/4}$ . Взяв для оценок  $\tau_0 = 10^7$  лет, найдем, что условие  $\tau_{sp} \gg \tau_0$  эквивалентно неравенству  $n_0 \ll 0.025 \left( \epsilon \frac{M}{M_\odot} \right)^{1/6}$  или для  $\epsilon = 10^{-4}$ ,  $M = 10 M_\odot$   $n_0 \ll 10^{-2} \text{ см}^{-3}$ .

Остановимся теперь на условии  $R_0 \ll R(\tau_{sp})$ . Подставляя (15) в (14), найдем

$$R_{sp} = r_s(\tau_{sp}) = B \left( \frac{\epsilon}{n_0^2} \cdot \frac{M}{M_\odot} \right)^{1/4} \text{ см}, \quad (16)$$

где  $B = 8.6 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-1/2}$ . Если предположить, что звезды рождаются в центральном слое блина толщиной  $l$ , то среднее расстояние между ними равно

$$R_0 = \left( \frac{\pi R_p^2 l}{N} \right)^{1/3}, \quad (17)$$

$R_p$  — радиус блина,  $N$  — полное число звезд. Поверхностная плотность звезд  $\nu = N/\pi R_p^2$  составит  $\nu = \eta_p \rho H/M$ , где  $\eta_p$  — доля вещества всего блина, переходящая в звезды,  $\rho$  — средняя плотность блина. Очевидно, что  $\eta_p = \eta \rho_0 l / \rho H$ , где  $\eta$  — доля вещества центрального плотного слоя блина, перешедшего в звезды. Учитывая это, найдем, что условие  $R_{sp} \gg R_0$  эквивалентно неравенству  $\eta \rho_0 / M \gg B^{-3} \left( \frac{n_0^2 M_\odot}{\epsilon M} \right)^{3/4}$

или

$$\eta \gg 2 \cdot 10^{-6} \left( \frac{M}{M_\odot} \right)^{1/4} n_0^{1/2} \epsilon^{-3/4}. \quad (18)$$

Для  $M = 10 M_\odot$ ,  $\epsilon = 10^{-4}$  и  $n_0 = 0.01 \text{ см}^{-3}$   $\eta \gg 4 \cdot 10^{-4}$ . Таким образом, если всего 1% вещества центрального слоя блина переходит в звезды, то этого будет достаточно для выполнения условия в) при  $n_0 \lesssim 0.01 \text{ см}^{-3}$ .

С другой стороны очевидно, что звезды должны рождаться в плотных облаках, а для выполнения условия а) необходимо, чтобы плотность превышала некоторое критическое значение. Считая, что звезды рождаются путем гравитационной неустойчивости с характерным временем  $\tau_{sf} \sim 2 \cdot 10^{15} n_c^{-1/2}$ , где  $n_c$  — концентрация газа в облаке, найдем это критическое значение  $n_c > n_{cr} = 5 \cdot 10^3 \text{ см}^{-3}$ . Таким образом, для выпол-

нения всех трех условий, за время от момента формирования звезд до их вспышки плотные холодные облака, в которых образуются звезды, должны быть разрушены.

5. *Подготовка газа к массивной вспышке.* Пусть доля массы газа холодного тонкого слоя блина, перешедшая в облака, составляет  $\eta_c$ , а доля массы отдельного облака, перешедшая в звезды —  $\eta_*$ . Ясно что  $\eta = \eta_c \cdot \eta_*$ . Если условие синхронности их эволюции ( $n_c \gg 5 \cdot 10^3 \text{ см}^{-3}$ ) выполняется, и если на стадии главной последовательности такие звезды теряют массу в форме звездного ветра, то действие этих звезд на окружающий межзвездный газ можно свести к действию отдельной звезды с мощностью ветра, равной суммарной мощности, при условии, что пузыри, создаваемые ветром каждой звезды, быстро (за время  $t_{cr} \ll \tau_0$ ) перекрываются.

Радиус оболочки, создаваемой звездным ветром от отдельной звезды,

$$R_{s1} = 2.5 \cdot 10^{11} L_{36}^{1/5} n_c^{-1/5} t^{3/5} \text{ см}, \quad (19)$$

здесь  $L_{36} = L/10^{36}$  эрг/с — мощность ветра. Число звезд в облаке составляет  $N_s = \eta_* \frac{M_c}{M}$  ( $M_c, M$  — масса облака и звезды, соответственно), поэтому, как легко видеть, условие  $R_{s1}(\tau_0) \gg R_{is}$  ( $R_{is}$  — расстояние между звездами в облаке) выполняется при  $\eta_* \gg 10^{-5}$  (здесь мы приняли  $n_c > 5 \cdot 10^3 \text{ см}^{-3}$  и  $M \sim 10 \cdot M_\odot$ ). Таким образом, радиус оболочки, создаваемой суммарным звездным ветром, равен

$$R_s = 2.5 \cdot 10^{11} \left[ \eta_* \frac{M_c}{M} L_{36} t^3 n_c^{-1} \right]^{1/5}. \quad (20)$$

Родительское облако будет разрушено, если  $R_s(\tau_0) \gg R_c$ , где  $R_c$  — радиус облака. Это эквивалентно неравенству

$$\eta_* \left( n_c \frac{M_\odot}{M_c} \right)^{2/3} \gg 10^{-5}, \quad (21)$$

которое выполняется при  $M_c < 10^{10} M_\odot$ ,  $n_c > 5 \cdot 10^3 \text{ см}^{-3}$  и  $\eta_* > 0.1$ . В оценках мы полагаем  $L_{36} = 1$ , что справедливо для звезд с массой  $M \sim 10 \cdot M_\odot$ .

В случае неоднородного облака, с плотностью, возрастающей к центру, ударная волна распространяется из центральных частей облака к периферийным со скоростью, большей чем в однородном облаке. Если плотность облака изменяется как  $R^{-\beta}$ ,  $\beta < 2$ , то  $R_s \propto t^{3/(5-\beta)}$ . При экспоненциальном законе изменения плотности  $\rho = \rho_0 \exp(-R/R_0)$  оболочка

расширяется еще быстрее:  $R_s \propto t^{3/2}$ . Для облака с массой  $\sim 10^6 M_\odot$ , плотностью  $\rho_0 \sim 10^{-20}$  г/см<sup>3</sup> и полным числом звезд  $N_s \sim 10^3$  разрушение происходит за время  $t \ll \tau_0$ :  $R_s(\tau_0) \approx 30 R_c$ . При этом плотность газа в пузыре не будет, по-видимому, превышать плотность межоблачного газа.

6. *Заключение.* Включение в адиабатический сценарий вспышек звезд, соответствующих начальному обогащению вещества тяжелыми элементами, позволяет объяснить обнаружение углерода и кремния в спектрах квазаров, проецируемых на космические пустоты. При этом, как и во взрывном сценарии, предсказывается возможность формирования «дублетов» абсорбционных линий, но необходимые требования к энергетике взрывов в адиабатическом сценарии мягче, чем во взрывном:  $\xi = \varepsilon \eta \sim 10^{-7}$  по сравнению с  $10^{-4}$ .

Предсказываемые в той и другой моделях «дублеты» отличаются эквивалентными ширинами: в адиабатической  $W_\lambda/\Delta\lambda = 5$ , во взрывной  $\approx 1/8$ . Столь значительное различие позволяет сделать выбор между ними. Отметим в этой связи, что если линии поглощения H I, C IV, Si IV в направлении на пустоты в Perseus-Pisces и Bootes связывать со взрывной моделью, то расстояние между компонентами L<sub>α</sub>-«дублетов» должно составлять  $\Delta\lambda = 8 W_\lambda \approx 18 \text{ \AA}$  (подставлено наблюдаемое для L<sub>α</sub>-линий  $W_\lambda = 2.3 \text{ \AA}$ ), и поэтому они могли бы быть разделены при спектральном разрешении, достигнутом в [10]. Приведенным выше оценкам соответствует  $\Delta\lambda \approx W_\lambda/5$ , что дает при  $W_\lambda = 2.3 \text{ \AA}$   $\Delta\lambda = 0.46 \text{ \AA}$ .

Требования к синхронизации взрывов, рассмотренные нами в разделах 4 и 5, в адиабатическом сценарии необходимы только для разделения линий на достаточно сильные «дублеты»:  $W_\lambda \geq 0.3 \text{ \AA}$ . Взрыв отдельной сверхновой в блине с концентрацией  $n \lesssim 1 \text{ см}^{-3}$  может дать очень слабые «дублеты»:  $W_\lambda \sim 0.03 \text{ \AA}$  при расстоянии между компонентами  $\Delta\lambda \geq 0.3 \text{ \AA}$ ; причем зависимость  $W_\lambda$  от энергии взрыва чрезвычайно слабая:  $W_\lambda \propto E^{1/7}$ . Во взрывном сценарии, в частности в схеме «космологической детонации», синхронизация взрывов по сферическому слою является необходимым элементом теории.

Авторы благодарны И. Е. Вальц, А. Г. Дорошкевичу и Б. В. Комбергу за обсуждение результатов и замечания.

Ростовский государственный  
университет

THE SHELL STRUCTURE OF PANCAKE AND THE  
ABSORPTION SPECTRA OF QUASARS

B. V. VAINER, YU. A. SHCHEKINOV

The formation of absorption lines of neutral hydrogen in distant quasars spectra is considered. The model of the pancake shell formation in an adiabatic picture of large scale structure generation in the Universe is considered. It is shown that the absorption lines can form the "doublets", the equivalent widths of such lines are calculated. The physical conditions conformed to the observed absorption spectra of heavy elements are discussed.

## ЛИТЕРАТУРА

1. J. H. Oort, *Astron. and Astrophys.*, 51, 935, 1983.
2. А. Г. Дорошкевич, *Астрон. ж.*, 61, 218, 1984.
3. А. Г. Дорошкевич, Я. П. Мюкел, *Письма в Астрон. ж.*, 11, 331, 1985.
4. J. P. Ostriker, L. L. Cowie, *Astrophys. J.*, 243, L127, 1981.
5. B. J. Carr, S. Ikeuchi, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, 213, 497, 1985.
6. E. Bertschinger, *Astrophys. J.*, 268, 17, 1983.
7. E. Bertschinger, *Astrophys. J.*, 295, 1, 1985.
8. V. V. Chernomordik, L. M. Ozernoy, *Nature*, 303, 153, 1983.
9. V. V. Chernomordik, L. M. Ozernoy, *Astrophys. and Space Sci.*, 97, 19, 1984.
10. N. Brosch, P. M. Gondhalekar, *Astron. and Astrophys.*, 140, L43, 1984.
11. А. Г. Дорошкевич, Я. Б. Зельдович, И. Д. Новиков, *Астрон. ж.*, 44, 285, 1967.
12. M. Davis, J. Huchra, D. W. Latham, J. Toury, *Astrophys. J.*, 253, 423, 1982.
13. S. Ikeuchi, K. Tomtsaka, J. P. Ostriker, *Astrophys. J.*, 265, 583, 1983.
14. Ал. А. Сучков, Ю. А. Шекинов, *Письма в Астрон. ж.*, 10, 35, 1984.
15. Я. Б. Зельдович, С. Ф. Шандарин, *Письма в Астрон. ж.*, 8, 131, 1982.
16. Л. И. Седов, *Методы подобия и размерности в механике*, Наука, М., 1967.

УДК: 524.6

## АККРЕЦИЯ ГАЗОВЫХ ДИСКОВ ГАЛАКТИК. II. УЧЕТ ВЯЗКОСТИ В ДИСКЕ, СОСТОЯЩЕМ ИЗ ГИГАНТСКИХ МОЛЕКУЛЯРНЫХ ОБЛАКОВ

О. К. СИЛЬЧЕНКО, В. М. ЛИПУНОВ

Поступила 9 апреля 1986

Принята к печати 12 января 1986

Рассчитана эволюция распределения гигантских молекулярных облаков в галактиках под действием динамического трения о звезды и вязкости в приближении бесстолкновительного газа. Показано, что в принципе совместное действие вязкости и динамического трения может привести к образованию кольцевого распределения гигантских молекулярных облаков в Галактике с максимумом на расстоянии 6—7 кпк от центра за время порядка нескольких миллиардов лет.

1. *Введение.* В статье [1] мы рассмотрели влияние динамического трения молекулярных облаков о звезды на распределение гигантских молекулярных облаков (ГМО) в диске Галактики. В данной работе мы добавим к динамическому трению эффект вязкости и рассмотрим совокупное действие этих двух механизмов на радиальное распределение ГМО.

2. *Основные уравнения и параметры.* В статье [2] подробно рассмотрен механизм вязкости в газовом диске, состоящем из ГМО. Своеобразие этого механизма состоит в том, что облака молекулярного водорода крайне редко сталкиваются между собой: длина свободного пробега у них намного больше эпициклического радиуса движения (связанного с дисперсией скоростей). В этом случае коэффициент вязкости задается выражением:

$$\eta = \frac{\rho(c_r^2 + c_\varphi^2) R^2}{\frac{d(\omega R^2)}{dR} \cdot \left(2\omega R + \frac{d(\omega R^2)}{dR}\right) t_D}, \quad (1)$$

где  $\rho$  — плотность молекулярного газа (в представлении облаков, «размазанных» по объему),  $c_r$  и  $c_\varphi$  — компоненты случайной скорости облаков,  $\omega$  — угловая скорость вращения ГМО в Галактике,  $t_D$  — время между столкновениями (или прохождениями с гравитационным взаимодействием).

Предлагается гипотеза, что облака ускоряются при прохождении с гравитационным взаимодействием и замедляются при неупругих столкновениях. Соответствующее выражение для  $t_D$  подставляется в (1), и окончательно для коэффициента вязкости можно записать ( $M$  — масса одного ГМО):

$$\eta = 24 \sqrt{\frac{\pi}{3}} \frac{G^2 M}{v} \frac{\rho^2 R^3}{d(\omega R^2)/dR (\omega R + d(\omega R^2)/dR)} \quad (2)$$

(при выведении формулы (2) также учитывалось, что полная случайная скорость ГМО  $v = \sqrt{c_r^2 + c_\varphi^2 + c_z^2}$ ,  $c_\varphi^2 = c_r^2 \frac{d(\omega R^2)/dR}{2\omega R}$  и, несколько произвольно,  $c_\varphi = c_z$ ).

Чтобы выразить  $\eta$  не через объемную, а через поверхностную плотность газа, вспомним, что толщина газового слоя в гравитационном поле звезд:

$$H = \frac{2c_s}{\sqrt{2\pi G\rho_*}} = \frac{v}{\sqrt{\pi G\rho_* \left(1 + \frac{\omega R}{d(\omega R^2)/dR}\right)}} \quad (3)$$

Записывая уравнение изменения углового момента с учетом вязкости и динамического трения и уравнение сохранения количества вещества, получим следующую систему дифференциальных уравнений:

$$\begin{aligned} \sigma v_r R \cdot \frac{d(\omega R^2)}{dR} &= \frac{24 \pi G^{2.5} M}{\sqrt{3} v^2} \cdot \frac{\partial}{\partial R} \left\{ \frac{\sqrt{\rho_*} R^5 d\omega/dR}{\left(\frac{d(\omega R^2)}{dR}\right)^2 \sqrt{1 + \frac{\omega R}{d(\omega R^2)/dR}}} \sigma^2 \right\} - \\ &- 4\pi \frac{G^2 M}{u^2} \rho_* R^2 \sigma; \quad (4) \\ \frac{\partial \sigma}{\partial t} &= -\frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial R} (\sigma v_r R); \end{aligned}$$

Результатам численного решения этой системы уравнений и посвящена данная статья. Краевые условия задавались из следующих соображений. Центральная часть диска вращается практически твердотельно. Поэтому на левой границе интервала, которая в разных моделях приходилась либо на  $R_{\min} = 0.1$  кпк, либо на  $R_{\min} = 0.2$  кпк, вязкость считалась нулевой (из-за множителя  $d\omega/dR$ , при твердотельном вращении обращающегося в нуль), а аналитическое выражение для радиального потока вещества, возникающего при твердотельном вращении под действием динамического трения, было взято из [3]. На внешней границе ставилось условие нулевого потока. В уравнениях (4) фигурирует масса параметров, которые нуж-

но задавать в согласии с разнообразными наблюдательными данными. Для аналитического приближения кривой вращения Галактики мы использовали две формулы:

$$\omega = 975 \frac{\text{км}}{\text{с кпк}} \cdot \left\{ \exp \left[ - (R/0.47 \text{ кпк})^{1.5} \right] + \frac{0.132}{[1 + (R/5 \text{ кпк})]^{1.5}} \right\}, \quad (5)$$

$$\omega = 68.5 \frac{\text{км}}{\text{с кпк}} \cdot [1 + (R/6 \text{ кпк})^2]^{-0.75}. \quad (6)$$

Более подробное сравнение этих формул с наблюдательными данными можно найти в статье [1], а здесь мы ограничимся двумя замечаниями: в интервале расстояний от центра Галактики  $3 \div 10$  кпк обе кривые хорошо согласуются друг с другом и с наблюдениями и могут считаться почти плоскими, а реальную кривую вращения вблизи центра Галактики, с максимумом линейной скорости на  $R = 0.4$  кпк и минимумом на  $R = 1.3$  кпк, описывает только формула (5) — формула (6) на этом участке неприменима.

Средняя масса ГМО  $M$  в [4] оценена в  $5 \cdot 10^6 M_{\odot}$ ; в наших расчетах мы задавали ее равной  $3 \cdot 10^5 M_{\odot}$ . Надо отметить, что от величины средней массы ГМО зависит (прямо пропорционально) только скорость эволюции распределения плотности газа, но не соотношение вкладов в  $v_r$  со стороны вязкости и динамического трения: либо в оба слагаемых правой части первого уравнения (4) масса ГМО входит в одной и той же степени. Величину  $v$  (полная случайная скорость ГМО) мы, следуя [2], положили равной 10 км/с. Величина  $u$ , стоящая в минус второй степени во втором слагаемом, складывается из дисперсии скоростей звезд и дисперсии скоростей ГМО; поскольку дисперсия скоростей звезд существенно больше дисперсии скоростей ГМО, последней при задании величины  $u$  мы пренебрегаем; в качестве первого приближения мы положили дисперсию скоростей звезд диска Галактики  $u = 30$  км/с и не зависящей от расстояния до центра Галактики. Плотность звезд в диске Галактики мы считали экспоненциально убывающей от центра:  $\rho_*(R) = \rho_0 \exp(-R/5 \text{ кпк})$ .  $\rho_0$  вычисляется по значению  $\rho_*$  в окрестностях Солнца ( $R_{\odot} = 10$  кпк), которое согласно модели Шмидта равно  $0.15 M_{\odot}/\text{пк}^3$  [5]. Впрочем, в некоторых моделях мы также использовали из [6] распределение плотности звезд в Галактике с „дырой“ в центре, но, как выяснилось из расчетов, для наших целей эти два распределения идентичны.

3. *Результаты расчета.* На рис. 1а изображены результаты наших расчетов, полностью повторяющих расчеты [2]: та же кривая вращения Галактики (6), тот же механизм вязкости при искусственно зануленном члене, учитывающем динамическое трение. И результат качественно совпа-

дает с полученным в [2]: в распределении плотности ГМО по радиусу возникает кольцо. Правда, в [2] оно возникало на расстоянии 5—7 кпк от центра, а на рис. 1а это расстояние больше — 8—10 кпк от центра; и наблюдаемое кольцо в распределении молекулярного водорода в Галактике

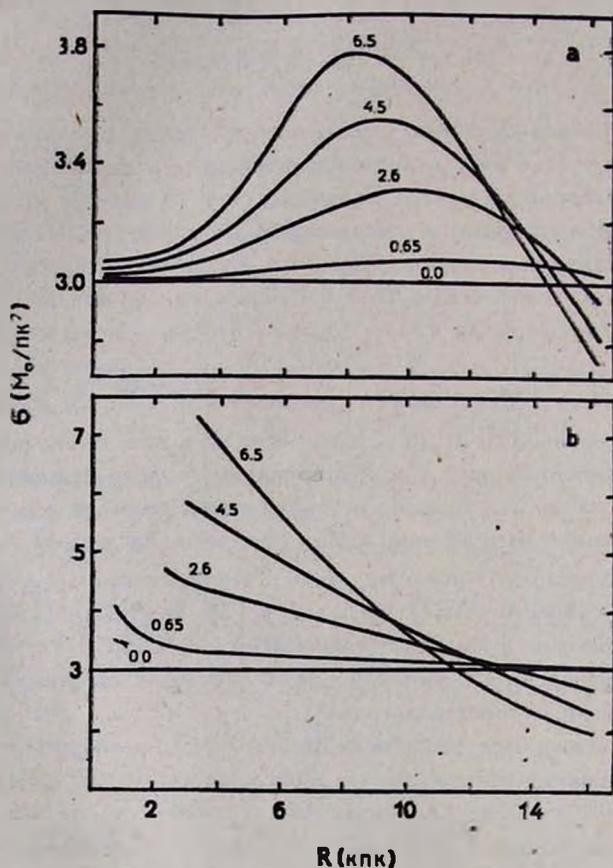


Рис. 1. Эволюция первоначально постоянного распределения плотности ГМО в Галактике при условии  $\omega = \text{const}$  и кривой вращения (6): а — под действием вязкости; б — под действием вязкости и динамического трения. Числами обозначено время эволюции в млрд. лет.

на  $R = 5.5$  кпк, которое и стремился объяснить Фукунага [2], моделью рис. 1а уже не аппроксимируешь. Причина этого расхождения будет объяснена ниже, при разборе влияния положения внешней границы диска на результаты расчетов. Основной качественный результат [2] — появление кольца при монотонном начальном распределении ГМО под действием одной лишь вязкости — мы подтверждаем. Однако как только мы начинаем

учитывать динамическое трение (рис. 1b), кольцо в распределении плотности молекулярного водорода исчезает: вклад динамического трения в радиальный дрейф облаков при данных значениях параметров почти на порядок превышает вклад вязкости, а динамическое трение при кривой вращения Галактики (6) и  $u = \text{const}$  не нарушает монотонности начального распределения плотности ГМО (см. [1]).

Интересно также посмотреть, что происходит с этой моделью (кривая вращения (6),  $u = \text{const}$ , вязкость + динамическое трение) при кольцевом начальном распределении плотности (рис. 2). Поскольку скорость и

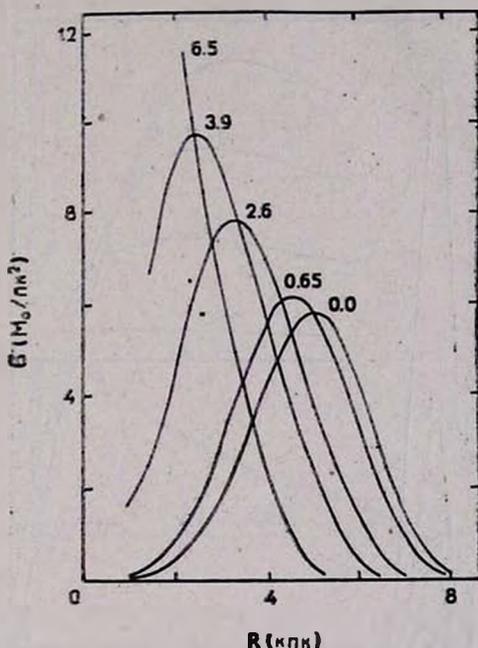


Рис. 2. Эволюция первоначально кольцевого распределения ГМО в Галактике при условии  $u = \text{const}$  и кривой вращения (6) под действием вязкости и динамического трения. Числами обозначено время эволюции в млрд. лет.

направление радиального дрейфа облаков под действием вязкости зависит от профиля плотности  $\sigma(R)$  в данный момент, изначально немонотонное распределение газа приводит к тому, что на внутренней стороне кольца вязкость и динамическое трение действуют в одну сторону, а на внешней — в разные. В результате максимум плотности двигается к центру несколько быстрее, чем на рис. 3с статья [1], внутренняя ветвь кольца становится все более крутой, а внешняя — все более пологой, поскольку на периферии облака практически не двигаются с места. После 4 млрд. лет эволюции мы все еще имеем ярко выраженное кольцевое распределение плотности ГМО

по радиусу с максимумом на расстоянии 2.5 кпк от центра. Но после 7 млрд. лет эволюции кольца уже не существует. Впрочем, на расстояниях, меньших 3 кпк от центра Галактики, кривая вращения (6) не является справедливой.

Если вместо идеализированной кривой вращения (6), не отражающей кинематику газа в Галактике при  $R < 3$  кпк, подставить в первое из уравнений (4) кривую вращения (5), мы получим из монотонного начального профиля в результате эволюции сразу три concentрических кольца плотности ГМО (рис. 3). (Несколько более близкое к центру, чем на рис. 1а,

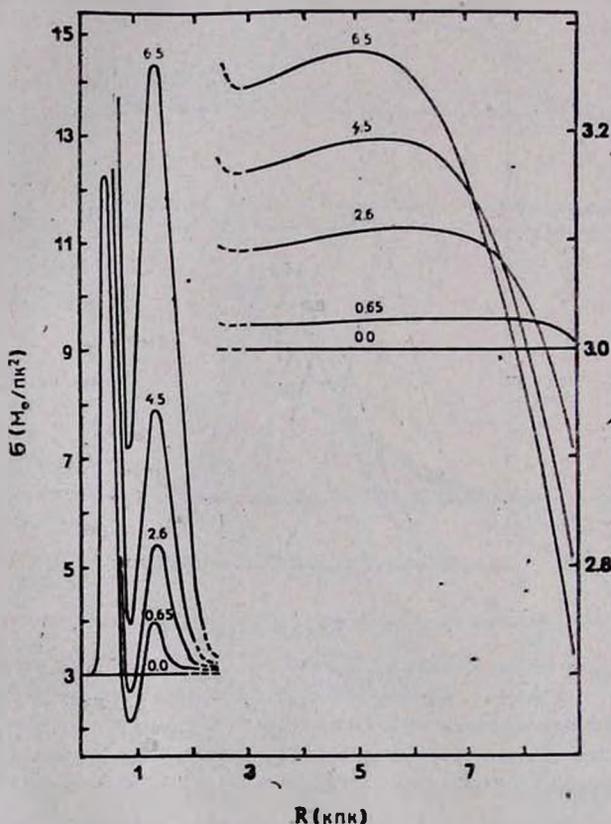


Рис. 3. Эволюция первоначально постоянного распределения плотности ГМО в Галактике при условии  $u = \text{const}$  и кривой вращения (5) под действием вязкости. Числами обозначено время эволюции в млрд. лет. Край газового диска на  $R_{\text{max}} = 10$  кпк.

положение внешнего кольца следует отнести за счет влияния краевого условия: при расчете этой модели мы были вынуждены расположить внешнюю границу диска на  $R_{\text{max}} = 10$  кпк вместо  $R_{\text{max}} = 20$  кпк). Интересной особенностью модели является то, что на расстоянии 0.6—1.7 кпк от центра

газ под действием вязкости дрейфует к периферии, то есть навстречу дрейфу ГМО, более далеких от центра Галактики. Неудивительно, что когда мы начинаем учитывать также и динамическое трение (рис. 4), под действием которого ГМО всегда теряют момент, на расстоянии 1 кпк от центра

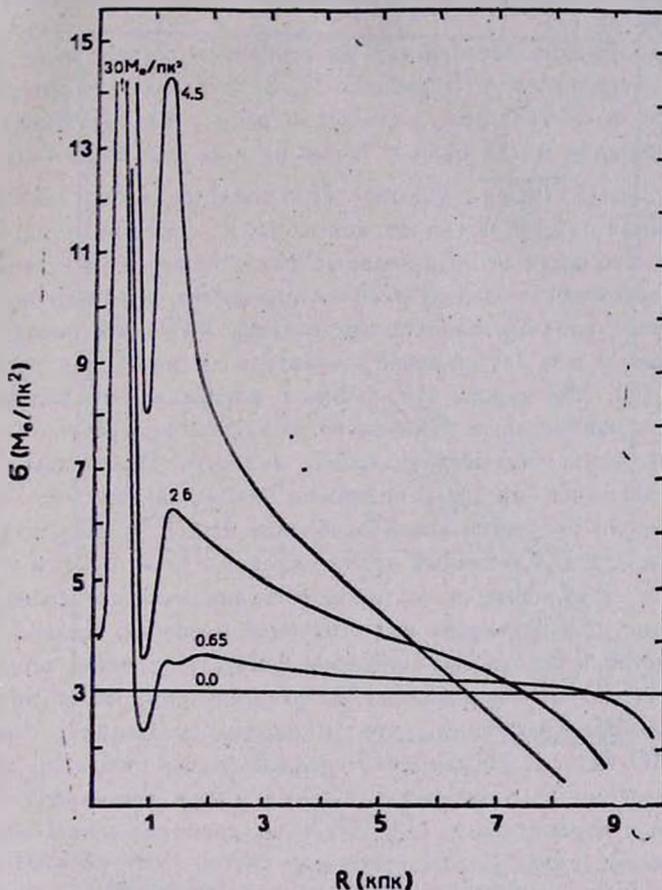


Рис. 4. Эволюция первоначально постоянного распределения плотности ГМО в Галактике при условии  $u = \text{const}$  и кривой вращения (5) под действием вязкости и динамического трения. Числами обозначено время эволюции в млрд. лет. Край газового диска на  $R_{\text{вн}} = 10$  кпк.

тра возникает нечто вроде ударной волны, облака начинают двигаться в радиальном направлении со скоростями порядка круговой, и уравнения (4) перестают быть справедливыми (примерно после 5 млрд. лет эволюции мы получаем  $v_r > 0.1 v_{\phi}$  и прекращаем счет). Внешнее кольцо, так же, как и в случае рис. 1b, не возникает вовсе. Таким образом, получается, что если мы кроме вязкости учитываем еще и динамическое трение, при постоянных

по всему диску дисперсиях скоростей звезд и ГМО, кольцо в распределении плотности молекулярного водорода по радиусу на  $R = 5-6$  кпк не возникает — влияние динамического трения на ГМО преобладает над вязкостью, а динамическое трение не нарушает монотонности начального распределения плотности ГМО на расстояниях больше 3 кпк от центра в рамках данной модели [1].

Однако допущение постоянства дисперсии скоростей звезд по всему диску вряд ли справедливо. В работах [7, 8] в результате поверхностной фотометрии Sc и Sb-галактик, видимых с ребра, было установлено, что толщина звездного диска одна и та же на всем его протяжении. А поскольку  $H = 2u_* / \sqrt{2\pi G \rho_*}$ , условие  $H = \text{const}$  означает, что  $u_*^2$  зависит от расстояния до центра так же, как и  $\rho_*$ , то есть возрастает к центру по экспоненте. Это чисто наблюдательный факт, однако в [7] утверждается, что он согласуется с моделью экспоненциального, изотермичного диска звезд. Эту чисто наблюдательную зависимость  $u(R)$  мы внесли в наши модели. На рис. 5 и 6 изображены результаты расчетов для кривых вращения (6) и (5). Мы видим, что кольцо в распределении молекулярного водорода вновь появилось, и даже несколько более контрастное, чем было при  $u = \text{const}$ , когда учитывалась только вязкость. По числам на рис. 5 можно установить, что это стало возможно благодаря тому, что из-за увеличения дисперсии скоростей звезд в области  $4 < R < 10$  кпк вклад динамического трения в радиальный дрейф облаков в этой области уменьшился и оравнялся со вкладом вязкости, то есть динамическое трение уже не замыкает кольца, возникающего под действием вязкости. Кольцо на рис. 5 весьма контрастно и спустя еще примерно 4 млрд. лет после конца нашего счета оно будет похоже на наблюдаемое распределение молекулярного водорода в Галактике (напомним, что скорость эволюции распределения плотности ГМО зависит от принятой средней массы облака, плотности звездного населения в окрестностях Солнца и еще нескольких столь же точно известных параметров и, следовательно, свободно может быть изменена в 2—4 раза).

На примере моделей с постоянной толщиной звездного диска проиллюстрируем влияние на модельный профиль плотности облаков  $H_2$  краевых условий и формы кривой вращения. При решении нашего дифференциального уравнения мы ставим на внешней границе диска условие нулевого потока — наш газовый диск, таким образом, представляет собой замкнутую систему. Но тогда встает вопрос: а какой величины этот диск? Все наблюдения плотности  $H_2$  в нашей Галактике относятся к областям, более близким к центру Галактики, чем Солнце. Известно, что при  $R > 6$  кпк плотность  $H_2$  падает с удалением от центра, но с какой скоростью продолжается это падение за  $R = 10$  кпк и имеет ли (или имел ли в прошлом)

диск молекулярного газа резкий край — неизвестно. Тем более неизвестно, на каком расстоянии от центра Галактики этот край располагается, если он есть. Любое значение  $R_{\max} \geq 10$  кпк представляется разумным. На рис. 6 мы видим, что если внешнюю границу диска разместить на 10 кпк, то после 6 млрд. лет эволюции максимум плотности  $H_2$  будет приходиться на

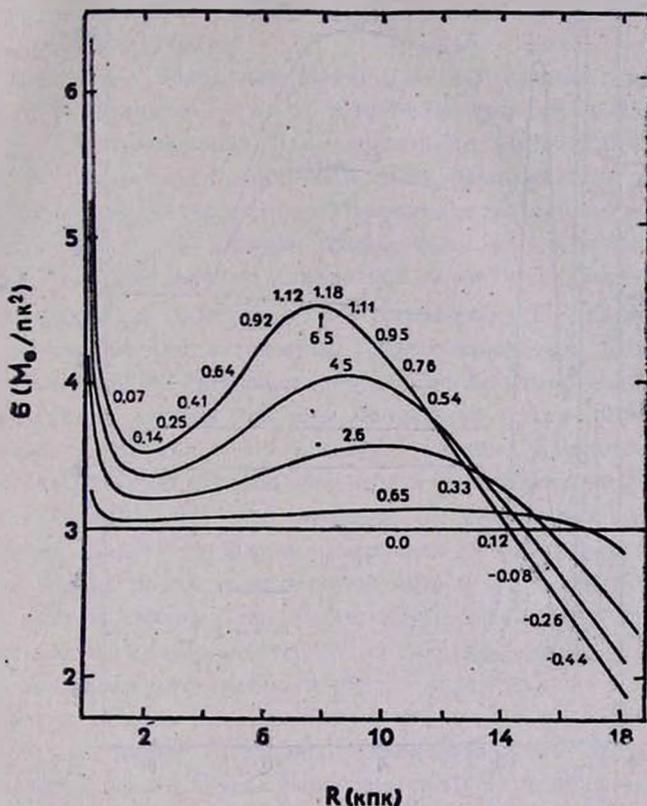


Рис. 5. Эволюция первоначально постоянного распределения плотности ГМО в Галактике при условии постоянной толщины звездного диска и кривой вращения (6) под действием вязкости и динамического трения. Числами обозначено время эволюции в млрд. лет. Для  $T = 6.5$  млрд. лет вдоль профиля плотности проставлено отношение  $v_{\text{г вязкос}}/v_{\text{г дина. тр.}}$  для каждой данной точки.

4.5 кпк, а если на 20 кпк — то на 8 кпк. Поэтому совершенно не имеет оснований вывод Фукунага [2] о том, что в его расчетах максимум плотности  $H_2$  получился на 5.5 кпк (в удивительном согласии с тем, что наблюдается в нашей Галактике) вследствие того, что на расстоянии 6 кпк от центра Галактика имеет плоский участок кривой вращения. Во-первых, конкретная кривая вращения, используемая в [2], а именно кривая (6),

далеко не плоская, в чем мы убедились, сопоставляя численный результат с результатами аналитических расчетов в статье [1]. А, во-вторых, положение максимума плотности  $H_2$  на расстоянии 5.5 кпк от центра Галактики полностью определяется в его модели размещением границы газового диска на  $R = 13.2$  кпк (??).

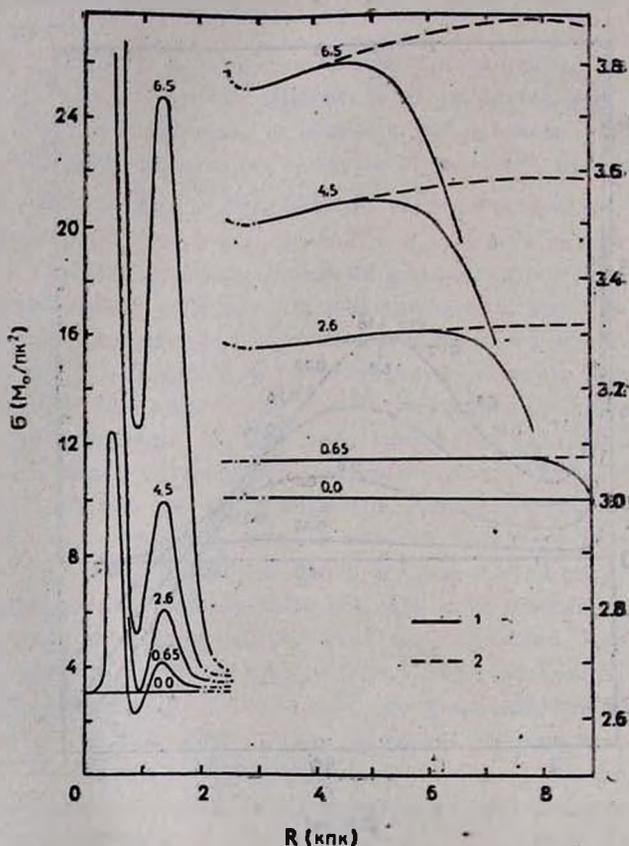


Рис. 6. Эволюция первоначально постоянного распределения плотности ГМО в Галактике при условии постоянной толщины звездного диска и кривой вращения (5) под действием вязкости и динамического трения: 1 — край газового диска находится на  $R_{\text{max}} = 10$  кпк; 2 — край газового диска находится на  $R_{\text{max}} = 20$  кпк. Числами обозначено время эволюции в млрд. лет.

Рассматривая рис. 5 и 6, отметим еще один факт. В расчетах, результаты которых изображены на рис. 6, использовалась кривая вращения (5). Эта кривая очень близка к кривой вращения (6) в интервале расстояний от центра Галактики 4—10 кпк: расхождение между кривыми нигде не превышает 10 км/с. И, тем не менее, сравнивая рис. 5 и 6, мы видим, что величина «горба» на рис. 6 гораздо меньше той, что получается с кри-

вой вращения (6). В этом смысле решение нашего уравнения оказалось неустойчивым относительно формы кривой вращения: небольшие изменения кривой вращения могут привести к значительным изменениям профиля плотности  $H_2$  — а ведь мы пользуемся аналитическими приближениями наблюдательных данных!

В свете описанных выше результатов интересно обсудить имеющиеся в литературе наблюдательные данные по распределению молекулярного водорода в других галактиках.

Недавно вышел обзор наблюдений молекулярного газа в галактиках [9]. Для 25 спиральных галактик установлен тип крупномасштабного распределения  $H_2$  — кольцевой или монотонно убывающий от центра. В табл. 1 перечислены эти галактики и даны некоторые их динамические и фотометрические характеристики. Максимальную скорость вращения мы даем по нескольким источникам, чтобы было видно, насколько уверенно она определяется для каждой конкретной галактики. Доля массы галактики, содержащаяся в сфероидальной составляющей,  $M_b/M_T$ , получена в [10] из модельной аппроксимации кривых вращения. Отношения светимости балджа к общей светимости галактики  $L_b/L_T$  мы взяли из [11].

Как видно из данных таблицы, в среднем кольцо молекулярного водорода имеют галактики с более ярким балджем. Именно на этом факте построили свою интерпретацию разницы в распределении  $H_2$  в галактиках Янг и Сковилл [15]. По их мнению, в галактиках с кольцом  $H_2$  газ из внутренних областей галактик исчерпался на образование звезд балджа. Результаты наших расчетов позволяют дать и чисто динамическую интерпретацию в этом случае. Наличие мощной сфероидальной составляющей увеличивает дисперсию скоростей звезд и, таким образом, приводит к подавлению динамического трения в центре галактики.

Однако из данных таблицы видно, что галактики первой и второй половины таблицы имеют примерно одинаковую долю сферической составляющей в общей массе. Тогда зависимость  $u(R)$  у них должна быть одинаковой и, скорее всего, экспоненциально убывающей. Наши модели показывают, что при таком типе зависимости дисперсии скоростей звезд от расстояния до центра галактики и при параметрах ГМО и кривой вращения, характерных для нашей Галактики, должно образовываться кольцо молекулярного водорода. Нам нужно объяснить уже не наличие кольца  $H_2$  у галактик первой половины таблицы, а отсутствие его у галактик второй половины. Из всех галактик, перечисленных во второй половине таблицы, дисперсия скоростей ГМО оценивалась только для IC 342 и NGC 6946 [15]. И в этих галактиках она оказалась по крайней мере в 2—3 раза выше, чем в нашей. Увеличение случайной скорости ГМО в 3 раза приведет к уменьшению вклада вязкости в радиальный дрейф облаков на порядок, и тогда даже экспоненциальное возрастание  $u(R)$  к центру га-

Таблица 1

NGC	Тип	$v_{\max}$ (км/с)			$\frac{L_b}{L_T}$ (%)	Доля массы в сф. сост. (%)
		[12, 13]	[10]	[14]		

## Галактики, имеющие кольцо молекулярного водорода

Наша	Sb?		232		15—40	5.7
224	Sb	251	233		28—56	12.7
2841	Sb	316	273		7—24	13.9
7331	Sbc	251	227		52—81	7.8
Средние		273	241		38	10.0

Галактики с монотонно убывающим от центра распределением  $H_2$ 

253	Sc	195			15	
598	Scd	105		103	2.4—5.4	0.89
891	Sb	209	212	225		10.0
1068	Sb	214				
2403	Scd	129	120	126		6.2
3627	Sb	182				
3628	Sbc	214				
4254	Sc	240			14	
4258	Sbc	214	187			7.7
4303	Sbc	162			13	
4321	Sbc	251			14	
4501	Sb	288			14—17	
4579	Sb	251			43	
5055	Sbc	219	199		19	19.0
5194	Sbc	117	203			6.5
5236	Sc	295	164		6	12.2
5457	Scd		194	202	2.3	4.7
6946	Scd	204		208	1.2—7.6	
IC 342	Scd		170	192	2.3—3.1	11.5
Средние		205	181	176	11	8.7

Галактики не смогут подавить динамическое трение по отношению к вязкости в интересующих нас областях галактики, и кольцо молекулярного водорода будет замиываться. Поскольку скорости вращения галактик второй половины таблицы относительно низки, эволюция под действием динамического трения будет происходить быстро (см. статью [1]), и кольцо исчезнет за время, меньшее времени жизни диска галактики.

Во всех наших моделях, дающих кольцевое распределение ГМО, лучевой контраст ( $\sigma_{\max}/\sigma_{\min} \approx 1.3$ ) намного меньше реально наблюдаемого в Галактике ( $\sigma_{\max}/\sigma_{\min} \approx 4$ ). Эту проблему удалось бы снять, если бы были найдены механизмы исчерпания газа на расстоянии 3 кпк от центра Галактики. Пока что ни расход водорода на звездообразование в балдже [15], ни выметание газа из-за больших, до 100 км/с, радиальных скоростей в этом месте (так называемый «расширяющийся трехкилопарсекковый рукав») не представляются убедительными механизмами удаления газа.

Отдельного рассмотрения заслуживает вопрос о молекулярном водороде в центре галактики. Из всех галактик первой половины таблицы только у нашей Галактики обнаружен молекулярный водород в центре (порядка нескольких единиц на  $10^8 M_{\odot}$ ). Если мы обратимся к нашим моделям, то на рис. 6, соответствующем расчетам с реальной кривой вращения (5), увидим вблизи центра поверхностную плотность  $H_2$ , совпадающую по порядку с тем, что наблюдается в нашей Галактике. В то же время для модели, изображенной на рис. 5 (кривая вращения (6)), интегральная масса газа, упавшего на центр галактики за 6.5 млрд. лет, равна  $10^8 M_{\odot}$ , то есть на два порядка меньше, чем наблюдается в нашей Галактике. В связи с этим можно предположить для галактик NGC 2841 и 7331 следующее объяснение отсутствия молекулярного водорода в центре: у них нет участков такого крутого уменьшения линейной скорости вращения с расстоянием от центра, как у нашей Галактики в районе  $R \approx 1$  кпк, то есть для них даже в центре кривая вращения хорошо аппроксимируется формулой типа (6), и тогда ситуация соответствует модели рис. 5. У галактики M 31, правда, подобный участок есть, но в ней вообще мало молекулярного водорода.

Итак, численный расчет эволюции распределения ГМО в Галактике под действием вязкости и динамического трения о звезды показал, что, в принципе, в Галактике может образовываться кольцевое распределение ГМО за время порядка нескольких миллиардов лет. Однако контраст кольца, получаемого в расчетах, несколько меньше реально наблюдаемого; требуется какой-нибудь дополнительный механизм для удаления молекулярного газа на расстояниях 2—3 кпк от центра Галактики. Впрочем, даже небольшими изменениями кривой вращения (в пределах точности наблюдений) можно сильно увеличивать или уменьшать контраст кольца, так что не исключено, что требуемого контраста можно достигнуть и в рамках описанных выше моделей.

В заключение авторы выражают благодарность А. В. Засову за полезные обсуждения.

Государственный астрономический институт им. П. К. Штернберга

## ACCRETION OF GASEOUS DISKS OF GALAXIES. II. TAKING INTO ACCOUNT THE VISCOSITY EFFECT IN THE GIANT MOLECULAR CLOUDS DISK

O. K. SIL'CHENKO, V. M. LIPUNOV

The evolution of the giant molecular clouds distribution in galaxies caused by the dynamical friction in a stellar disk and by the collisionless viscosity is calculated. It has been shown that the summary effect of viscosity and dynamical friction can result in forming the ring-like distribution of giant molecular clouds in the Galaxy with the peak on the 6—7 kpc distance from the centre of the Galaxy after a few billion years.

### ЛИТЕРАТУРА

1. О. К. Сильченко, В. М. Липунов, *Астрофизика*, 26, 363, 1987.
2. М. Fukunaga, *Publ. Astron. Soc. Jap.*, 35, 173, 1983.
3. В. М. Липунов, *Астроф. ж.*, 59, 286, 1982.
4. P. M. Solomon, D. B. Sanders, N. Z. Scoville, *IAU Symp*, No. 84, 1979, p. 35.
5. M. Schmidt, *Galactic Structure*, eds. A. B. Blaauw, M. Schmidt, Univ. of Chicago Press, 1965.
6. J. Einasto, P. Tenjes, A. V. Barabanov, A. V. Zasov, *Astrophys. and Space Sci.*, 67, 31, 1980.
7. P. C. Van der Kruit, L. Searle, *Astron. and Astrophys.*, 95, 105, 1981.
8. P. C. Van der Kruit, L. Searle, *Astron. and Astrophys.*, 110, 61, 1982.
9. F. Verter, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, 57, 261, 1985.
10. A. Bosma, *Astron. J.*, 86, 1825, 1981.
11. F. Simien, G. de Vaucouleurs, *Prepr. Univ. Texas, Austin*, 1985.
12. L. Bottinelli, L. Gouguenheim, G. Paturel, G. de Vaucouleurs, *Astron. and Astrophys. Suppl. Ser.*, 56, 381, 1984.
13. L. Bottinelli, L. Gouguenheim, G. Paturel, G. de Vaucouleurs, *Astron. and Astrophys. Suppl. Ser.*, 59, 43, 1985.
14. D. H. Rogstad, G. S. Shostak, *Astrophys. J.*, 176, 315, 1972.
15. J. S. Young, N. Scoville, *Astrophys. J.*, 258, 467, 1982.

УДК: 524.938.3

## СИМБИОТИЧЕСКИЕ ЗВЕЗДЫ ПО НАБЛЮДЕНИЯМ СО СПУТНИКА IRAS

Л. ЛУУД, Т. ТУВИКЕНЕ

Поступила 23 декабря 1986

Просмотрены симбиотические звезды, содержащиеся в каталоге Аллена, с целью выяснения возможного их совпадения с источниками далекого инфракрасного излучения в каталоге точечных источников, наблюдаемых со спутника IRAS. Отождествлено 72 симбиотических или подозреваемых в симбиотичности объекта. Составлен список отождествленных звезд и приводятся распределения энергии в инфракрасных спектрах избранных звезд. Выявлено, что наличие пыли в симбиотических системах более распространенное явление, чем предполагалось до сих пор. Почти 40% систем являются «пыльными». Среди них обнаружены объекты с температурой пыли в несколько десятков К. Показано, что единственной полезной двухцветной диаграммой является  $(K-m_{12}) - (m_{12}-m_{25})$ .

Наконец, обращается внимание на тип симбиотических звезд, имеющих холодные компоненты спектрального класса G, которые требуют специального исследования.

1. *Введение.* Симбиотические звезды являются сильными источниками инфракрасного излучения. Во-первых, это излучение холодных гигантов, а во-вторых, во многих случаях источником более длинноволнового излучения является находящаяся поблизости пыль. Имеющиеся сведения о симбиотических звездах суммированы Алленом [1, 2]. Обычно инфракрасные наблюдения симбиотических звезд проводятся в полосах Джонсона *HKL*, в редких случаях также в полосах *M* и *N*, еще реже в полосе *Q*. Это позволяет обнаружить пыль с температурой выше 200 К. Поскольку наблюдения с IRAS [3] доходят до 100 мкм, то открывается возможность обнаружить и более холодную пыль — с температурой до 20 К. Следовательно, стоит проводить систематические исследования симбиотических звезд, вошедших в каталог точечных источников IRAS.

2. *Поиск симбиотических звезд, содержащихся в каталоге IRAS.* Список симбиотических и подозреваемых в симбиотичности звезд опубликован Алленом [2]. Он содержит 129 симбиотических звезд и 15 заподозренных в симбиотичности объектов. Кроме того, был проведен и поиск объектов,

которые можно считать кандидатами в симбиотические или похожими на них.

Многие звезды идентифицированы уже в каталоге точечных источников IRAS, который в нашем распоряжении имелся в виде магнитной ленты. Однако некоторые из этих отождествлений неправильны (например, Мира Кита отождествляется как VZ Кита). Поэтому нами во всех случаях было проведено тщательное исследование окрестности объекта. В спорных случаях отклонение отождествления предпочиталось принятию. Это позволяет считать дальнейшую интерпретацию результатов более надежной.

Выявление конкурирующих объектов было проведено двумя способами. Сперва по каталогу инфракрасных наблюдений Гезари и др. [4] проверялось, нет ли поблизости других объектов, известных как инфракрасные источники, затем по атласам Бечваржа проверялось, не находится ли поблизости яркая звезда, не наблюдаемая в инфракрасных лучах. Также проверялась возможность отождествления с пекулярными звездами по списку Вакерлинга [5].

Отождествленные вышеизложенным способом симбиотические звезды приведены в табл. 1. В 1 столбце даны названия звезд по каталогу Аллена [2]; в столбце 2 — номера источника по каталогу IRAS (часы, минуты и десятые доли минут прямого восхождения, знак, градусы и минуты склонения), в столбцах 3—6 — результаты наблюдений с IRAS, пересчитанные в единицы  $\text{эрг см}^{-2} \text{с}^{-1} \text{А}^{-1}$  (знак : означает IRAS качество 2, знак v — качество 3, фактически это верхний предел потока); в столбце 7 приведен спектральный класс и в столбце 8 — принадлежность звезды к «пылевым» или «звездным» объектам. В столбцах 9 и 10 даны те же величины по данным наблюдений с IRAS, если они отличаются от принятых Алленом [1, 2].

Напоминаем алленовские обозначения: S — звезда, в инфракрасном континууме которой наблюдается излучение холодной звезды, D — звезда, в инфракрасной области спектра которой наблюдается избыточное излучение от пылевой составляющей объекта и D' — звезда, в спектре которой излучение пыли наблюдается лишь на длинах волн больше 2 мкм. Добавлена подозреваемая симбиотическая звезда XX Oph [6].

В табл. 1 и на последующих рисунках даны каталожные потоки IRAS, рассчитанные для распределения энергии  $F_{\lambda} \sim \lambda^{-1}$ . В таком случае коррекционные поправки сильно зависят от реального распределения потока по длинам волн [6]. Иногда коррекции очень сильно зависят от принятой модели, как, например, в случае симбиотических звезд, когда имеются разнотемпературные или низкотемпературные пылевые облака. Поэтому, для выяснения существования инфракрасного эксцесса, распределения энергии в спектрах симбиотических звезд сравниваются с распределениями энер-

Таблица 1

## СИМБИОТИЧЕСКИЕ ЗВЕЗДЫ, ОТОЖДЕСТВЛЕННЫЕ С ИСТОЧНИКАМИ КАТАЛОГА IRAS

Обозначение по Аллену	Обозначение по каталогу IRAS	$\lg F$ эрг см <sup>-2</sup> с <sup>-1</sup> А <sup>-1</sup>				Спектр и S/D по Аллену		Измерения спектра и S/D по IRAS	
		12 мкм	25 мкм	60 мкм	100 мкм	7	8	9	10
EG And	00415+4024	-14.03	-15.23	-16.06v	-15.98v	M2	S		
AX Per	01331+5359	-15.18	-15.92v	-16.47v	-16.23v	M5	S		
V741 Per	01555+5239	-14.50	-14.89	-15.82	-16.20v		D'	M6	D
UV Aur	05185+3227	-12.48	-14.00	-15.56	-15.89v	N	D'		
Wray 157	08045-2823	-14.68	-15.16	-16.25	-16.41v	G	D'		
RX Pup	08124-4133	-12.42	-13.20	-13.91	-15.68	M5	D		
AS 201	08296-2735	-14.68	-14.87	-15.69	-16.46:	G	D'		
He2-38	09530-5704	-13.71	-14.68	-15.51	-14.96v	M	D		D'
SY Mus	11299-6508	-14.71	-15.68	-16.12	-15.51v	M2	S		D?
BI Cru	12206-6221	-13.44	-14.13	-15.01v	-14.46v	M	D	M6-7	
He2-87	12423-6244	-14.43v	-14.44:	-15.09	-15.00	M7	S		D'
SS 38	12483-6443	-13.79	-14.80	-15.81v	-15.24v	M	D		
CD-36°8436	13131-3644	-15.04	-15.92v	-16.48v	-16.52v		S		
RW Hya	13315-2507	-14.74	-15.67v	-16.48v	-16.52v	M2	S		
V 704 Cen	13515-5812	-14.53	-15.25	-16.36v	-15.25		D		
(He 2-104)	14085-5112	-13.75	-14.36	-15.35v	-15.55v		D		
He 2-106	14163-6311	-13.17	-13.90	-15.31	-15.06:	M	D		
He 2-127	15210-5139	-14.95	-15.72	-16.24v	-15.57v	M7	D		
HD 330036	15476-4836	-13.38	-13.73	-14.84	-15.54	FG	D'		
He 2-139	15508-5520	-13.91	-13.84	-15.08v	-14.39v		D		
T CrB	15574-2603	-14.84	-15.82:	-16.47v	-16.52v	M3	S		

Таблица 1 (продолжение)

1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
AG Dra	16013+6656	-15.20	-15.45 <sub>v</sub>	-16.47 <sub>v</sub>	-16.52 <sub>v</sub>	K1	S		
He 2-147	16099-5651	-14.07	-14.86	-16.40 <sub>v</sub>	-15.05 <sub>v</sub>	M8	D	M6-7	D?
He 2-171	16307-3459	-13.81	-14.66	-16.17	-15.84 <sub>v</sub>	M	D		
He 2-176	16379-4507	-14.23	-14.94	-14.40 <sub>v</sub>	-14.06 <sub>v</sub>	M7	D		
Hen 1242	16401-6231	-15.13	-15.92 <sub>v</sub>	-16.36 <sub>v</sub>	-15.84 <sub>v</sub>	M6	S		
AS 210	16482-2555	-14.08	-15.23	-16.48 <sub>v</sub>	-16.21 <sub>v</sub>	G?	D		
V 455 Sco	17040-3401	-14.59	-15.13	-16.24 <sub>v</sub>	-15.65 <sub>v</sub>	M6	S		D?
H2-5	17211-3131	-14.00	-15.45:	-15.76 <sub>v</sub>	-15.27 <sub>v</sub>	M	S		
Th 3-31	17312-2926	-14.41	-14.99	-15.74 <sub>v</sub>	-14.75 <sub>v</sub>	M5	S	M5-7	D
M 1-21	17313-1909	-14.85	-15.65:	-16.47 <sub>v</sub>	-15.94 <sub>v</sub>	M2	S		D
XX Oph	17412-0614	-13.69	-14.67	-16.06	-15.57 <sub>v</sub>			M6	S
H2-19	17415-3816	-14.85 <sub>v</sub>	-15.82 <sub>v</sub>	-15.98:	-15.29		S	M6	D'
H1-26	17463-3700	-13.42 <sub>v</sub>	-13.87	-15.33	-14.98 <sub>v</sub>		D		
RS Oph	17474-0641	-15.05	-15.32 <sub>v</sub>	-16.48 <sub>v</sub>	-16.09 <sub>v</sub>	M0	S		
AS 245	17479-2218	-14.46	-15.41	-15.73 <sub>v</sub>	-15.00 <sub>v</sub>		S	M2-3	D
He 2-294	17483-3250	-14.34	-14.85	-15.09 <sub>v</sub>	-14.70 <sub>v</sub>	M3	S		D'
B 13-6	17497-3123	-14.56	-15.45:	-15.08 <sub>v</sub>	-14.40 <sub>v</sub>				
AS 255	17537-3513	-14.56 <sub>v</sub>	-15.12 <sub>v</sub>	-15.66 <sub>v</sub>	-15.66	K3	S		D
V 2416 Sgr	17542-2142	-14.10 <sub>v</sub>	-14.99	-15.59 <sub>v</sub>	-14.85 <sub>v</sub>	M5	S		
Ap 1-8	18013-2821	-14.75	-15.52	-15.58:	-14.99 <sub>v</sub>	M0	S	M0-3	D'
SS 122	18015-2709	-14.52	-15.31	-14.97 <sub>v</sub>	-14.20	M7	S?		D'?
AS 270	18026-2025	-14.46	-14.54 <sub>v</sub>	-14.58 <sub>v</sub>	-14.56 <sub>v</sub>	M1	S		
H2-38	18028-2817	-14.15	-15.00	-15.48 <sub>v</sub>	-14.68 <sub>v</sub>	M8	D		
SS 129	18038-2932	-14.81	-15.16 <sub>v</sub>	-15.54 <sub>v</sub>	-14.77 <sub>v</sub>	K	S		D

Таблица 1 (окончание)

1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
V 615 Sgr	18044—3610	-14.74	-15.59 <sub>v</sub>	-16.36 <sub>v</sub>	-16.13 <sub>v</sub>	M	S		D'
Hen 1591	18044—2558	-13.52	-14.26	-14.98 <sub>v</sub>	-14.46	G	D		
AS 276	18058—4108	-15.19 <sub>v</sub>	-15.75 <sub>v</sub>	-16.36	-16.04	M4	S		D'
Ap 1—9	18073—2753	-14.62	-15.47:	-15.36 <sub>v</sub>	-14.75 <sub>v</sub>	K4	S		D'
AS 281	18076—2757	-14.78	-15.58:	-15.37	-14.78 <sub>v</sub>	M5	S		D?
AS 289	18095—1140	-14.62	-15.36	-15.24:	-14.50 <sub>v</sub>	M3	S		D'
Y Cra	18110—4252	-15.28 <sub>v</sub>	-15.91 <sub>v</sub>	-16.04 <sub>v</sub>	-16.15	M5	S		D'
He 2—374	18126—2135	-14.71	-15.46:	-14.87 <sub>v</sub>	-14.18 <sub>v</sub>	M	S	M2—3?	D'?
AS 296	18125—0019	-14.68	-15.66:	-16.48 <sub>v</sub>	-16.09 <sub>v</sub>	M5	S		
AR Pav	18157—6609	-14.73	-15.92 <sub>v</sub>	-16.47 <sub>v</sub>	-16.52 <sub>v</sub>	M3	S		D
He 2—390	18178—2649	-14.01	-14.67	-15.77	-15.70:		D		
V 3804 Sgr	18182—3133	-14.97	-15.61 <sub>v</sub>	-16.43	-16.12	M6	S		
V 433 Her	18200—2325	-15.09	-15.92 <sub>v</sub>	-16.74 <sub>v</sub>	-16.41 <sub>v</sub>	M3	S		
V 3811 Sgr	18206—2157	-13.94	-14.97	-15.43 <sub>v</sub>	-14.67 <sub>v</sub>		S	M2—3	D'
AS 304	18221—2837	-15.00	-15.89 <sub>v</sub>	-16.42 <sub>v</sub>	-15.23	M4	S		D?
V 2601 Sgr	18349—2244	-14.98	-15.62 <sub>v</sub>	-16.44 <sub>v</sub>	-15.31 <sub>v</sub>	M5	S		D?
AS 338	19015+1625	-14.46	-15.48	-16.48 <sub>v</sub>	-15.96 <sub>v</sub>	M5	S		D'
CH Cyg	19232+5008	-11.93	-13.04	-14.83	-15.91	M6	S		
Hen 1761	19373—6814	-15.05	-15.83 <sub>v</sub>	-16.47 <sub>v</sub>	-16.44 <sub>v</sub>	M3	S		
NM Sge	19396+1637	-12.61	-13.40	-15.11	-15.35	M	D		
Cl Cyg	19483+3553	-14.71	-15.80	-16.43 <sub>v</sub>	-15.75 <sub>v</sub>	M5	S		
V 1016 Cyg	19552+3947	-13.05	-13.78	-15.48	-15.77 <sub>v</sub>	M3	D		
RR Tel	20003—5552	-13.38	-14.10	-15.67	-16.52	M5	D		D'
V 1329 Cyg	20492+3518	-14.74	-15.45	-16.48 <sub>v</sub>	-15.78 <sub>v</sub>	M4	S		D'
AG Peg	21486+1223	-14.41	-15.52	-16.45	-16.08 <sub>v</sub>	M3	S		D'?
Z And	23312+4832	-14.85	-15.90	-16.51 <sub>v</sub>	-15.86 <sub>v</sub>	M2	S		D'?
R Aqr	23412—1533	-11.48	-12.58	-14.26	-15.32	M7	D		

гии в спектрах нормальных звезд того же класса. Следовательно, данное исследование носит чисто качественный характер, количественное же исследование инфракрасного излучения избранных объектов будет рассматриваться в следующих работах.

Для сравнения с распределениями энергии в спектрах нормальных звезд нами построены средние распределения энергии в спектрах М 2—3 III, М 4—5 III и М 6—7 III звезд. Первые два средних распределения имеют очень незначительные дисперсии, а последнее распределение показывает довольно большую дисперсию из-за особенностей конкретных объектов.

Всего из 129 симбиотических звезд удалось обнаружить 66 объектов каталога IRAS, что составляет 51%. При этом объектами, обнаруженными с IRAS, оказались из 102 S-звезд 43 (42%), а из 25 D- и D'-звезд — 23 (92%). Этого и следовало ожидать (табл. 2).

Таблица 2  
РАСПРЕДЕЛЕНИЕ СИМБИОТИЧЕСКИХ  
ЗВЕЗД ПО ТИПАМ

Тип	По Аллену (1984)		По данным наблюдений IRAS	
	N	о/о	N	о/о
S	102	80	78	61
D	21	17	32	25
D'	4	3	17	14
D+D'	25	20	49	39

Примеры распределения энергии в области 1—100 мкм представлены на рис. 1—3. На рис. 1 даны распределения энергии для звезд типа S. В случае Z And на самом деле наблюдаются слабые признаки звезд D'-типа. Рис. 2 иллюстрирует распределения энергии в спектрах звезд типа D, D'. На рис. 3 приведены распределения энергии в спектрах некоторых хорошо изученных симбиотических звезд. Отчетливо видно, что V 1329 Cyg, которая по Аллену считалась S-звездой, имеет околозвездную пыль. Красный гигант в системе AG Peg, видимо, несколько более поздняя звезда, чем звезды класса M3III. Это согласуется с их положением на двухцветной диаграмме.

3. Исследование инфракрасных свойств симбиотических звезд, отождествленных с объектами каталога IRAS. По данным табл. 1 можно сказать, что наличие пыли в симбиотических системах более распространенное явление, чем предполагалось до сих пор. Ниже рассмотрим некоторые выводы, следующие из списка симбиотических звезд, являющихся объектами, обнаруженными с IRAS.

Благодаря возможности наблюдать далекую инфракрасную область спектра симбиотических звезд удалось обнаружить большее количество объектов с явными признаками существования околозвездной пыли. Нами исследовались 127 звезд каталога Аллена [2] (3 звезды каталога не классифицированы по типам S, D или D'). В табл. 2 дано их распределение по типам по каталогу Аллена и с учетом данных настоящего исследования.

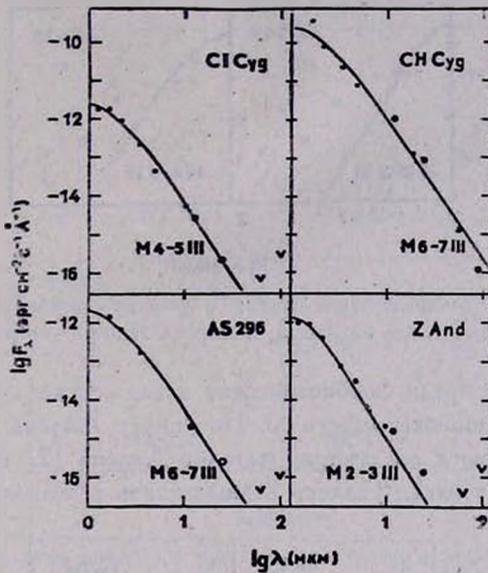


Рис. 1. Типичные распределения энергии в спектрах симбиотических звезд типа S. Точки обозначают потоки излучения по каталогу Гезари и др. [4]. Заполненные кружки — точные наблюдения с IRAS, незаполненные кружки — наблюдения с IRAS более низкого качества, галочки — верхние пределы по IRAS.

Видно, что количество D-звезд возросло в 1.5 раза, а количество D'-звезд — более чем в 4 раза. Общая доля «пыльных» симбиотических звезд около 40%.

В ходе работы выяснилось, что некоторые симбиотические звезды имеют очень холодную околозвездную пыль. Примеры таких объектов представлены на рис. 4. У четырех из этих звезд инфракрасный эксцесс имеет максимумы в области 100 мкм и, следовательно, температура пыли должна быть на несколько десятков градусов выше абсолютного нуля. Отметим, что этот результат может несколько измениться после детального анализа поправок из-за распределения энергии, отличающегося от  $F_\lambda \sim \lambda^{-1}$ , поскольку при низкотемпературных распределениях в результате исправлений коротковолновые потоки увеличиваются.

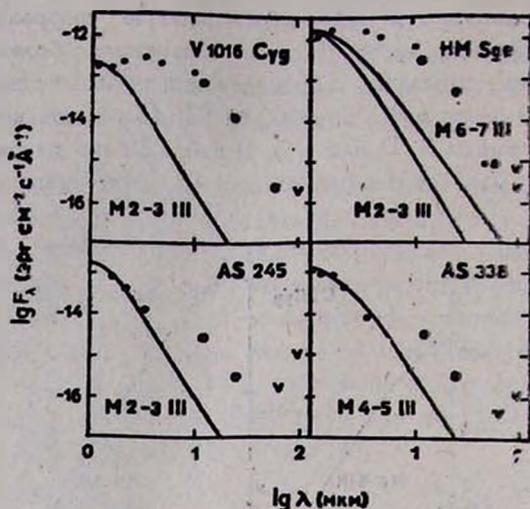


Рис. 2. Типичные распределения энергии в спектрах симбиотических звезд типа D и D'. Обозначения те же, что на рис. 1, нежирная галочка — верхний предел по [4].

Особую группу среди симбиотических звезд составляют звезды, имеющие холодные компоненты класса G. По списку Аллена [1] таких звезд насчитывалось 10, но в следующий каталог Аллена [2] вошло лишь 8 из них. Четыре из этих звезд удалось отождествить с объектами каталога то-

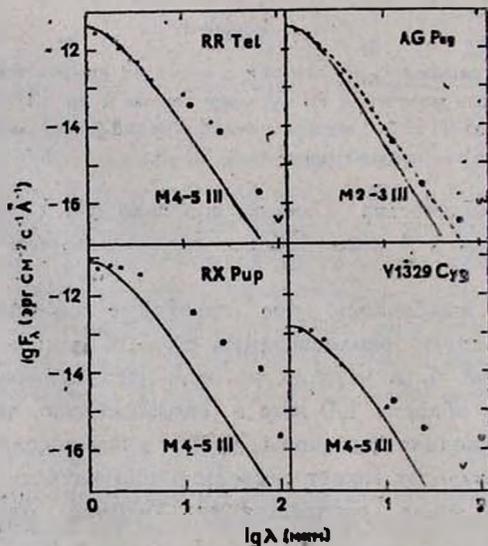


Рис. 3. Распределения энергии в спектрах некоторых хорошо изученных симбиотических звезд. Пунктиром у распределения энергии AG Peg отмечено распределение энергии нормальных звезд класса M4-5 III.

точных источников IRAS. К этой группе принадлежит и HD 330036, имеющая по Аллену (1984) спектральный класс G. Распределение энергии у всех этих звезд весьма похожее (рис. 5). Несомненно, все эти объекты очень интересны: трудно понять, как при температурах G-звезд может существовать сильная пылевая оболочка и каким образом G-звезда может возбуждать эмиссию водорода. Видимо, тут более горячую звезду окружает толстая оболочка, которая дает G-спектр, а из-за сильной разрежен-

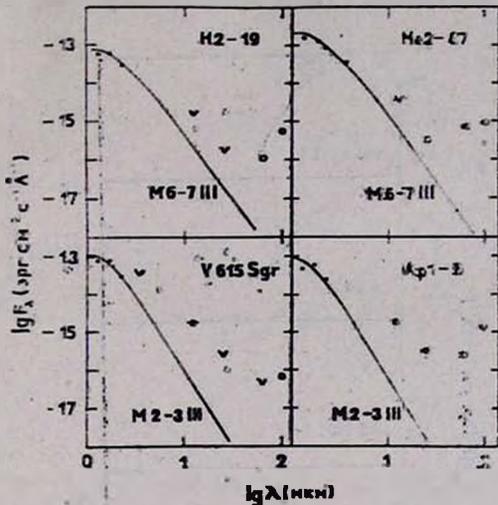


Рис. 4. Распределения энергии в спектрах некоторых симбиотических звезд, показывающие наличие пыли с очень низкой температурой (около нескольких десятков К).

ности во внешних частях могут образоваться эмиссии. Пыль, видимо, существует далеко от звезды. По всей вероятности, в системе имеется красный гигант, который возможно обнаружить лишь в инфракрасном спектре. Можно полагать, что для более детального исследования природы этой группы звезд нужно получить их спектры с дисперсиями около 50—100 А/мм в области 6500—8500 А. Если там обнаружатся полосы TiO, то такие объекты нужно считать особыми симбиотическими звездами, которые следует детально изучить для выяснения механизма возникновения спектра класса G. К сожалению, для решения этого вопроса требуются наблюдения в южном полушарии.

Наконец, рассмотрим положения симбиотических звезд на двухцветных инфракрасных диаграммах. Пересчет потоков в звездные величины проведен по методике, описанной в книге Бейхмана и др. [7]. Проанализированы зависимости величин  $J - m_{12}$ ,  $K - m_{12}$ ,  $m_{25} - m_{60}$  и  $m_{25} - m_{100}$  от  $m_{12} - m_{22}$ . Единственной диаграммой, позволяющей сделать некоторые выводы, является  $(K - m_{12}) - (m_{12} - m_{25})$  (рис. 6).

На рис. 6 четко выделяется группа звезд типа S при сравнительно малых колориндексах, вверх и вправо от нее расположены звезды спектрального типа D и в верхнем правом углу расположены симбиотические звезды класса G. Отчетливо видно, что звезды, которые нами с некоторой степенью неуверенности отнесены к типу D (Ap 1—8, SS 122, V 455 Sco и V 1329 Cyg), по их положению на диаграмме  $(K - m_{12}) - (m_{12} - m_{25})$  хорошо совпадают с положением звезд типа D. Сильно отличается от других звезд положение единственной углеродной звезды — UV Aur.

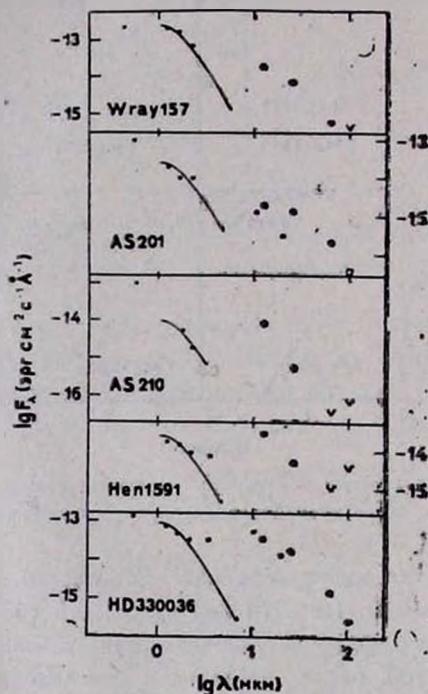


Рис. 5. Распределения энергии в спектрах симбиотических звезд типа G. Непрерывные распределения — гиганты M2—3.

По положению на диаграмме  $(K - m_{12}) - (m_{12} - m_{25})$  холодные компоненты симбиотических звезд близки к поздним звездам, согласно работе Хакинга и др. [8].

4. *Заключение.* На основе составленного каталога симбиотических звезд, содержащего 72 объекта, отождествленного с источниками каталога IRAS, получены следующие результаты:

1. Показано, что пыль в симбиотических системах более распространена, чем считалось до сих пор. В распределениях энергии 25 звезд, которые

ранее считались свободными от пыли, обнаружено излучение холодной пыли.

2. Обнаружены симбиотические звезды, содержащие пыль с температурой порядка нескольких десятков К.

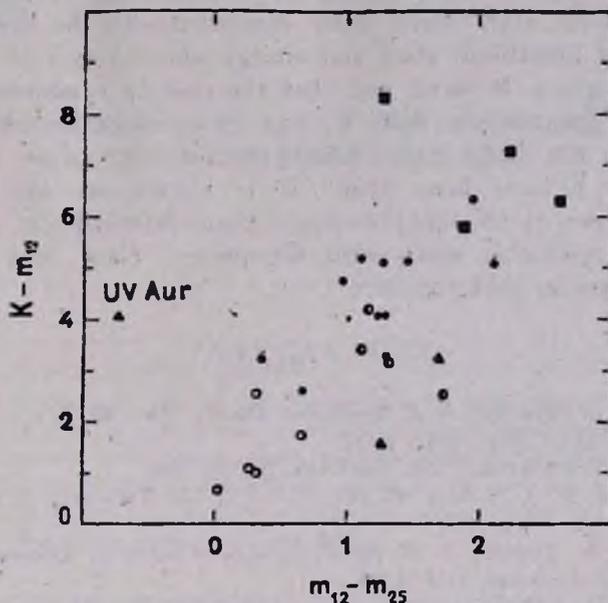


Рис. 6. Двухцветная  $(K - m_{11}) - (m_{12} - m_{25})$  диаграмма. Кружки — звезды типа S, заполненные наполовину кружки — звезды, неуверенно классифицированные по типам S и D, заполненные кружки — звезды типа D, треугольники — звезды типа D' и квадраты — звезды типа G.

3. Показано, что единственной двухцветной диаграммой, позволяющей получать распределение симбиотических звезд по типам, является диаграмма  $(K - m_{13}) - (m_{13} - m_{35})$ .

4. Выявлен тип G-симбиотических звезд, который требует специального комплексного изучения.

Авторы благодарны И. Б. Пустыльнику за прочтение рукописи и А. Линнас, Л. Кивиранд и Х. Тургулайнен за помощь при оформлении работы.

Институт астрофизики и физики  
атмосферы АН Эст.ССР

## SYMBIOTIC STARS OBSERVED FROM THE IRAS SATELLITE

L. LUUD, T. TUVIKENE

Symbiotic stars according to Allen's catalogue have been checked for coincidence with the IRAS far-infrared sources. 72 symbiotic and possible symbiotic stars have been identified with the IRAS sources. A catalogue of identified stars and energy distributions of representative stars are given. It turns out that the dust in symbiotic stars is a more spread phenomenon than it was believed before. Almost 40% of systems are the dusty ones. Among objects with dust temperature some tens of K have been found. It is shown that the only useful two-color diagram is  $(K - m_{12}) - (m_{12} - m_{25})$ . Attention is paid at last to a type of symbiotic stars with G spectral class cold component which needs special investigation.

## ЛИТЕРАТУРА

1. D. A. Allen, in "The Nature of Symbiotic Stars", Eds. M. Friedjung, R. Viotti, D. Reidel Publ. Comp., 1982, p. 27.
2. D. A. Allen, Proc. Astron. Soc. Australia, 5, 369, 1984.
3. G. Neugebauer, H. J. Habing, R. van Diner et al., Astrophys. J. Lett., 278, L1, 1984.
4. D. Y. Gezari, M. Schmitz, J. M. Mead, Catalog of Infrared Observations, NASA Reference Publication, 1118, 1984.
5. L. R. Wackerling, Mem. Roy. Astron. Soc., 73, 153, 1970.
6. W. P. Blair, R. E. Stencel, W. A. Feibelman, A. G. Michalitsianos, Astrophys. J. Suppl. Ser., 53, 573, 1983.
7. C. A. Beichman, G. Neugebauer, H. J. Habing, P. E. Clegg, T. J. Chester (eds), Infrared Astronomical Satellite (IRAS) Catalogs and Atlases Explanatory Supplement, Jet Propulsion Laboratory Publication D-1985, Pasadena, 1984.
8. P. Hacking, G. Neugebauer, J. Emerson et al., Publ. Astron. Soc. Pacif., 97, 616, 1985.

УДК: 524.333

## ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ ПОЛЯРИЗАЦИОННЫХ НАБЛЮДЕНИЙ ЦЕФЕИД

Т. А. ПОЛЯКОВА

Поступила 20 мая 1986

Принята к печати 25 февраля 1987

Характер изменский поляризации у цефеид S Sge, SU Cyg, W Gem,  $\zeta$  Gem и SU Cas подобен тому, какой наблюдался у исследованных прежде цефеид. Поляризационная диаграмма  $p_x p_y$  для RR Lyr, построенная по наблюдениям Пизролы, свидетельствует, вероятно, о присутствии у этой звезды небольшой межзвездной поляризации. Сопоставление размеров «розеток» поляризационных диаграмм девятнадцати цефеид со средними ошибками наблюдений показало, что они уменьшаются с уменьшением ошибок. Но это уменьшение, по-видимому, превращается при значениях ошибок 0.04—0.03% и размерах «розеток» около 0.2%.

Наша программа изучения поляризации цефеид еще не завершена. Однако уже сейчас назрела необходимость обсудить результаты исследований девятнадцати цефеид в смысле их соотношения с ошибками наблюдений.

1. Для двух цефеид, S Sge и SU Cyg в 1985 г. были выполнены наблюдения поляризации на метровом телескопе Института астрофизики АН Тадж.ССР (на горе Санглок) и дополнены наблюдениями на телескопе АЗТ-14 (48 см) в Бюракане. Еще три цефеиды,  $\zeta$  Gem, W Gem и SU Cas, наблюдались в 1984—1985 гг. только на АЗТ-14. На рис. 1 приведены полученные параметры поляризации и указаны средние среднеквадратичные ошибки одного определения поляризации для каждой цефеиды. Можно заметить, что области, занятые точками на плоскости  $p_x p_y$  для каждой цефеиды, имеют три выступа, назовем такие области «розетками». Для S Sge кроме розетки по наблюдениям 1985 г. пунктиром обведена розетка по результатам, полученным только на АЗТ-14 в 1984 г. [1]. В случаях SU Cyg,  $\zeta$  Gem и S Sge имелись наблюдения Шмидта [2], согласно с ними получилось в пределах ошибок (см. рис. 1). Значения межзвездной поляризации для этих цефеид, по аналогии с теми цефеидами, для которых она

была определена по окрестным звездам [3], мы предполагаем расположенными вблизи оснований розеток. Эти значения приведены в табл. 1. Оставшуюся после вычитания этих параметров поляризацию, которую будем считать собственной, сопоставим с фазами изменений блеска (рис. 2). Отметим, что по наблюдениям S Sge и W Gem даже небольшому вторичному минимуму на кривой блеска соответствует увеличение степени поляризации, как и у других цефеид с подобными особенностями в изменениях блеска.

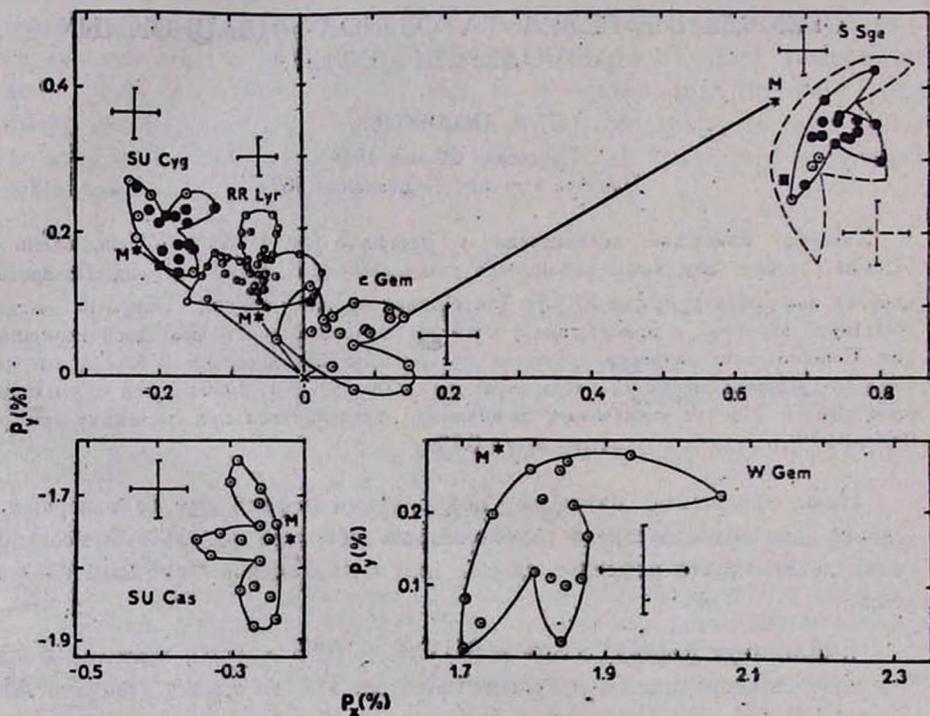


Рис. 1. Поляризационные диаграммы цефеид SU Cyg, RR Lyr,  $\epsilon$  Gem, S Sge, SU Cas и W Gem. Для RR Lyr приведены результаты Пиетролы [4], обозначены маленькими светлыми кружками. Темными кружками обозначены результаты, полученные на метровом телескопе (Сангрок), большими светлыми кружками — на АЗТ — 14 ( $\varnothing = 48$  см), темными квадратиками — результаты Шмидта [2]. Области, записанные концами векторов наблюдаемой поляризации, обведены по крайним точкам.

2. О наблюдениях поляризации RR Lyr, выполненных в 1975 г. Пиетролой [4], мы уже упоминали в первой нашей работе по цефеидам [5] и отметили тогда только незначительность изменений поляризации с фазой, что, как оказалось, было связано с рассмотрением этих результатов из начала координат, подобно нашим. Но накопленный опыт в исследовании поляризации цефеид заставляет вновь вернуться к этим наблюдениям. Их

точность, примерно вдвое превосходит точность наших измерений поляризации для этой звезды. Пиирола не указал ошибку наблюдений в таком виде, каким мы обычно пользуемся, а привел только среднеквадратичное отклонение от средних значений параметров поляризации, в которое, как он и отметил, входят и ошибки наблюдений, и истинные изменения этих

Таблица 1  
МЕЖЗВЕЗДНАЯ ПОЛЯРИЗАЦИЯ,  
ОПРЕДЕЛЕННАЯ ИЗ ДИАГРАММ

Цфеида	$P_x P_y$	
	$P_x$ %	$P_y$ %
$\zeta$ Gem	0.00	0.00
W Gem	+1.75	+0.30
SU Cas	-0.22	-1.76
SU Cyg	-0.24	+0.18
S Sge	+0.66	+0.38
RR Lyr	-0.05	+0.18

параметров. Однако в другой работе [6] Пиирола приводит ошибки отдельных измерений поляризации для звезды  $\sim 7^m$ , выполненных тоже без фильтров и на том же телескопе, они составляют  $\pm 0.022 \div 0.025\%$ . Так как RR Lyr слабее этой звезды только на  $\sim 0^m.5$ , то можно заключить, что  $\sigma$  в этом случае не превосходит  $\pm 0.025 \div 0.030\%$ .

Параметры поляризации, полученные Пииролай для RR Lyr, занимают на диаграмме  $P_x P_y$  область, в которой можно усмотреть весьма аккуратную розетку (см. рис. 1). Основание розетки заметно отстоит от начала координат, из чего мы делаем вывод (как сказано выше) о присутствии некоторой межзвездной поляризации (см. табл. 1), которая и была теперь вычтена из наблюдаемых параметров поляризации. Оставшаяся поляризация показывает вблизи максимума блеска и у фазы  $\sim 0.6$  уменьшения степени поляризации, как и по наблюдениям 1978—1979 гг. [5], но на месте максимума в первой половине периода наблюдается заметный провал. В наших наблюдениях [5], а также по результатам Арсениевич [7] вблизи фазы 0.3 тоже заметен провал, но далеко не такой сильный, как в 1975 г. Зато изменения позиционного угла  $\theta$  на фазах  $0.5 \div 0.6$  по наблюдениям Пииролай проявляются гораздо отчетливей, чем по нашим, и похожи на изменения  $\theta$  у других цфеид. Кроме того, здесь на фазах  $0.95-0.1$  заметны признаки еще одного резкого изменения  $\theta$ , а в 1978—1979 гг. был лишь слабый намек на уменьшение угла вблизи фаз  $0.15-0.2$ . Это сравнение показывает, что при большей точности наблюдений в изме-

нениях с фазой у RR Lyr видно больше деталей, но в целом характер изменений поляризации можно признать похожим.

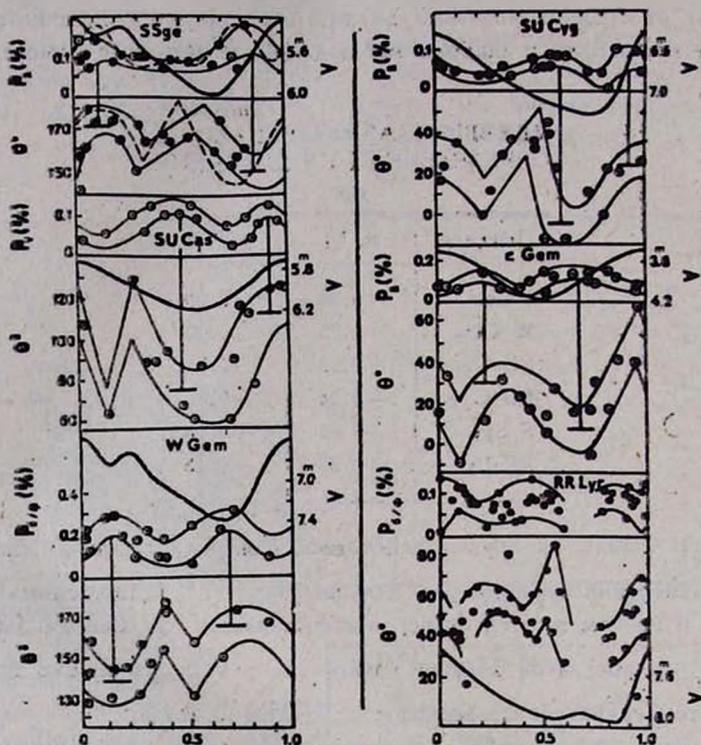


Рис. 2. Изменения «собственной» поляризации с фазой для шести цефеид. Обозначения те же, что и на рис. 1. Области, занимаемые значениями степени поляризации и позиционного угла, обведены сверху и снизу для облегчения обзора выделяемых изменений. Для S Sge в 1985 г. не все фазы достаточно обеспечены наблюдениями и, чтобы ориентироваться в изменениях с фазой, привлекались результаты, полученные в 1984 г. [1] (средние кривые изменений за 1984 г. проведены пунктиром). Кривая блеска RR Lyr приведена по наблюдениям Мурниковой за 1975 г. [10], остальные кривые блеска — по данным Моффет и Барнес [11].

3. Чем дальше продвигалась работа по исследованию переменной поляризации цефеид, тем отчетливей вырисовывалась тенденция к уменьшению размеров розеток с уменьшением ошибок наблюдений. Дело могло дойти до серьезного сомнения в реальности собственной переменной поляризации у цефеид. Стремясь уменьшить ошибки, мы выбирали цефеиды оптимальной звездной величины для используемого телескопа, увеличивали, по возможности, время одной записи поляризации, старались сократить интервал получения достаточного ряда наблюдений, чтобы уменьшить влия-

Таблица 2

РАЗМЕРЫ „РОЗЕТОК“ И СРЕДНИЕ ОШИБКИ  
ОДНОГО НАБЛЮДЕНИЯ

Цефеида	$\Delta$ %	$\bar{\sigma}$ %	Год наблюдений	Примечания
RT Aur	0.26	0.050	1984	АЗТ-14
RU Cam	0.52	0.076	1982—1983	"
RX Cam	0.27	0.060	1984	"
SU Cas	0.23	0.040	1985	"
SZ Cas	0.61	0.105	1983—1984	"
TU Cas	0.32	0.051	1981	"
TU Cas	0.29	0.047	1974	Родригес [8]
X Cyg	0.30	0.042	1984	АЗТ-14
SU Cyg	0.16	0.034	1985	Санглок+АЗТ-14
ζ Gem	0.22	0.040	1984—1985	АЗТ-14
W Gem	0.42	0.060	1984—1985	"
BL Her	0.75	0.081	1981—1982	"
Z Lac	0.49	0.073	1981	"
Z Lac	0.43	0.066	1982	"
Z Lac	0.46	0.079	1983	"
Z Lac	0.70	0.11	1964	"
RR Lyr	0.59	0.065	1978—1979	"
RR Lyr	0.76	0.12	1961	Шаховской [9]
RR Lyr	0.20	0.027	1975	Пярола [4]
RR Lyr	0.65	0.084	1966	Арсенкивич [7]
T Mon	0.55	0.061	1983	АЗТ-14
VX Per	0.69	0.080	1982—1983	"
S Sge	0.31	0.045	1984	"
S Sge	0.20	0.033	1985	Санглок+АЗТ-14
W Vir	0.97	0.093	1977—1979	АЗТ-14
SV Vul	0.63*	0.068	1982—1983	"
T Vul	0.47	0.054	1981—1983	"

\* Размер розетки измерен при исключении одной слишком удаленной точки.

ние возможной переменности поляризации от периода к периоду, и, наконец, провели наблюдения на большем телескопе. Ошибки были доведены до  $\pm 0.04 \div 0.03\%$ ; площади, занимаемые концами векторов поляризации на плоскости  $p_x p_y$ , стали получаться значительно меньших размеров, их форма продолжала напоминать «розетки».

Для выяснения зависимости размеров этих розеток от ошибок наблюдений сопоставим средние ошибки одного наблюдения с расстояниями между самыми удаленными друг от друга точками в розетке для каждой цефеиды (табл. 2, рис. 3). По мере уменьшения ошибок и размеров розеток разброс точек на графике уменьшается и начинает проявляться нелинейный характер зависимости, а именно: начиная с ошибок  $\sim 0.05\%$  разме-

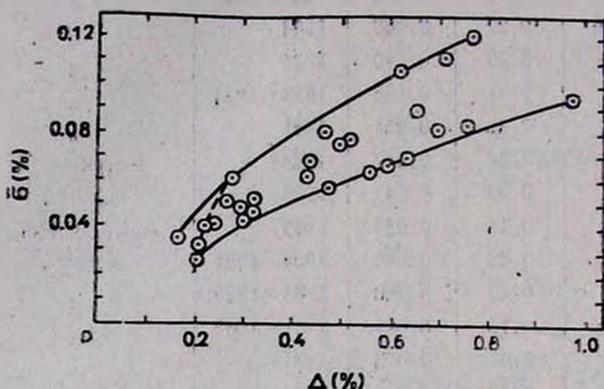


Рис. 3. Зависимость размеров «розеток» ( $\Delta$ ) на диаграммах  $p_x p_y$  от средней среднеквадратичной ошибки одного наблюдения поляризации каждой из цефеид ( $\bar{\sigma}$ ) (табл. 2). Можно предположить, что значение  $\sim 0.2\%$  является, вероятно, границей уменьшения размеров  $\Delta$  при уменьшении  $\bar{\sigma}$ .

ры розеток уменьшаются уже не так быстро. Так что можно предположить, что за пределом ошибок примерно  $0.02\%$  розетки, вероятно, больше не будут уменьшаться, а, практически (за исключением одной SU Cyg), они, кажется, перестали уменьшаться, начиная уже с ошибок  $0.04 \div 0.03\%$  (пунктирная линия на рис. 3), и, следовательно, собственная поляризация не меньше, чем  $0.2\%$  у цефеид, вероятно, присутствует на каких-то фазах.

Автор считает приятным долгом выразить благодарность Н. Н. Киселёву и Г. П. Черновой за помощь в получении наблюдательного материала на метровом телескопе АФИ АН Тадж.ССР.

Ленинградский государственный  
университет

## DISCUSSION OF RESULTS OF POLARIZATION OBSERVATIONS OF CEPHEIDS

T. A. POLYAKOVA

Character of polarization variations of cepheids S Sge, SU Cyg, W Gem, ζ Gem and SU Cas is like that of the other investigated ce-

pheids. Polarization diagram for RR Lyr as a matter of record by Piirola probably show small interstellar polarization which is present in this star light. The sizes of „rosettes“ of polarization diagrams for 19 Cepheids decrease with decrement of the errors of observations probably till errors  $\pm 0.04 + 0.03 \%$  and „rosette“ sizes  $\sim 0.2 \%$ .

## ЛИТЕРАТУРА

1. Т. А. Полякова, Уч. зап. ЛГУ, вып. 63; Тр. АО ЛГУ, 41, 100, 1986.
2. Т. Schmidt, Z. Astrophys., 45, 214, 1958.
3. Т. А. Полякова, Письма в Астрон. ж., 10, 749, 1984.
4. В. Пиирола, Перемен. звезды, Прилож., 4, № 19, 31, 1981.
5. Т. А. Полякова, С. В. Судаков, Письма в Астрон. ж., 7, 106, 1981.
6. V. Piitrola, Inform. Bull. Var. Stars, No. 1060, 1975.
7. J. Arsenijevic, Bull. Observ. Astron. Belgrad, 28, 11, 1980.
8. М. Г. Родригес, Астрометрия и астрофиз., 40, 40, 1980.
9. Н. М. Шаховской, Канд. диссертация, КрАО АН СССР, 1964.
10. В. П. Мурникова, Перемен. звезды, Прилож., 4, № 19, 1, 1981.
11. Т. J. Moffett, T. G. Barnes, Astron. J. Suppl. Ser., 44, 427, 1980.

УДК: 524.3—333

## О НАКЛОНЕ ФУНКЦИИ МАСС МАЛОМАССИВНЫХ ЗВЕЗД

О. Ю. МАЛКОВ

Поступила 23 мая 1986

Принята к печати 2 марта 1987

Показано, что современный метод получения начальной функции масс содержит ряд неопределенностей, учет которых может существенно изменять ее наклон на маломассивном участке ( $m < m_{\odot}$ ). Рассмотрено влияние изменения соотношения масса — светимость, шкалы болометрических поправок и функции светимости на форму функции масс. Обсуждается также эффект фотометрически неразрешенных двойных систем. Сделан ряд количественных оценок и показано, что наклон начальной функции масс на маломассивном участке может изменяться в широких пределах.

1. *Введение.* Существует целый ряд задач астрофизики, для решения которых необходимо знание начальной функции масс (НФМ) звезд. НФМ является важнейшим инструментом при изучении процессов звездообразования или исследования эволюции Галактики, а также представляет существенный интерес при расчетах фотометрических свойств моделей звездных скоплений и галактик.

НФМ представляет собой количество звезд, образующихся в единицу времени в единичном логарифмическом интервале масс. Определив каким-либо образом массы всех звезд из некоторого ансамбля, мы получим т. н. «современную» функцию масс (СФМ), которая, вообще говоря, отлична от НФМ. Причиной этого являются возможные непостоянство скорости звездообразования и зависимость НФМ от времени, а также быстротечность эволюционных процессов в массивных звездах по отношению ко времени жизни диска Галактики ( $T$ ). С этой точки зрения определенный интерес представляет СФМ для маломассивных звезд ( $m < m_{\odot}$ ). Время жизни таких звезд превышает  $T$ ; таким образом, мы можем сейчас наблюдать все маломассивные звезды, когда-либо образовавшиеся. Предположив, что в каждый единичный интервал времени звезды образовывались с одной и той же НФМ, получим, что СФМ маломассивных звезд представляет собой НФМ с точностью до константы. Отметим, что это верно при произвольной скорости звездообразования. Маломассивный участок НФМ

интересен еще и тем, что, исследуя эти звезды (очевидно, ближайšie соседи Солнца), мы получаем возможность изучать проблему скрытой массы в солнечной окрестности. К и М-карлики главной последовательности являются самыми обычными звездами и дают значительный вклад в общую массу окрестности Солнца, а популяционная структура и эволюционный статус этих звезд изучены, тем не менее, довольно плохо.

Однако, несмотря на очевидную актуальность исследования распределения маломассивных звезд по массам, вопрос о форме НФМ на этом участке остается открытым. Практически невозможно определять массы звезд, если они не являются компонентами некоторых типов двойных систем. Так, можно определить массы членов широкой двойной системы с известными орбитами и паралаксами, а также звезд, входящих в спектрально-двойную систему, которая наблюдается и как затменно-переменная. Относительная малочисленность таких систем с компонентами малых масс не позволяет говорить о полноте выборки маломассивных звезд для построения СФМ. Поэтому строят распределение звезд по другому параметру (чаще всего по светимости), который проще получить из наблюдений для достаточно большого числа звезд, а затем используют переходное соотношение (в данном случае соотношение масса—светимость).

В 1955 г. Солпитер [1] с помощью описанного выше метода показал, что распределение звезд по массам представляет собой степенную функцию на диапазоне  $0.4 \div 10 m_{\odot}$ . Если определять наклон НФМ как

$$\Gamma = \frac{d \lg f(\lg m)}{d \lg m}, \quad (1)$$

то Солпитер нашел его постоянным и равным (в данных обозначениях) — 1.35. Большинство исследователей, работавших в этой области, отмечали, что наблюдается дефицит как сверх-, так и маломассивных звезд по сравнению с тем количеством, которое предсказывалось простой экстраполяцией функции Солпитера за пределы указанного выше диапазона. В 1979 г. Миллер и Скало [2] предложили более сложную зависимость для НФМ, которая достаточно близка к солпитеровской на умеренном диапазоне масс  $1 \div 10 m_{\odot}$  и ниже ее на обоих концах этого диапазона (см. рис. 1). Недавно, однако, Д'Антони и Маззителли [3]; исследуя модели маломассивных карликов, пришли к выводу, что звезды малых масс распределены согласно функции Солпитера подобно звездам умеренных масс.

Приведенные здесь две точки зрения иллюстрируют современное состояние данного вопроса. Миллер и Скало получали НФМ с помощью ряда хорошо известных соотношений. Вариации некоторых из них могут, вероятно, существенно изменить вид результирующей НФМ (для соотношения масса—светимость это показали Д'Антони и Маззителли). Можно утверждать, что в процессе получения НФМ из функции светимости мы

сталкиваемся с целым рядом эффектов, которые вносят неопределенность в результат; некоторые из этих эффектов особенно ощутимо сказываются на маломассивном участке. Ниже они обсуждаются подробнее, а также делаются попытки оценить степень их влияния на НФМ.

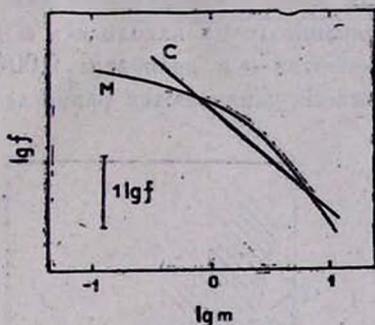


Рис. 1. Начальные функции масс звезд главной последовательности Солпитера (С) и Миллера и Скало (М). НФМ нормированы на  $m_{\odot}$ . По оси ординат отложен логарифм количества звезд в единичном логарифмическом интервале масс на  $\text{пк}^3$ .

2. Соотношение масса-светимость. Важную роль в процессе получения НФМ играет соотношение масса-светимость (СМС). Если выражать светимость в звездных величинах, например в визуальных, то можно записать для СФМ:

$$f(\lg m) = \varphi(M_V) \left| \frac{dM_V}{d \lg m} \right| 2H(M_V) g(M_V), \quad (2)$$

где  $\varphi(M_V)$  — функция светимости,  $H$  — полутолщина однородного слоя диска,  $g$  — доля звезд главной последовательности. СМС входит в формулу (2) в виде производной, а, как известно, процесс дифференцирования приводит только к увеличению тех неизбежных ошибок, с которыми задается функция. В первом приближении зависимость  $M_V$  от  $\lg m$  можно считать линейной, однако в данной задаче такого приближения недостаточно. Кроме того, для самых слабых звезд ( $m \lesssim 0.5 m_{\odot}$ ) это соотношение становится нелинейным.

Один из способов получения СМС — эмпирический — основан на наблюдении двойных систем. Недостаточный объем наблюдательных данных и ошибки приводят к сглаживанию полученной этим способом СМС на маломассивном участке. Поэтому теоретический способ, основанный на расчетах эволюции звезд различных масс и начальных химических составов, предпочтительней для данного исследования.

В работе изучалось влияние различия СМС, полученных рядом авторов, на НФМ. Функция светимости, используемая для расчетов, бралась

из [4], болометрические поправки — из [5]. К сожалению, среди использованных работ отсутствует широкий однородный диапазон масс, а попытки разумным образом «сшить» результаты, полученные различными авторами, оказались неудачными. Для дальнейшего изучения были отобраны СМС, рассчитанные для звезд с характерным для населения диска химическим составом: содержание гелия находилось в диапазоне 0.2—0.3, содержание тяжелых элементов — в диапазоне 0.004—0.04. Как видно из рис. 2, с уменьшением массы усиливаются разногласия между СМС, полу-



Рис. 2. Соотношение масса — светимость для маломассивных звезд. Область, в которой дежат теоретические СМС, заштрихована.

ченными разными авторами. Характерная ошибка в определении массы по известной светимости составляет 0.3—0.4 в единицах  $\lg m$  для  $M_V > 10^m$ . Тем более трудно сделать выводы о поведении производной в этом диапазоне.

Некоторые результирующие НФМ приводятся на рис. 3. Особый интерес представляет область самых слабых звезд. НФМ, построенные с СМС Д'Антоня и Маззителли [6] и Хокси [7], показывают на участке от  $0.2 m_{\odot}$  до  $0.07 m_{\odot}$  (Д'Антоня и Маззителли) и до  $0.15 m_{\odot}$  (Хокси) постоянный наклон, величина которого близка к солпитеровскому значению  $\Gamma = -1.35$ . Что же касается звезд с массами больше  $0.2 m_{\odot}$ , то можно видеть, что использование СМС Ванденберга [8] приводит к бимодальной НФМ с широким плато между максимумами и спадом после  $\lg m \lesssim -0.8$ . НФМ, построенная с использованием СМС Колеланда и др. [9], монотонно растет по крайней мере до  $\lg m \approx -0.5$ , причем с наклоном,

примерно равным солпитеровскому. Можно оценить значения наклонов изображенных НФМ при одинаковых значениях аргумента. Так, наклон варьируется от  $-1.7$  до  $+2.7$  при  $\lg m = -0.9$  и от  $-0.7$  до  $+0.8$  при  $\lg m = -0.4$ .

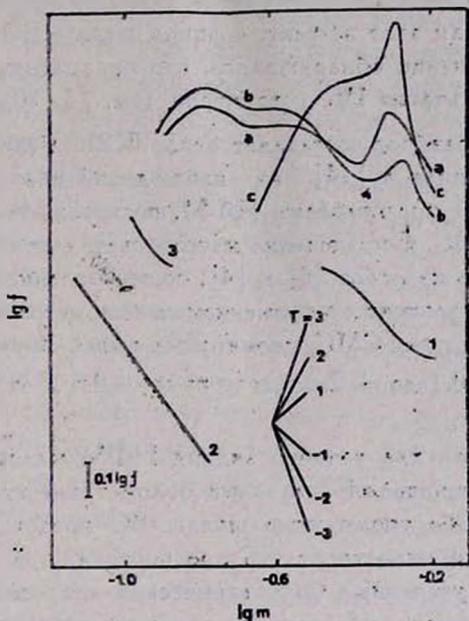


Рис. 3. Начальные функции масс, полученные с применением СМС разных авторов. 1 — Копеланд и др. [9]; 2 — Д'Авонна и Мавзятелли [6]; 3 — Хокси [7]; 4 — Ванденберг и др. [8]: а —  $Y = 0.25$ ,  $Z = 0.02$ , б —  $Y = 0.25$ ,  $Z = 0.01$ , с —  $Y = 0.25$ ,  $Z = 0.02$ , шкала ВС взята из [14]. Указан масштаб НФМ, а также отложены значения наклона.

Необходимо отметить, что ряд авторов получали СМС для звезд различных химсоставов. Исследование влияния содержания гелия и тяжелых элементов на результирующую функцию масс показало, что вариации химсостава довольно незначительно изменяют НФМ, пока он остается в пределах, характерных для населения диска. Типичный пример приведен на рис. 3. Характерный диапазон изменения наклона НФМ, построенных с использованием СМС для звезд различного химсостава, составляет  $\sim 0.3$  и слабо зависит от массы. Однако об этом эффекте необходимо помнить, когда имеем дело с реальными звездами с химсоставом, зависящим от возраста и места образования этих звезд в Галактике; здесь он увеличивает разброс значений НФМ.

Таким образом, точное знание СМС является необходимым условием получения и изучения функции масс маломассивных звезд.

3. *Болометрические поправки.* Соотношения масса—светимость вычисляются обычно в координатах  $M_{bol} - \lg m$ , а функция светимости имеет аргументом  $M_V$  или  $M_U$ . Необходимая для перехода шкала ВС — еще один источник неопределенностей на пути получения НФМ, т. к. болометрические поправки для маломассивных звезд известны недостаточно точно.

Мы исследовали этот эффект, сравнив шкалы ВС, полученные рядом авторов. При сравнении обнаружилось, что болометрические поправки, полученные из результатов ИК-фотометрии (см. [5, 10—13]), весьма сходны между собой (разброс составляет около 0.2). Резко отличается от них шкала ВС, полученная в [14] из наблюдений визуальных и затменных двойных. На рис. 3 представлены НФМ, построенные с сильно различающимися шкалами ВС. Соотношение масса—светимость и функция светимости использовались из работ [8] и [4], соответственно. Можно видеть, что вид НФМ сильно зависит от применяемых болометрических поправок. Это характерно и для других СМС, упомянутых выше. Значения наклона НФМ изменяются от  $-0.1$  до  $+2.2$  при  $\lg m = -0.6$  и от  $-0.7$  до  $+0.4$  для  $\lg m = -0.4$ .

Таким образом, для точного знания НФМ маломассивных звезд необходимо иметь хорошо определенные болометрические поправки на этом диапазоне масс. Обе упомянутые шкалы ВС представляются достаточно надежными. Невозможность отдать предпочтение той или иной из них, а также отсутствие уверенных болометрических поправок для наименее массивных звезд приводят к созданию дополнительных барьеров на пути к построению НФМ и увеличивают степень неопределенности.

4. *Функция светимости и неразрешенные двойные.* Функция светимости (ФС) дает распределение звезд по абсолютным величинам или доле общего числа звезд, приходящуюся на единичный интервал  $M$ . Широко распространены два способа получения ФС: Один из них основан на прямых подсчетах звезд со светимостью от  $M$  до  $M + dM$  в определенном объеме пространства. Другим методом определения ФС является использование статистической связи между паралаксом, видимой величиной и собственным движением звезды, которая позволяет определить абсолютную величину. Безусловно, изменения в ФС отразятся и на НФМ. Одним из эффектов, способным изменить вид наблюдаемой ФС, является эффект фотометрически неразрешенных двойных систем.

На сегодняшний день известно множество работ, в которых исследуется вопрос о доле кратных систем среди звездного населения Галактики. В частности, Герцег [15] дает обзор существующих исследований по этому вопросу. Можно утверждать, что около 50% всех звезд главной последовательности входит в состав кратных систем. Для звезд ближайшей сол-

нечной окрестности ( $r \lesssim 5$  пк) эта величина достигает 59%. Однако обнаружению кратных систем среди маломассивных звезд препятствуют инструментальные трудности. Такие звезды обладают довольно низкими орбитальными скоростями; кроме того, они достаточно слабы (наиболее яркие из них достигают лишь  $m_V \sim 10^m$ ). Это означает, что среди звезд окрестности Солнца могут находиться неразрешенные двойные системы. Трудно оценить долю таких двойных среди кажущихся одиночными звездами, но Абт [16], например, полагает, что учет таких систем повысит число звезд главной последовательности, входящих в состав кратных систем по крайней мере до 75%. Кроме того, Попова и др. [17] нашли, что число неразрешенных двойных зависит от целого ряда параметров и может достигать 80%.

Естественно предположить, что этот эффект должен отражаться на ФС. Скало в своем обзоре [4] упоминает его, но детально не рассматривает, считая, очевидно, что это влияние несущественно. Здесь этот эффект будет рассмотрен, причем мы ограничимся только двойными звездами, полагая, что системы с более высокой кратностью относительно редки (тройных систем, по различным оценкам, в 3—6 раз меньше, чем двойных), кроме того, они обладают большей вероятностью обнаружения.

При учете двойных систем количество звезд, имеющих светимость от  $L_V$  до  $L_V + dL_V$ , изменится по трем причинам. Во-первых, оно уменьшится за счет того, что часть этих звезд является на самом деле двойными системами, и вклад каждого компонента в ФС должен быть учтен отдельно. Во-вторых, сюда добавятся звезды светимости  $L_V$ , являющиеся первичными компонентами неразрешенных систем, интегральные светимости которых лежат в диапазоне  $L_V + 2L_V$ . В-третьих, добавятся вторичные компоненты систем, интегральные светимости которых больше  $2L_V$ . Отметим, что звездная величина, соответствующая светимости  $2L_V$ , равна

$$M_V(2L_V) = M_V(L_V) - A,$$

где  $A = 2.5 \lg 2$ . Учитывая, что

$$m(L_1 + L_2) \neq m(L_1) + m(L_2),$$

можно записать

$$\begin{aligned} \tilde{\varphi}(M_V) = & \int_{M_V - A}^{M_V} \varphi(M_V) \eta(S) \frac{\partial S}{\partial M_V} dM_V + \\ & + \int_{M_{V \min}}^{M_V - A} \varphi(M_V) \eta(R) \left( -\frac{\partial R}{\partial M_V} \right) dM_V, \end{aligned} \quad (3)$$

где

$$S = \frac{m(M_V^0)}{m(M_V)}, \quad R = \frac{m(M_V)}{m(M_V^0)},$$

$$M_V^0 = -2.5 \lg \left( \text{dex} \left( -\frac{M_V}{2.5} \right) - \text{dex} \left( -\frac{M_V}{2.5} \right) \right),$$

$M_V$  — звездная величина системы;  $M_V^0$  — звездная величина второго компонента,  $\bar{\varphi}(M_V)$  — исправленная ФС,  $\varphi(M_V)$  — исходная ФС,  $\eta$  — распределение систем по отношению масс компонентов. Строго говоря, функция  $\eta$  имеет два аргумента; второй — суммарная масса системы. Очевидно, что вероятность обнаружить двойную звезду падает с уменьшением интегрального блеска системы. В данной работе, однако, предполагалось, что

$$\frac{\partial \eta}{\partial (m(M_V) + m(M_V^0))} = 0,$$

т. е.  $\eta$  зависит только от отношения масс компонентов. Кроме того, ФС аппроксимировалась кусочно-линейной функцией. Для качественной оценки эффекта, которая являлась целью данного раздела, описанного приближения вполне достаточно.

Уравнение (3) должно быть преобразовано, если  $M_V$  не удовлетворяет соотношению

$$M_V - M_{V_{\min}} \geq A. \quad (4)$$

Для маломассивных звезд условие (4) удовлетворяется.

Распределение двойных систем по отношению масс компонентов изучено еще довольно слабо, поэтому мы имели возможность варьировать функцию  $\eta$  в довольно широком диапазоне. Некоторые результаты представлены на рис. 4. Здесь изображены исходная (кривая 1) и несколько результирующих ФС. Кривая 2 построена в предположении, что 100% всех звезд являются неразрешенными двойными с равными по массе компонентами. Кривая 3 — все системы имеют отношение масс компонентов, равное 0.1. Кроме того, была получена ФС в предположении, что распределение двойных систем по отношению масс компонентов равновероятно ( $\eta = \text{const}$ ). Также исследовалось влияние функции  $\eta$ , найденной Поповым [18]. Последние два случая иллюстрируются кривыми 4 и 5, соответственно.

Итак, видно, что эффект неразделенных двойных может существенно изменить ФС. Изменяется, соответственно, и НФМ (для примера см. рис. 5). Здесь не приводятся все рассмотренные варианты изменения НФМ,

т. к. входные параметры довольно схематичны, и не учитывается ряд других эффектов, часть из которых рассматривалась выше. Однако качественно этот эффект можно оценить. Прежде всего, если существуют неразрешенные двойные системы с отношением масс компонентов, близким к

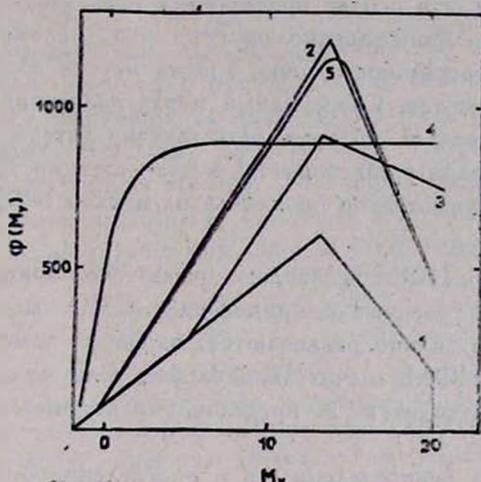


Рис. 4. К эффекту неразрешенных двойных (пожнсения см. в тексте).

единице, то наклон  $\Gamma$  увеличивается по абсолютной величине. Масса  $m_0$ , до которой будет продолжаться рост НФМ, и крутизна на участке  $m > m_0$  зависят от ряда параметров и, в первую очередь, от вида функции  $\eta$ . Здесь необходимо также учитывать и зависимость  $\eta$  от суммарной светимости

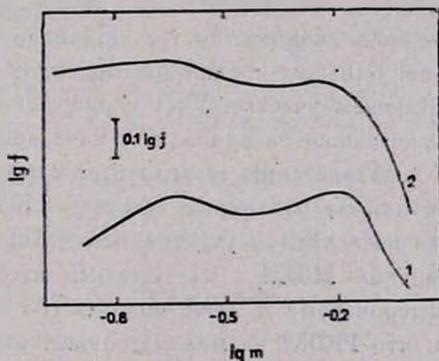


Рис. 5. Влияние неразрешенных двойных на НФМ. 1 — НФМ для исходной ФС, 2 — НФМ для ФС, соответствующей случаю 3 на рис. 4.

системы. Поведение НФМ для  $m \lesssim m_0$  прогнозируется менее уверенно, однако можно утверждать, что она не убывает вплоть до самых малых масс, если выполняется условие

$$\eta(q) \neq 0 \text{ при } q \lesssim q_0,$$

где  $q_0$  оценивается нами в  $\sim 0.1$ . Как известно, вид функции  $\eta$  на этом участке изучен наиболее слабо.

5. *Заключение.* На основе проведенных исследований можно сделать следующие выводы. Ранее предполагалось, что маломассивный участок НФМ является простейшим с точки зрения метода построения. По-видимому, это не совсем так. Современный метод получения НФМ отягощен рядом неопределенностей, которые недостаточно учтены для звезд малых масс. Изменение формы соотношения масса—светимость и функции светимости может существенно повлиять на наклон НФМ маломассивных звезд ( $m \lesssim m_\odot$ ).

Для построения НФМ необходимо очень точно знать поведение СМС. Функции масс, построенные с применением СМС, полученных разными авторами, довольно сильно различаются; вариации химсостава влияют на результирующую НФМ значительно слабее, если содержание водорода, гелия и металлов находится в пределах, характерных для звезд плоской составляющей.

Существующая неопределенность в определении болометрических поправок слабых звезд также вносит свои трудности в проблему исследования НФМ. В большинстве рассмотренных работ даются весьма сходные между собой шкалы ВС, от которых сильно отличается шкала ВС Хабетса и Хайнцда, полученная из наблюдений двойных систем. Применение этой шкалы приводит к более крутому росту и более быстрому спаду НФМ на маломассивном участке.

Наблюдаемую функцию светимости может сильно изменить учет фотометрически неразрешенных двойных систем. Наличие таковых с отношением масс компонентов, близким к единице, приводит к увеличению крутизны ФС на возрастающем участке. Учет неразрешенных двойных с малым отношением масс компонентов приводит к исчезновению максимума на результирующей ФС и возрастанию ее вплоть до самых малых масс.

Наклон исправленной за различные эффекты НФМ, таким образом, сильно варьируется на исследуемом участке, изменяясь от положительного (что соответствует падению НФМ с уменьшением массы) до приблизительно равного солпитеровскому и даже больше (по абсолютному значению). Не исключено, что НФМ на маломассивном участке имеет тот же наклон, что и для умеренных масс.

Автор приносит благодарность А. Э. Пискунову за постоянную помощь в работе и ценные замечания.

ON THE SLOPE OF THE MASS FUNCTION  
FOR THE STARS OF SMALL MASSES.

O. YU. MALKOV

It has been shown that the usual method of construction of the initial mass function involves a number of uncertainties, which can essentially change the IMF slope at small masses ( $m < m_{\odot}$ ). The influence of the mass-luminosity relation, BC-scale and luminosity function variations on the IMF form is studied. The effect of unresolved binaries is also discussed. Some quantitative estimates are made and it is shown that the slope at small masses can vary in wide range.

## ЛИТЕРАТУРА

1. E. E. Salpeter, *Astrophys. J.*, 121, 161, 1955.
2. G. E. Miller, J. M. Scalo, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, 41, 513, 1979.
3. F. D'Antona, I. Mazzitelli, *Astron. and Astrophys.*, 127, 149, 1983.
4. J. M. Scalo, The stellar initial mass function.—*Fundamentals of Cosmic Physics*, 1986, vol. 11, p. 1—278.
5. П. Траат, Публ. Тартуск. обществ., 44, 282, 1976.
6. F. D'Antona, I. Mazzitelli, *Astron. and Astrophys.*, 113, 303, 1982.
7. D. T. Hoxie, *Astrophys. J.*, 161, 1083, 1970.
8. D. A. Vandenberg, F. D. A. Hartwick, P. Dawson, D. R. Alexander, *Astrophys. J.*, 266, 747, 1983.
9. H. Copeland, J. O. Jensen, H. E. Jorgensen, *Astron. and Astrophys.*, 5, 12, 1970.
10. H. L. Johnson, *Astrophys. J.*, 141, 170, 1965.
11. H. L. Johnson, *Ann. Rev. Astron. and Astrophys.*, 4, 193, 1966.
12. J. L. Greenstein, G. Neugebauer, E. E. Becklin, *Astrophys. J.*, 161, 519, 1970.
13. B. W. Carneg, M. Aaronson, *Astron. J.*, 84, 867, 1979.
14. C. M. H. J. Habets, J. R. W. Heintze, *Astron. and Astrophys. Suppl. Ser.*, 48, 193, 1981.
15. T. Herczeg, *Astrophys. and Space Sci.*, 99, 29, 1984.
16. X. A. Абт, в кн. «Протогалактики и планеты», ч. 1, Мир, М., 1982, стр. 361.
17. E. I. Попова, A. V. Tutukov, L. R. Yungelson, *Astrophys. and Space Sci.*, 88, 55, 1982.
18. М. В. Попов, *Перемен. звезды*, 17, 412, 1970.

УДК: 524.354.6—78+533.95:537.84

## МАГНИТОГИДРОДИНАМИКА ПЛАЗМЫ В КОРЕ НЕЙТРОННОЙ ЗВЕЗДЫ

Д. М. СЕДРАКЯН, А. К. АВЕТИСЯН

Поступила 9 июня 1986

Принята к печати 25 февраля 1987

В предположении, что ионы составляют бoльцмановскую жидкость, а электроны — релятивистский вырожденный газ, показано, что плазма в коре нейтронной звезды лоренцовская. Приведен конкретный вид уравнений магнитной гидродинамики (МГД) и рассмотрены условия их применимости к такой плазме. Вычислены кинетические коэффициенты плазмы и показано, что при  $Z > 27$  они зависят, в основном, от ее плотности. Показано также, что при  $\rho \geq 3 \cdot 10^8 \text{ г/см}^3$  магнитное поле  $B \lesssim 10^{12} \text{ Гс}$  не влияет на кинетические коэффициенты. Приведены численные значения этих коэффициентов при плотностях  $3 \cdot 10^8 \text{ г/см}^3 < \rho < 2 \cdot 10^{14} \text{ г/см}^3$ .

1. *Введение.* Изучение магнитогидродинамических свойств плазмы коры нейтронной звезды представляет интерес в связи с двумя обстоятельствами. Во-первых, свойства «Ае» и «Апс» плазм определяют как характер и ход различных кинетических явлений, так и судьбу генерируемых в ней различных волн — их распространение и поглощение, а также возможность их трансформации. Во-вторых, записанные для этой плазмы уравнения МГД будут основой также для изучения возможности образования и свойств предполагаемых стационарных магнитосфер с плотностью вещества  $\rho \sim 10^6 \text{ г/см}^3$  вокруг вращающихся намагниченных нейтронных звезд [1].

Уравнения МГД для «пре»-фазы нейтронной звезды получены в [2], где, в частности, вычислены также коэффициенты электропроводности, теплопроводности и вязкости плазмы как в присутствии магнитного поля, так и без него. Сравнительно много работ посвящено вычислению входящих в МГД-уравнения кинетических коэффициентов для вырожденных слоев оболочек нейтронных звезд и вырожденных ядер белых карликов [3—14]. В частности, в ряде работ [15—17] вычислены электропроводность и теплопроводность для вещества с плотностью  $\rho \lesssim 10^{11} \text{ г/см}^3$  в широком диапазоне температур  $10^4 \text{ К} < T < 10^9 \text{ К}$ , где ионный компонент рассматривался как в кристаллическом, так и в газовом состояниях. Наличие

столь многих работ связано с различными способами устранения логарифмической («кулоновской») расходимости в интеграле столкновения и выбора альтернативной модели ионного компонента «Ае» и «Ае» плазм [3], а также с устранением неточностей в некоторых работах. Так, в работе [4] эта расходимость была устранена с учетом ион-ионных корреляций, а в других — путем учета экранирования ионного потенциала.

В настоящей работе рассмотрены условия применимости уравнений МГД к плазме коры нейтронной звезды во всем интервале плотностей  $10^6 \text{ г/см}^3 < \rho < 2 \cdot 10^{14} \text{ г/см}^3$ . Найдены аналитические выражения и вычислены входящие в МГД-уравнения кинетические коэффициенты этой плазмы. При этом предполагается, что ионный компонент плазмы можно рассматривать в некристаллическом состоянии и взаимодействие между ионами учесть лишь благодаря ион-ионным корреляциям, согласно работе [4]. В частности, при вычислении коэффициентов электропроводности и теплопроводности исправлена имеющаяся в [4] ошибка. Для рассматриваемой плазмы впервые вычислен коэффициент вязкости. Рассмотрен также вопрос о возможном влиянии магнитного поля нейтронной звезды на выражения кинетических коэффициентов вырожденной «Ае» и «Ае» плазм.

**2. Система МГД-уравнений.** Известно, что квазинейтральная плазма в «Ае» и «Ае» фазах состоит из ядер с определенными  $A$  и  $Z$ , которые находятся из условия минимальности энергии, приходящей на один нуклон [18, 19]. Так как нейтроны в «Ае»-фазе сверхтекучие, их характерные физические параметры не могут войти в МГД-уравнения нормальной плазмы. Из-за слабого же взаимодействия между электронами и сверхтекучими нейтронами последние не дадут вклада в кинетические коэффициенты. Действительно, взаимодействие электронов с нейтронами происходит благодаря рассеянию на магнитном моменте нормальных нейтронов, которые находятся лишь в стволах нейтронных вихрей, количество которых ничтожно мало [20]. Таким образом, во всем рассматриваемом диапазоне плотностей плазмы, заряженный компонент коры нейтронной звезды вполне оправданно можно представить как полностью ионизованную плазму, состоящую из релятивистского сильно вырожденного газа электронов и бoльцмановского газа коррелированных голых атомных ядер, (ионов). Конечно, надо иметь в виду также альтернативную возможность образования кристаллической структуры в «Ае»-фазе плазмы (см. библиографию в работе [3], а также [15—17]). Однако, если принять температуру внутри нейтронной звезды  $T \sim 10^9$ , то для ионов условие «бoльцмановского газа»  $\Gamma = [(Ze)^2/k_B T] (4\pi l_p/3)^{1/3} < 10^3$  будет хорошо выполняться вплоть до самой границы образования «Ае»-фазы с плотностью вещества  $\rho \lesssim 10^{11} \text{ г/см}^3$ . Что же касается самой «Ае»-фазы, то в этой области уже вступают в

игру квантовомеханические явления (например, явление «холодного плавления» [3]), исключающие, по-видимому, возможность образования кристаллической структуры. Эти рассуждения носят чисто качественный характер, а вопрос, является ли вещество в «Апе»-фазе кристаллическим или газообразным, остается открытым.

Исходя из сказанного, запишем МГД-уравнения в одножидкостном приближении для электрон-ионной нормальной плазмы. Введем плотность материи этой плазмы, следуя [2],

$$\rho = Am_p n_i + \int n_{\vec{k}} m_{\vec{k}}^* \frac{d^3 K}{h^3} \approx Am_p n_i + \frac{3}{4} m_e^* n_e, \quad (1)$$

где

$$m_{\vec{k}}^* = m_{0e} \left( 1 - \frac{v_{\vec{k}}^2}{c^2} \right)^{-\frac{1}{2}} = \sqrt{m_{0e}^2 + \frac{K^2}{c^2}}$$

— эффективная динамическая масса электрона с импульсом  $\vec{K}$ , а  $m_e^*$  — ее значение на поверхности Ферми (т. е. при  $K = K_F$ ),  $m_p$  — масса протона,  $n_i$ ,  $n_e$  — плотности ионов и электронов,  $n_{\vec{k}}$  — равновесное распределение Ферми электронов.

Скорость центра масс плазмы равна:

$$\vec{V} = \left( \rho + \frac{P}{c^2} \right)^{-1} \left[ Am_p n_i \vec{V}_i + \int n_{\vec{k}} m_{\vec{k}}^* \vec{V}_{\vec{k}} \frac{d^3 K}{h^3} \right], \quad (2)$$

где давление плазмы — сумма ионного и электронного давлений:

$$P = P_i + P_e \approx P_i + \frac{1}{3} \int n_{\vec{k}} m_{\vec{k}}^* (\vec{V}_{\vec{k}} - \vec{V})^2 \frac{d^3 K}{h^3}. \quad (3)$$

Имея в виду выражения (1)—(3), уравнение неразрывности для плотности плазмы запишется в следующем виде:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \text{div}(\rho \vec{V}) = 0, \quad (4)$$

которое, фактически, выражает закон сохранения числа частиц — электронов и ионов.

Уравнение движения проводящей и вязкой плазмы во внешнем магнитном поле, согласно [2], имеет вид

$$\frac{\partial \pi_i}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} (\Pi_{ij} + M_{ij}) = 0 \quad (5)$$

и выражает закон сохранения плотности импульса плазмы  $\pi = (\rho + P/c^2) \vec{V}$ . Здесь

$$M_{ij} = \frac{1}{4\pi} \left[ \frac{1}{2} \delta_{ij} B^2 - B_i B_j \right]$$

— максвелловский тензор напряжений, а

$$\begin{aligned} \Pi_{ij} = & \left( \rho + \frac{P}{c^2} \right) V_i V_j + \delta_{ij} P - \eta \left( \frac{\partial V_i}{\partial x_j} + \frac{\partial V_j}{\partial x_i} \right) + \\ & + \left( \frac{2\eta}{3} - \zeta \right) \delta_{ij} \operatorname{div} \vec{V} \end{aligned} \quad (6)$$

— тензор плотности потока импульса, где  $\eta$ ,  $\zeta$  — коэффициенты первой и второй вязкости соответственно.

С учетом (4) уравнение (5) приводится к «релятивистскому уравнению Навье-Стокса»

$$\begin{aligned} \left( \rho + \frac{P}{c^2} \right) \frac{d\vec{V}}{dt} = & - \operatorname{grad} P + \eta \nabla^2 \vec{V} + \\ & + \left( \frac{\eta}{3} + \zeta \right) \operatorname{grad} (\operatorname{div} \vec{V}) + \frac{1}{c} [\vec{J} \cdot \vec{B}], \end{aligned} \quad (7)$$

которое от нерелятивистского уравнения (см. [21]) отличается лишь заменой  $\rho \rightarrow \rho + P/c^2$ , а под  $\vec{V}$  имеется в виду выражение (2).

Диссипативные процессы в вязкой проводящей плазме следует учесть с помощью уравнения роста плотности энтропии [2]:

$$\begin{aligned} \left( \rho + \frac{P}{c^2} \right) T \cdot \left[ \frac{\partial S}{\partial t} + (\vec{V} \cdot \nabla) S \right] = & \frac{j^2}{\sigma} + \kappa \Delta T + \\ & + \left\{ \eta \left( \frac{\partial V_i}{\partial x_j} + \frac{\partial V_j}{\partial x_i} - \frac{2}{3} \delta_{ij} \operatorname{div} \vec{V} \right) + \zeta \delta_{ij} \operatorname{div} \vec{V} \right\} \frac{\partial V_i}{\partial x_j}. \end{aligned} \quad (8)$$

Первый член в правой части (8) учитывает диссипацию, обусловленную джоулевым теплом ( $\sigma$  — коэффициент электропроводности), второй — теплопроводностью ( $\kappa$  — коэффициент теплопроводности), а третий — вязкостью.

К системе уравнений (6)—(8) следует присоединить уравнение состояния плазмы

$$P = P(\rho, T), \quad (9)$$

а также уравнения Максвелла и закон Ома. В нашем случае обобщенный закон Ома имеет вид:

$$\vec{j} = \sigma \left\{ \vec{E} + \frac{1}{c} [\vec{V} \cdot \vec{B}] + \frac{1}{en} \nabla \cdot P_e - \frac{1}{ecn} [\vec{j} \cdot \vec{B}] \right\}. \quad (10)$$

Оценки показывают, что для рассматриваемой плазмы последние два члена в (10) малы по сравнению с первыми двумя, так что закон Ома примет вид:

$$\vec{j} = \sigma \left\{ \vec{E} + \frac{1}{c} [\vec{V} \cdot \vec{B}] \right\}. \quad (11)$$

Перейдя к уравнениям Максвелла, заметим, что, поскольку

$$\left| \frac{1}{c} \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} \right| \ll |\text{rot } \vec{B}| \sim \frac{1}{\sigma} \sim \frac{V^2}{c^2},$$

а согласно уравнению (2)  $V_{\max} \lesssim 10^9$  см/с, то, во всем интервале плотностей плазмы, током смещения, а следовательно и членом  $\partial \rho_e / \partial t$ , в уравнениях Максвелла можно пренебречь. Это вытекает также из условия квазинейтральности плазмы

$$Zn_i = n_e, \quad (12)$$

согласно которому некомпенсированный объемный заряд исчезающе мал:  $\rho_e = e(Zn_i - n_e) \ll en_e$ . В указанном приближении уравнения Максвелла примут вид:

$$\begin{cases} \text{rot } \vec{B} = \frac{4\pi}{c} \vec{j}, \\ \text{rot } \vec{E} = -\frac{1}{c} \frac{\partial \vec{B}}{\partial t}, \\ \text{div } \vec{B} = 0. \end{cases} \quad (13)$$

Уравнения (4), (7)—(9), (11), (13) составляют систему замкнутых уравнений МГД.

3. *Кинетические коэффициенты.* Для практического применения уравнений МГД в физических и астрофизических задачах необходимо получить выражения кинетических коэффициентов в зависимости от плотности и температуры плазмы. В «Ае» и «Апе» фазах главную роль в процессах переноса играют релятивистские электроны, так как их длина свободного

пробега намного больше, чем у ионов. Для нахождения электронного вклада в кинетические коэффициенты плазмы необходимо, в общем случае, учесть как электрон-ионные («ei»), так и электрон-электронные («ee») столкновения. На основании условия (12)  $v_{ei}/v_{ee} \sim Z$ , а также учитывая, что для плазмы с  $\rho \geq 10^8$  г/см<sup>3</sup> заряд ионов  $Z \geq 27$  (см. табл. 1), «ee»-столкновениями с достаточной точностью можно пренебречь по сравнению с «ei» (такая плазма называется лоренцовой).

а) Коэффициент электропроводности определяется из выражения плотности электрического тока [22],

$$\vec{J} = -e^2 \int \{(\vec{E} \cdot \vec{l}) \vec{V}\} \frac{\partial n_0}{\partial \varepsilon} \cdot \frac{2d^3K}{h^3}, \quad (14)$$

на основании соотношения  $J_\alpha = \sigma_{\alpha\beta} E_\beta$ :

$$\sigma_{\alpha\beta} = -e^2 \int V_\alpha l_\beta \frac{\partial n_0}{\partial \varepsilon} \cdot \frac{2d^3K}{h^3}. \quad (15)$$

Здесь  $\vec{V} = \partial \varepsilon / \partial \vec{K}$ ,  $n_0(\varepsilon)$  — равновесная функция распределения сильно вырожденного электронного газа, а неизвестный вектор  $\vec{l} = \vec{l}(\vec{K})$  определяется из уравнения

$$I\{\vec{l}(\vec{K})\} = -\vec{V}, \quad (16)$$

где  $I$  — интеграл упругих столкновений линеаризованного кинетического уравнения электрон-ионной плазмы во внешнем однородном и постоянном электрическом поле  $\vec{E}$ . Для случая сильного вырождения решение уравнения (16) имеет вид:

$$\begin{cases} l_\beta = V_\beta \cdot \tau_{\text{тп}}, \\ \tau_{\text{тп}}^{-1} = \left\{ \int W(\varepsilon, \varepsilon', \vartheta) (1 - \cos \vartheta) \frac{2d^3K'}{h^3} \right\}_{\varepsilon=\varepsilon_F}. \end{cases} \quad (17)$$

Здесь  $\tau_{\text{тп}}$  — время релаксации (транспортное время упругого электрон-ионного рассеяния), а  $W(\varepsilon, \varepsilon', \vartheta)$  — релятивистское выражение вероятности рассеяния электронов на ионах с учетом ион-ионных корреляций [4]. В частности, для изотропной модели  $\sigma_{\alpha\beta} = \sigma \cdot \delta_{\alpha\beta}$ , из формул (15) и (17) получается известное выражение [2] для коэффициента электропроводности плазмы:

$$\sigma = \frac{e^2 c^2 n_e}{\varepsilon_F} \cdot \tau_{\text{тп}}. \quad (18)$$

Таблица 1

## ФИЗИЧЕСКИЕ ПАРАМЕТРЫ „Аe“ И „Аne“ ПЛАЗМ НЕЙТРОННОЙ ЗВЕЗДЫ

$\rho$	A	Z	Z/A	$\epsilon_F$	$10^{10} \tau_{TP}$	$10^{-19} \cdot \omega_e^c(12)$	$\tau_{TP} \cdot \omega_e^c(12)$	$10^{-21} \cdot \sigma$	$10^{-6} \cdot \eta$	$10^{-15} \cdot \chi_0$	$10^7 \cdot \chi_0$
$2.73 \cdot 10^8$	61	29	0.47	5.06	2.43	0.35	0.85	0.93	5.08	2.53	4.47
$1.38 \cdot 10^9$	63	29	0.46	8.47	1.37	0.21	0.29	1.56	$2.47 \cdot 10^1$	4.24	5.21
$3.96 \cdot 10^9$	66	30	0.45	11.9	$9.33 \cdot 10^{-1}$	0.15	0.14	2.12	$6.67 \cdot 10^1$	5.75	$1.35 \cdot 10^{-1}$
$8.68 \cdot 10^9$	69	30	0.44	15.24	$7.16 \cdot 10^{-1}$	0.12	0.08	2.71	$1.42 \cdot 10^2$	7.39	$4.69 \cdot 10^{-2}$
$1.63 \cdot 10^{10}$	73	31	0.43	18.6	$5.61 \cdot 10^{-1}$	$9.46 \cdot 10^{-2}$	$5.3 \cdot 10^{-2}$	3.2	$2.52 \cdot 10^2$	8.7	$2.12 \cdot 10^{-2}$
$3.39 \cdot 10^{10}$	78	32	0.41	23.3	$4.3 \cdot 10^{-1}$	$7.55 \cdot 10^{-2}$	$3.25 \cdot 10^{-2}$	3.89	$4.8 \cdot 10^2$	10.6	$8.51 \cdot 10^{-3}$
$6.76 \cdot 10^{10}$	85	34	0.4	29	$3.22 \cdot 10^{-1}$	$6.07 \cdot 10^{-2}$	$1.95 \cdot 10^{-2}$	4.55	$8.77 \cdot 10^2$	12.4	$3.65 \cdot 10^{-3}$
$1.14 \cdot 10^{11}$	91	35	0.38	33.9	$2.67 \cdot 10^{-1}$	$5.19 \cdot 10^{-2}$	$1.39 \cdot 10^{-2}$	5.19	$1.37 \cdot 10^3$	14	$1.92 \cdot 10^{-3}$
$2.63 \cdot 10^{11}$	107	38	0.35	43.5	$1.9 \cdot 10^{-1}$	$4.05 \cdot 10^{-2}$	$7.69 \cdot 10^{-3}$	6.09	$2.66 \cdot 10^3$	16.6	$7.08 \cdot 10^{-4}$
$4.46 \cdot 10^{11}$	122	40	0.33	50.7	$1.54 \cdot 10^{-1}$	$3.47 \cdot 10^{-2}$	$5.34 \cdot 10^{-3}$	6.74	$4.03 \cdot 10^3$	18.4	$3.7 \cdot 10^{-4}$
$1.2 \cdot 10^{12}$	137	42	0.3	68.2	$1.08 \cdot 10^{-1}$	$2.58 \cdot 10^{-2}$	$2.79 \cdot 10^{-3}$	8.66	$9.37 \cdot 10^3$	23.5	$1.1 \cdot 10^{-4}$
$7.8 \cdot 10^{12}$	178	49	0.28	123.5	$5.02 \cdot 10^{-2}$	$1.43 \cdot 10^{-2}$	$7.15 \cdot 10^{-4}$	13.4	$4.83 \cdot 10^4$	36.6	$1.05 \cdot 10^{-5}$
$1.25 \cdot 10^{13}$	200	52	0.26	141	$4.14 \cdot 10^{-2}$	$1.25 \cdot 10^{-2}$	$5.16 \cdot 10^{-4}$	14.5	$6.77 \cdot 10^4$	39.3	$6.2 \cdot 10^{-6}$
$5.08 \cdot 10^{13}$	375	74	0.21	208.8	$1.93 \cdot 10^{-2}$	$8.43 \cdot 10^{-3}$	$1.64 \cdot 10^{-4}$	15	$1.56 \cdot 10^5$	40.9	$1.37 \cdot 10^{-6}$
$9.83 \cdot 10^{13}$	683	100	0.15	231.9	$1.29 \cdot 10^{-2}$	$7.59 \cdot 10^{-3}$	$9.79 \cdot 10^{-5}$	12.4	$1.58 \cdot 10^5$	33.6	$9.02 \cdot 10^{-7}$
$1.26 \cdot 10^{14}$	947	117	0.12	233.4	$1.09 \cdot 10^{-2}$	$7.54 \cdot 10^{-3}$	$8.22 \cdot 10^{-5}$	10.6	$1.38 \cdot 10^5$	28.9	$8.67 \cdot 10^{-7}$
$2 \cdot 10^{14}$	2500	201	0.08	238.4	$6.22 \cdot 10^{-3}$	$7.38 \cdot 10^{-3}$	$4.59 \cdot 10^{-5}$	6.34	$8.64 \cdot 10^4$	17.2	$8.9 \cdot 10^{-7}$

Отметим, что хотя определение  $\tau_{\text{тр}}$  в работе [4] правильно, однако выражение для коэффициента электропроводности (43) из [4] неправильное (об этом отмечено также в работе [17]), так как не переходит в общезвестное выражение (18) настоящей работы. Сама же ошибка была допущена при решении релятивистского кинетического уравнения (см. (41) в [4]).

б) Коэффициент первой вязкости определяется как в [22]:

$$\eta = \frac{1}{10} \int K_{\alpha} V_{\beta} \frac{\partial n_{\alpha}}{\partial z} g_{\alpha\beta} \cdot \frac{2d^3K}{h^3}, \quad (19)$$

где  $g_{\alpha\beta}$  удовлетворяет уравнению

$$l(g_{\alpha\beta}) = m \left( V_{\alpha} V_{\beta} - \frac{1}{3} \delta_{\alpha\beta} V^2 \right). \quad (20)$$

Из общих соображений следует, что  $g_{\alpha\beta}$  удобно искать в виде

$$g_{\alpha\beta} = g(V) \cdot \left( V_{\alpha} V_{\beta} - \frac{1}{3} \delta_{\alpha\beta} V^2 \right). \quad (21)$$

Тогда, после несложных вычислений, получаем:

$$\begin{cases} g(V) = \frac{K_F}{V_F} \cdot \tau_{\eta}, \\ \tau_{\eta}^{-1} = \frac{3}{2} \left\{ \int W(\varepsilon, \varepsilon', \theta) (1 - \cos^2 \theta) \frac{2d^3K}{h^3} \right\}. \end{cases} \quad (22)$$

Подставляя выражения (21) и (22) в (19), получим [2] выражение для коэффициента первой вязкости:

$$\eta = \frac{1}{5} n_e V_F \cdot K_F \tau_{\eta}, \quad (23)$$

где  $V_F, K_F$  — скорость и импульс электрона на поверхности Ферми.

Ниже вычислим также кинематическую вязкость  $\nu_{\eta} = \eta/\rho$ . Относительно коэффициента второй вязкости  $\zeta$  заметим, что для сильно вырожденного газа им, согласно [23], можно пренебречь по сравнению с  $\eta$ .

в) Коэффициент теплопроводности определяется из закона Видемана-Франца [22]

$$\kappa = \frac{\pi^2}{3} \left( \frac{k_B}{e} \right)^2 T \cdot \sigma, \quad (24)$$

так как электроны сильно вырождены, а электрон-ионные столкновения упругие ( $k_B$  — постоянная Больцмана).

г) Для астрофизических задач представляется необходимым также определение коэффициента непрозрачности

$$\chi = \frac{4ac}{3\rho} T^3 \cdot \chi^{-1}, \quad (25)$$

где  $a = \pi^2 k_B^4 / 15c^3 \hbar^3$ .

Из формул (18), (23)—(25) следует, что все важнейшие макропараметры плазмы выражаются через микропараметры  $\tau_{\text{тр}}$  и  $\tau_{\eta}$ . При кулоновском взаимодействии основной вклад дают процессы с малыми углами рассеяния, поэтому с большой точностью можно положить  $\cos \theta \approx 1$ . Тогда, согласно выражениям (17) и (22), получаем  $\tau_{\text{тр}} \approx 3\tau_{\eta}$ , и задача сводится к вычислению одного лишь  $\tau_{\text{тр}}$  по формуле (17).

Выясним прежде механизм и физические условия самого процесса релаксации. Последний обусловлен упругими «*ei*»-столкновениями, причем вероятность этого рассеяния в плотной «*Ае*» и «*Апе*» плазмах существенно зависит от фактора ион-ионных парных корреляций. Подставляя выражение для вероятности упругого рассеяния  $W(\epsilon, \epsilon', \theta)$  из работы [4] в формулу (17), получим:

$$\tau_{\text{тр}} = \tau_0 \frac{1 + \rho_6^{2/3}}{\rho_6} \cdot G(\rho_6^{2/3}), \quad (26)$$

где функция  $G(Y)$  введена в работе [4]:

$$G(Y) = \frac{Y}{(1+Y)^{1/2}} \left\{ \int_0^\pi \frac{[2 + Y(1 + \cos \theta)](1 - \cos \theta) \sin \theta \cdot \Phi(\epsilon_F, \theta)}{\left[ Y(1 - \cos \theta) + \frac{2\alpha}{\pi} Y^{1/2} (1+Y)^{1/2} \right]^2} d\theta \right\}^{-1}. \quad (27)$$

Здесь  $\Phi(\epsilon_F, \theta)$  — функция ион-ионных парных корреляций, а  $\epsilon_F$  — энергия Ферми в единицах  $m_e c^2$ :

$$\left( \frac{\epsilon_F}{m_e c^2} \right)^2 = 1 + 1.0135 \rho_6^{2/3} \approx 1 + \rho_6^{2/3}, \quad (28)$$

$\alpha = e^2 / \hbar c$  — постоянная тонкой структуры,  $\tau_0^{-1} = \pi e^4 Z^2 n_i / m_e^2 c^3$ ,  $\rho_6 = 10^{-6} \rho (Z/A)$ ,  $n_i = \rho / A \cdot m_p$ .

Анализ численных расчетов функции  $G(Y)$  по работе [2] показывает, что при больших значениях параметров  $Z$  и  $\Gamma = [(Z_e)^2 / K_B T] \times (4\pi n_i / 3)^{1/3}$  (последний, фактически, описывает зависимость  $G$  от  $T$ ) функция слабо зависит от  $Z$  и  $\Gamma$ , т. е. существенна лишь зависимость  $G$  от  $\rho$ . Тогда, при  $\rho \geq 10^7$  г/см<sup>3</sup>;  $Z \geq 28$ ;  $\Gamma \geq 100$  (это соответствует условиям в «*Ае*» и «*Апе*» фазах) верна следующая аппроксимация:

$$G(\rho_6) = 0.158 \rho_6. \quad (29)$$

Комбинируя формулы (26)—(29), получаем следующие окончательные выражения для важнейших величин (18), (23)—(25) рассматриваемой плазмы:

$$\left\{ \begin{array}{l} \tau_{\text{тр}} = 3.52 \cdot 10^{-17} (1 + \rho_6^{2/3}) / Z \rho_6, \\ \sigma = 5.34 \cdot 10^{21} (1 + \rho_6^{2/3})^{1/2} / Z, \\ \eta = 1.15 \cdot 10^6 \rho_6^{2/3} (1 + \rho_6^{2/3})^{1/2} / Z, \\ \nu_\eta = \eta / \rho = 1.15 \cdot (1 + \rho_6^{2/3})^{1/2} / A \rho_6^{1/3}, \\ x = x_0 T_7 = 1.45 \cdot 10^{16} (1 + \rho_6^{2/3})^{1/2} T_7 / Z, \\ \chi = \chi_0 T_7^2 = 2.1 \cdot 10^{-5} (Z^2 / A) T_7^2 / \rho_6 (1 + \rho_6^{2/3})^{1/2}. \end{array} \right. \quad (30)$$

Прежде чем приступить к численному решению выражений (30), следует выяснить вопрос о возможном влиянии магнитного поля на эти величины. Как известно, при выполнении условия

$$\omega_{\text{max}} \cdot \tau_{\text{max}} \ll 1 \quad (31)$$

можно пренебречь влиянием магнитного поля на кинетические коэффициенты, считая их скалярными величинами. В обратном же случае они являются тензорами, имеющими разные собственные значения вдоль и поперек магнитного поля. В этой связи оценим значение параметра  $\omega_{\text{max}} \cdot \tau_{\text{max}}$  во всем интервале плотностей плазмы: здесь  $\tau_{\text{max}} \equiv \max\{\tau_{\text{тр}}, \tau_\eta\} = \tau_{\text{тр}}$ , а  $\omega_{\text{max}} \equiv \max\{\omega_e^c, \omega_i^c, \omega_e^{\text{пн}}, \omega_i^{\text{пн}}\}$ , где  $\omega_e^c, \omega_i^c$  — циклотронная, а  $\omega_e^{\text{пн}}, \omega_i^{\text{пн}}$  — плазменная частоты электронов и ионов соответственно. Согласно определению, а также с учетом формул (28) и (12), имеем:

$$\left\{ \begin{array}{l} \omega_e^c(12) \cdot B_{12} \equiv \omega_e^c = 1.76 \cdot 10^{19} B_{12} / (1 + \rho_6^{2/3})^{1/2}, \\ \omega_i^c(12) \cdot B_{12} \equiv \omega_i^c = 0.96 \cdot 10^{18} B_{12} (Z/A), \\ \omega_e^{\text{пн}} = 4.36 \cdot 10^{19} \cdot \rho_6^{1/2} / (1 + \rho_6^{2/3})^{1/4}, \\ \omega_i^{\text{пн}} = 1.02 \cdot 10^{18} \cdot \rho_6^{1/2} (Z/A)^{1/2}, \end{array} \right. \quad (32)$$

где  $B_{12}$  — значение магнитного поля на поверхности нейтронной звезды в единицах  $10^{12}$  Гс, а  $\omega_e^c(12), \omega_i^c(12)$  — циклотронная частота при значении  $B = 10^{12}$  Гс. Сравнение численных значений выражений (32) во всем интервале плотностей показывает, что  $\omega_{\text{max}} = \omega_e^c$ , а условие (31) выполняется при  $\rho > 2.73 \cdot 10^8$  г/см<sup>3</sup> (см. табл. 1, где использована система единиц СГС).

Теперь мы вправе провести анализ численных значений выражений (30) в скалярной форме. Как видно из табл. 1, в диапазоне плотностей  $2.73 \cdot 10^9 \text{ г/см}^3 \equiv \rho_1 \leq \rho \leq \rho_2 \equiv 2 \cdot 10^{14} \text{ г/см}^3$  время релаксации  $\tau_{\text{тр}}$  монотонно убывает от значения  $\tau_{\text{тр}}(\rho_1) = 2.43 \cdot 10^{-19}$  до  $\tau_{\text{тр}}(\rho_2) = 6.22 \times 10^{-22}$ , а кинематическая вязкость — от  $\nu_{\eta}(\rho_1) = 1.89 \cdot 10^{-2}$  до  $\nu_{\eta}(\rho_2) = 4.35 \cdot 10^{-4}$ . При температуре  $T = 10^7$ , коэффициент непрозрачности  $\chi$  монотонно убывает от  $\chi(\rho_1) = 4.47 \cdot 10^{-7}$  и достигает минимального значения  $\chi_{\text{min}}(\rho_3) = 8.67 \cdot 10^{-14}$  при  $\rho_3 = 1.26 \cdot 10^{14} \text{ г/см}^3$ , затем снова увеличивается до  $\chi(\rho_2) = 8.9 \cdot 10^{-14}$ . Коэффициент электропроводности  $\sigma$  монотонно увеличивается от  $\sigma(\rho_1) = 9.31 \cdot 10^{20}$  до максимального значения  $\sigma_{\text{max}}(\rho_4) = 1.5 \cdot 10^{22}$  при  $\rho_4 = 5.08 \cdot 10^{13} \text{ г/см}^3$ , затем монотонно уменьшается до значения  $\sigma(\rho_2) = 6.34 \cdot 10^{21}$ . При постоянной температуре коэффициент теплопроводности, согласно формуле (24), меняется аналогично  $\sigma$ : монотонно увеличиваясь от значения  $\kappa(\rho_1) = 2.53 \cdot 10^{15}$ , достигает максимального значения  $\kappa_{\text{max}}(\rho_4) = 4.09 \cdot 10^{16}$ , затем снова уменьшается до  $\kappa(\rho_2) = 1.72 \cdot 10^{16}$ . Наконец, коэффициент первой вязкости  $\eta$  монотонно увеличивается от значения  $\eta(\rho_1) = 5.08 \cdot 10^8$  до максимального значения  $\eta_{\text{max}}(\rho_5) = 1.58 \cdot 10^{11}$  при  $\rho_5 = 9.83 \cdot 10^{13} \text{ г/см}^3$ , затем уменьшается до значения  $\eta(\rho_2) = 8.64 \cdot 10^{10}$ .

Сравнивая результаты настоящей работы с аналогичными из [17] заключаем, что при «сравнительно низких температурах»,  $T \sim 10^9 \div 10^8$ , при которых в [17] предполагается образование кристаллической структуры, коэффициенты электропроводности и теплопроводности, согласно [17], имеют сильную зависимость от  $T$  и на несколько порядков превосходят соответствующие значения, полученные нами. Это обусловлено тем, что в модели [17] в этом случае рассеяние электронов происходит только на фононах, что сильно увеличивает свободный пробег электронов. Однако, при  $\rho \sim 3 \cdot 10^9 \text{ г/см}^3$  и  $T > 10^8$ , значения  $\sigma$  и  $\kappa$  из работы [17] совпадают с нашими. В частности, численные значения  $\sigma$ , согласно оценочным формулам работы [7], лишь качественно совпадают с результатами данной работы, а также работы [17]. Сравнение с результатами работы [2] показывает, что скачки коэффициентов электропроводности и теплопроводности, при переходе из «Апе»-фазы в «пре», почти на три порядка больше, чем в работе [17].

Ереванский государственный  
университет

## MAGNETOHYDRODYNAMICS OF PLASMA IN THE CRUST OF NEUTRON STAR

D. M. SEDRAKIAN, A. K. AVETISSIAN

Considering that ions form the Boltzmann liquid and electrons the relativistic degenerated gas, it is shown that the plasma in the crust of the neutron star is the Lorentz one. Magnetohydrodynamic equations are written and conditions of their reliability for such plasma are discussed. The kinetic coefficients for this plasma are calculated and it is shown, that for  $Z \geq 27$  they mainly depend on the plasma density. Also, it is shown that when  $\rho \geq 3 \cdot 10^8 \text{ g/cm}^3$  the kinetic coefficients are not affected by the magnetic field of the magnitude of  $B \lesssim 10^{12}$  gauss. The numerical values of these coefficients when  $3 \cdot 10^8 \text{ g/cm}^3 \leq \rho \leq 2 \cdot 10^{14} \text{ g/cm}^3$  are presented.

## ЛИТЕРАТУРА

1. F. C. Michel, Rev. Mod. Phys., 54, 1, 1982.
2. I. Easson, C. J. Pethick, Astrophys. J., 227, 995, 1979.
3. Д. А. Куржниц, Успехи физ. наук, 104, 489, 1971.
4. V. Canuto, Astrophys. J., 159, 641, 1970.
5. L. Mestel, Proc. Cambridge Phil. Soc., 46, 331, 1950.
6. T. D. Lee, Astrophys. J., 111, 625, 1950.
7. А. А. Абрикосов, Ж. эксперим. и теор. физ., 45, 2038, 1963.
8. W. B. Hubbard, Astrophys. J., 146, 858, 1966.
9. M. Lampe, Phys. Rev., 170, 306, 1968.
10. W. B. Hubbard, M. Lampe, Astrophys. J. Suppl. Ser., 18, 297, 1969.
11. A. Kovetz, G. Shaviv, Astron. and Astrophys., 28, 315, 1973.
12. E. Flowers, N. Itoh, Astrophys. J., 206, 218, 1976.
13. A. B. Solinger, Astrophys. J., 161, 553, 1970.
14. G. M. Ewart, R. A. Guger, G. Greenstein, Astrophys. J., 202, 238, 1975.
15. В. А. Урпин, Д. Г. Яковлев, Астрофизика, 15, 647, 1979.
16. В. А. Урпин, Д. Г. Яковлев, Астрон. ж., 57, 213, 1980.
17. Д. Г. Яковлев, В. А. Урпин, Астрон. ж., 57, 526, 1980.
18. Г. С. Саакян, Равновесные конфигурации вырожденных газовых масс, Наука, М., 1972.
19. G. Baym, H. Bethe, C. Pethick, Nucl. Phys., A175, 225, 1971.
20. Д. М. Седракян, К. М. Шахабасян, Астрофизика, 16, 727, 1980.
21. Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц, Электродинамика сплошных сред, Наука, М., 1982.
22. Е. М. Лифшиц, Л. П. Питаевский, Физическая квантовая механика, Наука, М., 1979.
23. J. Sykes, G. A. Braker, Ann. Phys. (USA), 56, 1, 1970.

УДК: 524.6—7

## НАСЕЛЕННОСТИ ВРАЩАТЕЛЬНЫХ УРОВНЕЙ МОЛЕКУЛ В ОБЛАКАХ С БОЛЬШИМ КРАСНЫМ СМЕЩЕНИЕМ

И. Е. ВАЛЬЦ, В. К. ХЕРСОНСКИЙ

Поступила 27 мая 1986

Принята к печати 2 марта 1987

Изучается влияние поля реликтового излучения на населенности вращательных уровней молекулы CO в молекулярных облаках галактик с большими красными смещениями. Рассмотрены области кинетических температур и концентраций газа, типичные для молекулярных облаков нашей Галактики:  $10^3 \lesssim N_{\text{H}_2} \text{ (см}^{-3}\text{)} \lesssim 10^6$ ;  $20 \lesssim T_k \text{ (K)} \lesssim 100$ . Влияние поля реликтового излучения исследовано в интервале красных смещений  $1 \lesssim z \lesssim 5$ . Показано, что это влияние существенно уже при  $N_{\text{H}_2} < 10^4 \text{ см}^{-3}$  и является доминирующим при  $N_{\text{H}_2} = 10^2 - 10^3 \text{ см}^{-3}$ .

1. *Введение.* В настоящее время эмиссионные радиолнии, соответствующие вращательным переходам в молекулах CO, CS, HCN и некоторых других, наблюдаются в спектрах многих соседних галактик. В спектрах квазаров никаких радиолний, кроме HI 21 см, до сих пор не наблюдалось. В оптических абсорбционных спектрах квазаров имеется очень много неотожествленных деталей, и было предпринято много попыток отождествить эти линии с линиями молекул H<sub>2</sub> и CO (см., например, [1, 2]). В работе [3] детально обсуждалась возможность обнаружения молекулярных линий поглощения в спектрах квазаров в радиодиапазоне. В 1984 г. японские радиоастрономы наблюдали ряд квазаров в миллиметровом диапазоне длин волн с целью поиска абсорбционных деталей, связанных с поглощением в молекулярных линиях [4, 5]. В приведенном ими спектре квазара PHL 61 имеется неотожествленная деталь, амплитуда которой превышает  $3\sigma_m$  ( $\sigma_m$  — среднеквадратичное значение шума).

Возможная интерпретация этой детали как линии поглощения CO или CN обсуждалась в работе [6]. Хотя отождествление этой детали нельзя считать твердо установленным, очевидно, что аналогичные поиски молекулярных линий в спектрах квазаров будут продолжены в ближайшее время.

Интерес к обнаружению этих линий диктуется тем, что они, как и оптические линии, позволят зондировать физические условия в галактиках в ранние космологические эпохи.

Для решения такой задачи необходимо отчетливо представлять себе, какие факторы влияют на формирование линий. Этот вопрос детально изучался при интерпретации наблюдений молекулярной эмиссии, возникающей в объектах, принадлежащих нашей Галактике. Однако условия, в которых формируются молекулярные линии в облаках с большими красными смещениями, отличаются от условий формирования линий в нашей Галактике. Дело в том, что в современную космологическую эпоху ( $z = 0$ ) температура поля излучения, обеспечивающего радиативные переходы между вращательными уровнями молекул, формирующих линии мм-диапазона, — при условии отсутствия интенсивных источников мм-излучения — принимается равной температуре реликтового фона  $T_R = 2.76$  К. В далеких галактиках температура реликтового фона  $T_R(z)$  должна быть в  $(1+z)$  раз больше. В этом случае — при том же условии отсутствия внешнего поля излучения — реликтовый фон может существенно влиять на населенности вращательных уровней молекул, а, следовательно, и на формирование оптически тонких линий поглощения. Цель данной работы состоит в систематическом изучении этих эффектов. Мы рассмотрим заселение вращательных уровней молекулы CO. Эта молекула в нашей Галактике является наиболее распространенной после молекулы  $H_2$ , которая сама по себе не может наблюдаться в радиодиапазоне. Следует отметить, что оптическая толщина галактических молекулярных облаков в линиях основной изотопической модификации  $^{12}C^{16}O$ , как правило, больше единицы. Однако оптическая толщина в линиях изотопозамещенных аналогов  $^{13}C^{16}O$  и  $^{12}C^{17}O$  при концентрациях газа  $N_H \lesssim 10^4 - 10^5$  см $^{-3}$  часто оказывается меньше единицы. В этих случаях влияние поля реликтового излучения может быть наиболее выраженным. Поэтому мы сосредоточили внимание на расчетах населенностей вращательных уровней молекулы CO именно для оптически тонкого случая, дающего возможность изучать физические условия внутри достаточно плотных облаков с большими красными смещениями.

2. Расчеты населенностей вращательных уровней CO. Общая схема расчетов населенностей вращательных уровней линейных молекул обсуждалась в ряде работ (см., например, [7]). Населенность  $n_J$  вращательного уровня молекулы, характеризуемого квантовым числом  $J$ , может быть определена из системы уравнений баланса

$$n_J \sum_{J'=0}^{\infty} W_{JJ'} - \sum_{J'=0}^{\infty} n_{J'} W_{J'J} = 0, \quad \sum_{J=0}^{\infty} n_J = 1. \quad (1)$$

В этих уравнениях  $W_{JJ'}$  — полная вероятность перехода  $J \rightarrow J'$ ,

$$W_{JJ'} = R_{JJ'} + C_{JJ'}, \quad (2)$$

где  $R_{JJ'}$  и  $C_{JJ'}$  — соответственно, радиационная и столкновительная вероятности переходов. Радиационная вероятность перехода определяется как

$$R_{JJ'} = \begin{cases} A_{JJ'}(1 + \rho_{JJ'}) & J > J', \\ \frac{2J'+1}{2J+1} A_{J'J} \rho_{JJ'} & J < J'. \end{cases} \quad (3)$$

Здесь  $A_{J'J}$  — спонтанная вероятность радиационного перехода  $J' \rightarrow J$ , а

$$\rho_{JJ'} = \left[ \exp\left(\frac{h\nu_{JJ'}}{KT_R}\right) - 1 \right]^{-1}. \quad (4)$$

В этой формуле величина  $T_R$  представляет собой температуру поля излучения. В отсутствие внешнего поля излучения, что часто оказывается справедливым, когда речь идет о миллиметровом диапазоне длин волн, температура поля излучения, как указывалось выше, определяется температурой реликтового чернотельного излучения  $T_R(z)$  в эпоху, характеризуемую красным смещением  $z$ .

Столкновительная вероятность возбуждения  $C_{JJ'} (J' > J)$  определяется кинетической температурой газа  $T_k$  и может быть аппроксимирована аналитическим выражением [8]

$$C_{JJ'} = N_H \sum_{S=|J'-J|}^{J+J'} (C'_{J_0S_0})^2 W_{0S}(T), \quad (5)$$

где  $N_H$  — концентрация молекулярного водорода в облаке;  $C'_{J_0S_0}$  — коэффициент Клебша-Гордана;  $W_{0S}$  — константа скорости перехода  $0 \rightarrow S$ , которая определяется выражением

$$W_{0S}(T) = (2S+1) a_S \sqrt{\frac{hB}{kT_k}} \exp\left(-\sqrt{\frac{T_S}{T_k}}\right). \quad (6)$$

В этой формуле  $B \approx 5.76 \cdot 10^4$  МГц — вращательная постоянная молекулы CO; нормировочные коэффициенты и характеристические температуры переходов  $T_S$  для  $S \leq 5$  приведены в табл. 1. Переходы  $0 \rightarrow S$  с  $S > 5$  не учитывались, т. к. их вероятности уже достаточно малы.

Вероятность столкновительного девозбуждения  $C_{JJ'} (J' < J)$  легко определить из величины  $C_{JJ'}$ , используя принцип детального равновесия.

Таблица 1

$S$	$a_S$ (см <sup>3</sup> /с) · 10 <sup>10</sup>	$T_S$ (К)
1	6.4	119
2	8.9	217
3	2.4	449
4	3.5	819
5	11.2	2393

Формальное суммирование в формуле (1) от 0 до  $\infty$  в расчетах было ограничено сверху значением  $J \leq 15$ . Это не вносит существенных ошибок в оценки населенностей при  $T \lesssim 100$  К, так как даже при термодинамическом равновесии населенность верхнего из рассматриваемых уровней  $< 0.01$ . В дальнейшем мы будем интересоваться не самими населенностями, а величинами

$$b_J = n_J/n_J^* \quad (7)$$

показывающими отклонения неравновесных населенностей  $n_J$  от равновесных  $n_J^*$ , где  $n_J^*$  определяется бoльцмановским выражением

$$n_J^* = \frac{2J+1}{Q(T_k)} \exp \left[ -\frac{hB}{kT_k} J(J+1) \right]; \quad (8)$$

$$Q(T_k) = \frac{kT_k}{hB} \left( 1 + \frac{1}{3} \frac{hB}{kT_k} + \frac{1}{15} \left( \frac{hB}{kT_k} \right)^2 + \dots \right).$$

Кроме того, нас будут интересовать температуры возбуждения, определяющие относительные величины населенностей для пары уровней с квантовыми числами  $J$  и  $J'$ ,

$$T_{xx}(J', J) = \frac{h\nu_{J'J}}{k} \ln \frac{(2J'+1)}{(2J+1)} \frac{n_J}{n_{J'}} = \frac{h\nu_{J'J}}{k} \left\{ \ln \frac{b_J}{b_{J'}} + \frac{h\nu_{J'J}}{kT_k} \right\}^{-1}. \quad (9)$$

При увеличении концентрации газа, когда в заселении уровней столкновительные переходы начинают доминировать над радиативными, населенности уровней стремятся к термодинамически равновесным величинам (7), а все  $b_J \rightarrow 1$ . Соответственно,  $T_{xx}(J', J) \rightarrow T_k$ . В другом предельном случае, когда концентрации малы, поле излучения доминирует над столкновениями. В этом случае населенность также может быть представлена формулой (8), в которой необходимо произвести замену  $T_k \rightarrow T_R(z)$ . При этом также  $T_{xx}(J', J) \rightarrow T_R(z)$ . Отмеченные особенности поведения величин  $b_J$  и  $T_{xx}(J', J)$  отражены в результатах расчетов, которые представлены в следующем разделе.

3. Результаты расчетов величин  $b_j$  и  $T_{ex}(J', J)$  как функций  $N_{N_2}$  и  $T_k$  для различных значений красных смещений  $z$ . Расчеты рассматриваемых величин были выполнены в следующих интервалах концентраций, кинетических температур газа и красных смещений:

$$2.0 \leq \lg N_{N_2} \leq 6.0,$$

$$20 \text{ K} \leq T_k \leq 100 \text{ K}.$$

$$1 \leq z \leq 5.$$

Фрагменты результатов этих расчетов представлены на рис. 1—4. Таблицы, содержащие величины  $b_j$  для указанных интервалов параметров, представлены в работе [9]. На рисунках можно видеть следующее:

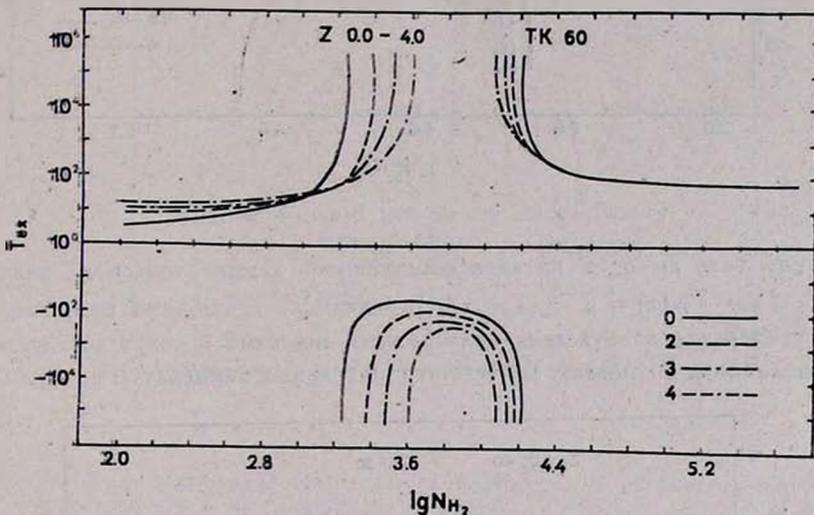


Рис. 1. Зависимость температуры возбуждения для перехода (1, 0) от концентраций для различных красных смещений при  $T_k = 60 \text{ K}$ .

а) разрывы в зависимостях  $T_{ex}(1, 0)$  от  $N_{N_2}$  при кинетических температурах, превышающих некоторое предельное значение, соответствуют областям концентраций, при которых имеет место инверсия населенностей верхних вращательных уровней относительно соответствующих нижних уровней. Аналогичный эффект при  $z = 0$  детально изучался в работе [7]. Как и для  $z = 0$ , кинетическая температура газа  $T_k$ , при которой имеет место инверсия населенностей уровней, имеет некоторое критическое значение, например, как видно из рис. 3, при низких  $T_k$  инверсия не возникает. Существенные отличия результатов представленных здесь расчетов от результатов, соответствующих случаю  $z = 0$ , имеют место в области

сравнительно низких концентраций газа, как это и должно быть. Из рис. 1 и 2 видно, что при  $\lg N_{H_2} < 3.6$  кривые, соответствующие различным  $z$ , существенно отличаются. Во-первых, каждая из них в пределе малых кон-

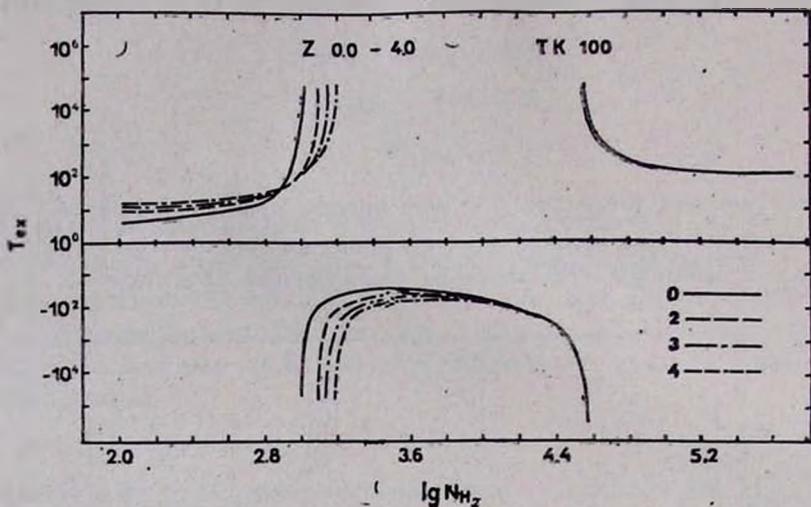


Рис. 2. То же, что на рис. 1, при  $T_k = 100$  К.

центраций газа выходит на свое собственное асимптотическое значение  $T_{ex}(J', J) \rightarrow T_R(z) = 2.76(1+z)$ . Во-вторых, в области разрыва различия температур возбуждения для разных значений  $z$  могут достигать порядка величины. В-третьих, область отрицательных температур возбуждения

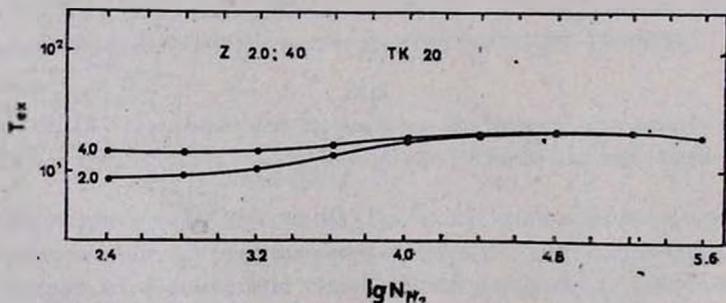


Рис. 3. То же, что на рис. 1, при низких кинетических температурах в облаке:  $T_k = 20$  К.

сужается при увеличении  $z$ , причем этот эффект сильно зависит от кинетической температуры. Эти данные являются принципиально важными для правильной интерпретации возможных абсорбционных деталей в радиоспектрах квазаров миллиметрового диапазона для волн, если будут обна-

ружены молекулярные линии, связанные с переходами между вращательными уровнями изотопических модификаций CO.

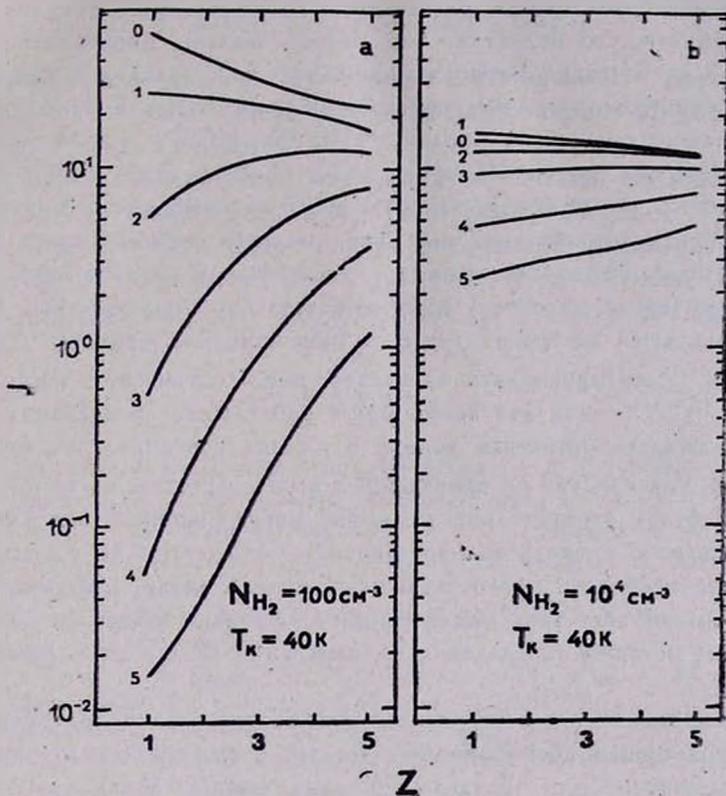


Рис. 4. Зависимость  $b(J)$  от красного смещения  $z$  для различных значений  $J$ : а — при  $N_{H_2} = 100 \text{ см}^{-3}$ ; б — при  $N_{H_2} = 10^4 \text{ см}^{-3}$ .

б) Отмеченные выше особенности в зависимостях  $T_{ex}(J', J)$  от  $z$  находят также свое отражение на рис. 4а, б, на которых представлены зависимости величин  $b_J$  от красного смещения  $z$  для двух избранных значений концентраций газа. Сравнение этих рисунков показывает, что при низких концентрациях газа, когда поле излучения существенно влияет на населенности вращательных уровней, зависимости  $b_J(z)$  оказываются тем сильнее, чем больше номер уровня  $J$ . При больших концентрациях газа  $N_{H_2} > 10^{4.4} \text{ см}^{-3}$  зависимость  $b_J$  от  $z$  практически можно пренебречь.

4. **Заключение.** Проведенные расчеты показывают, что поле реликтового излучения, соответствующее большим красным смещениям  $z$ , может су-

щественно влиять на населенности вращательных уровней молекул в космологических облаках при концентрациях  $N_H \lesssim 10^4 \text{ см}^{-3}$ . При  $N_H \sim 10^2 - 10^3 \text{ см}^{-3}$  это влияние оказывается доминирующим. В связи с этим следует отметить, что молекула CO имеет малый дипольный момент (0.112 деб), т. е., вообще говоря, довольно слабо связана с излучением. Поэтому можно ожидать, что эффекты, рассмотренные в данной работе, будут выражены сильнее для молекул типа CS, HCN и некоторых других, имеющих большие дипольные моменты (2—3 деб). Однако никаких расчетов влияния поля излучения при больших красных смещениях на населенности вращательных уровней таких молекул до настоящего времени сделано не было. Интересно отметить, что в области концентраций, где наблюдается инверсия, характер линии может качественно меняться, если область наблюдается на фоне яркого радиоконтинуума квазара. Допустим, что область, проектирующаяся на квазар, имеет оптическую толщину  $\tau > 1$  для линий  $^{12}\text{C}^{16}\text{O}$ , тогда эти линии могут наблюдаться в поглощении; при этом, если область оптически тонкая в линиях изотопических модификаций CO, то, как следует из приведенных выше расчетов, из-за инверсии  $\tau$  этих линий будут отрицательны и линии могут наблюдаться в эмиссии. Так как инверсия уровней сильно зависит от концентрации и температура возбуждения в области инверсии меняется очень резко, измерение интенсивностей линий всех трех модификаций CO может оказаться очень чувствительным методом определения концентраций газа в поглощающих облаках.

Представленные здесь результаты необходимы для правильной интерпретации возможных абсорбционных деталей в спектрах квазаров и могут быть использованы при определении таких важных характеристик облаков, расположенных на космологических расстояниях, как их плотность, температура газа и поле излучения в соответствующую космологическую эпоху.

Авторы выражают благодарность С. В. Репину за помощь в организации вычислений.

Институт космических  
исследований АН СССР

## THE POPULATIONS OF THE MOLECULE ROTATIONAL LEVELS IN THE CLOUDS WITH LARGE REDSHIFTS

I. E. VAL'TTS, V. K. KHERSONSKIJ

The effects of background radiation field on the populations of CO-molecule rotational levels in the molecular clouds of galaxies with large redshifts are considered.

The kinetic temperature and gas concentration regions are taken to be typical for molecular clouds of our Galaxy:  $10^2 \lesssim N_{\text{H}}, (\text{cm}^{-3}) \lesssim 10^6$ ,  $20 \lesssim T_k (\text{K}) \lesssim 100$ . The effect of the background radiation field has been studied in the redshift interval  $1 \lesssim z \lesssim 5$ . It has been shown that the effect is essential even for  $N_{\text{H}} < 10^4 \text{ cm}^{-3}$  and is predominant for  $N_{\text{H}} = 10^2 - 10^3 \text{ cm}^{-3}$ .

## ЛИТЕРАТУРА

1. Д. А. Варшалович, С. А. Левшаков, Письма в Астрон. ж., 5, 371, 1979.
2. С. А. Левшаков, Д. А. Варшалович, Astrophys. Lett., 20, 67, 1979.
3. В. К. Херсонский, Д. А. Варшалович, С. А. Левшаков, Астрон. ж., 58, 29, 1981.
4. F. Takahara, Y. Sofue, N. Nakai, M. Inoue, H. Tabara, T. Kato, Proc. 24-th Liege Int. Astrophys. Coll., 1983, p. 21-24.
5. F. Takahara, Y. Sofue, N. Nakai, M. Inoue, H. Tabara, T. Kato, Publ. Astron. Soc. Jap., 36, 387, 1984.
6. С. А. Левшаков, Д. А. Варшалович, В. К. Херсонский, Астрон. ж., 63, 25, 1986.
7. Д. А. Варшалович, В. К. Херсонский, Астрон. ж., 55, 328, 1978.
8. Д. А. Варшалович, В. К. Херсонский, Журн. техн. физ., 51, 1569, 1981.
9. И. Е. Вальц, В. К. Херсонский, Препр. ИКИ АН СССР, 1986 (в печати).

УДК: 521.19:517.537.6

## ПРОБЛЕМА ДИРИХЛЕ В ЗВЕЗДНОЙ ДИНАМИКЕ. II. ЭЛЕМЕНТЫ ТЕОРИИ ФИГУР РАВНОВЕСИЯ

Б. П. КОНДРАТЬЕВ, Е. А. МАЛКОВ

Поступила 27 мая 1986

Принята к печати 2 марта 1987

Развит гидродинамический метод исследования и построения однородных бесстолкновительных моделей. Доказана теорема, родственная теореме Римана для жидких эллипсоидов: в бесстолкновительном эллипсоиде ось вращения и вектор вихря должны или совпадать с какой-либо осью его симметрии, или лежать в одной из главных его плоскостей. Из множества мыслимых вариантов моделей производится отбор физически разумных, определяются свободные параметры и находятся характеристики всех членов семейства. Двумерные и трехмерные модели рассматриваются раздельно. Вносится методическое улучшение в проблему построения бесстолкновительных фигур. Попутно обращается внимание на достоинства и недостатки метода.

1. *Введение.* В статье [1] была получена система из пятнадцати временных дифференциальных уравнений, которые описывают сложные нелинейные колебания однородного бесстолкновительного эллипсоида с внутренними течениями центроидов. В стационарном случае эти уравнения упрощаются и мы имеем

$$-a_1(\lambda_2^2 + \lambda_3^2 + \Omega_2^2 + \Omega_3^2) + 2(a_3\lambda_2\Omega_2 + a_2\lambda_3\Omega_3) + 2A_1a_1 = 2\sigma_{11}^0/a_1; \quad (1)$$

$$a_1\lambda_1\lambda_2 + a_2\Omega_1\Omega_2 - 2a_3\lambda_1\Omega_2 = 2\sigma_{12}^0/a_2; \quad (2)$$

$$a_3\lambda_1\lambda_3 + a_1\Omega_1\Omega_3 - 2a_2\lambda_1\Omega_3 = 2\sigma_{13}^0/a_3; \quad (3)$$

$$\left(\frac{a_1}{a_2}\lambda_3 - 2\Omega_3\right)\sigma_{12}^0 + \left(-\frac{a_1}{a_3}\lambda_2 + 2\Omega_2\right)\sigma_{13}^0 = 0; \quad (4)$$

$$\begin{aligned} &\left(-\frac{a_2}{a_1}\lambda_3 + 2\Omega_3\right)\sigma_{11}^0 + \left(\frac{a_1}{a_2}\lambda_3 - 2\Omega_3\right)\sigma_{22}^0 + \\ &+ \left(-\frac{a_1}{a_3}\lambda_2 + 2\Omega_2\right)\sigma_{23}^0 + \left(\frac{a_2}{a_3}\lambda_1 - 2\Omega_1\right)\sigma_{13}^0 = 0. \end{aligned} \quad (5)$$

Каждое из приведенных уравнений при круговой перестановке индексов дает еще два уравнения, так что в совокупности (1)—(5) — это система из пятнадцати уравнений. Здесь  $a_i$  — полуоси эллипсоида,  $\Omega_i$  — компоненты его угловой скорости,  $\lambda_i$  — характеризуют интенсивность внутренних течений и связаны с вихрем соотношениями

$$\zeta_i = -\lambda_i \left( \frac{a_j}{a_k} + \frac{a_k}{a_j} \right),$$

$\sigma_{ij}^0$  — шесть компонентов тензора дисперсии скоростей в центре эллипсоида.

Уравнения (1)—(5) описывают фигуры равновесия. Построение бесстолкновительных фигур равновесия начал Фриман [2—4]. Им найдены решения для диска, цилиндра и эллипсоида, вращающихся вокруг одной из главных осей симметрии. Важный критический анализ проблемы сделал Хантер [5]. Принципиально новая модель равновесного эллипсоида была построена в [6]: ось вращения у него в общем случае не совпадала с осью симметрии, но обязана была лежать в одной из главных плоскостей эллипсоида.

Единственным методом построения моделей до сих пор был кинетический метод (обзор некоторых решений в [7]). Все рассуждения велись на «языке частиц». Неудивительно поэтому, что на этом языке весьма сложно, а в некоторых случаях и просто невозможно, основываясь только на уравнениях движения частиц внутри модели, доказывать глобальные свойства фигур равновесия. Например, при построении модели [6] на кинетическом языке исключительно сложно доказать, что ось вращения не может находиться вне одной из главных плоскостей эллипсоида.

Но подобные сложные вопросы глобального описания фигур равновесия находят изящное решение при гидродинамическом методе на языке усредненных величин. Основой гидродинамического метода служат уравнения (1)—(5). Цель этой статьи — продемонстрировать эффективность гидродинамического метода при построении бесстолкновительных фигур равновесия с квадратичным потенциалом. Этот метод позволит нам весьма просто доказать некоторые общие теоремы (как, например, известную ранее только для жидких эллипсоидов фундаментальную теорему Римана [8]), проверить некоторые варианты моделей на вопрос внутренней непротиворечивости. Наконец, развиваемый подход имеет и методическую ценность, ведь характеристики всех моделей определяются единым способом — при решении системы алгебраических и трансцендентных уравнений.

В следующем разделе исследуются общие свойства уравнений равновесия. В разделе 3 рассматриваются двумерные конфигурации. Эллипсоиды без дисперсии скоростей рассмотрены в разделе 4. В разделе 5 иссле-

дуются эллипсоиды с дисперсией скоростей, обладающие наклонным вращением. Наконец, в разделе 6 рассмотрен эллипсоид, вращающийся вокруг оси симметрии.

2. *Некоторые общие свойства системы уравнений равновесия.* В самом общем случае эллипсоид описывается четырнадцатью величинами: среди них двенадцать динамических,

$$\Omega_i, \lambda_i, \sigma_{ij}^0 \quad (i, j = 1, 2, 3), \quad (6)$$

и две геометрические,

$$\frac{a_2}{a_1}, \frac{a_3}{a_1}. \quad (7)$$

Прежде всего, компоненты векторов  $\bar{\Omega}$  и  $\bar{\lambda}$  в уравнениях (1)—(5) неразрознены, но динамически спарены друг с другом. Действительно, если в паре  $(\Omega_i, \lambda_i)$  положить один член равным нулю, то из уравнений равновесия тогда следует, что второй член пары также должен быть нулем. Например, полагая в паре  $(\Omega_i, \lambda_i)$  член  $\Omega_i = 0$ , из уравнений (2) и (3) заключаем, что и  $\lambda_i = 0$  (а также  $\sigma_{12}^0 = 0$ ).

Важным свойством уравнений (2)—(5) является их инвариантность к перестановке местами величин  $\Omega_i$  и  $\lambda_i$ . Единственным исключением будет частный случай эллипсоидов без дисперсии скоростей. Поэтому для бесстолкновительных эллипсоидов с дисперсией скоростей не существует, в отличие от жидких эллипсоидов, сопряженных конфигураций в смысле теоремы Дедекинда [8]. Для нестационарных эллипсоидов ситуация, естественно, та же самая (см. [1]).

Из тех четырнадцати величин, которыми описывается эллипсоид, некоторые следует отнести к независимым параметрам. Эти параметры должны полностью определять фигуру равновесия. Какие именно величины могут быть в том или ином случае параметрами—непростой вопрос. Он должен решаться при конкретном анализе соответствующей системы уравнений.

Поскольку удобно считать заданной геометрическую форму фигуры равновесия, то заранее можно условиться, что по крайней мере одно из отношений (7) будет независимым параметром. Поэтому в уравнениях (1)—(5) число неизвестных величин не может превышать тринадцати. Следовательно, число уравнений—а их пятнадцать—в общем случае не соответствует числу неизвестных в них величин.

Из создавшейся ситуации есть только один выход: необходимо часть неизвестных приравнять нулю. На первых порах можно приравнять нулю одну из трех пар компонентов  $(\Omega_i, \lambda_i)$ . Полагая без ограничения общности

$$\Omega_1 = \lambda_1 = 0, \quad (8)$$

получим из (1)—(5) систему семи уравнений:

$$\begin{aligned} -a_1(\lambda_2^2 + \lambda_3^2 + \Omega_2^2 + \Omega_3^2) + 2(a_3\lambda_2\Omega_2 + a_2\lambda_3\Omega_3) + 2A_1a_1 &= 2\sigma_{11}^0/a_1; \\ -a_2(\lambda_3^2 + \Omega_3^2) + 2a_1\lambda_3\Omega_3 + 2A_2a_2 &= 2\sigma_{22}^0/a_2; \\ -a_3(\lambda_2^2 + \Omega_2^2) + 2a_1\lambda_2\Omega_2 + 2A_3a_3 &= 2\sigma_{33}^0/a_3; \\ a_1\lambda_2\lambda_3 + a_3\Omega_2\Omega_3 - 2a_1\lambda_2\Omega_3 &= 2\sigma_{23}^0/a_3; \\ a_2\Omega_2\Omega_3 + a_3\lambda_2\lambda_3 - 2a_1\lambda_3\Omega_2 &= 2\sigma_{23}^0/a_2; \end{aligned} \quad (9)$$

$$\begin{aligned} \left(-\frac{a_2}{a_1}\lambda_3 + 2\Omega_2\right)\sigma_{11}^0 + \left(\frac{a_1}{a_2}\lambda_3 - 2\Omega_2\right)\sigma_{22}^0 + \left(-\frac{a_1}{a_3}\lambda_2 + 2\Omega_3\right)\sigma_{33}^0 &= 0; \\ \left(\frac{a_1}{a_2}\lambda_3 - 2\Omega_2\right)\sigma_{11}^0 + \left(-\frac{a_1}{a_3}\lambda_2 + 2\Omega_3\right)\sigma_{33}^0 + \left(\frac{a_1}{a_2}\lambda_2 - 2\Omega_3\right)\sigma_{23}^0 &= 0. \end{aligned}$$

Ситуация принципиально изменилась, поскольку неизвестных в системе (9) уже никак не меньше числа уравнений. Мы приходим к заключению: заведомо не существует такой равновесный бесстолкновительный эллипсоид, у которого векторы  $\vec{\Omega}$  и  $\vec{\lambda}$  имели бы по три отличных от нуля компонента. Другими словами, или ось вращения и вектор вихря должны совпадать с одной из осей симметрии эллипсоида, или же оба они должны лежать в одной из его главных плоскостей. Аналогичную теорему, но для жидких эллипсоидов, доказал Риман [9] (фундаментальная теорема Римана по Чандрасекару).

Рассмотрим основные случаи, когда система уравнений равновесия (9) становится замкнутой.

3. *Двумерные фигуры равновесия.* В семействе бесстолкновительных моделей эллиптические цилиндры и диски выделяются относительной простотой их описания. Искомые уравнения мы получим, положив в (9)

$$\Omega_2 = \lambda_2 = \sigma_{33}^0 = 0 \quad (\text{следовательно, и } \sigma_{23}^0 = 0); \quad \Omega_3 = \Omega, \quad \lambda_3 = \lambda. \quad (10)$$

Остается система трех уравнений

$$\begin{aligned} -a_1(\lambda^2 + \Omega^2) + 2a_2\lambda\Omega + 2A_1a_1 &= 2\sigma_{11}^0/a_1; \\ -a_2(\lambda^2 + \Omega^2) + 2a_1\lambda\Omega + 2A_2a_2 &= 2\sigma_{22}^0/a_2; \\ \left(-\frac{a_2}{a_1}\lambda + 2\Omega\right)\sigma_{11}^0 + \left(\frac{a_1}{a_2}\lambda - 2\Omega\right)\sigma_{22}^0 &= 0 \end{aligned} \quad (11)$$

для пяти величин

$$\Omega, \lambda, \sigma_{11}^0, \sigma_{22}^0, \frac{a_2}{a_1}. \quad (12)$$

Поэтому в общем случае двумерные модели могут иметь два параметра.

Исключив с помощью первых двух уравнений оба компонента дисперсии скоростей в третьем уравнении, получим

$$\Omega^2 = 2\Omega \frac{A_1 a_1^2 - A_2 a_2^2}{a_1^2 - a_2^2} + \lambda a_1 a_2 \frac{A_2 - A_1}{a_1^2 - a_2^2}. \quad (13)$$

Независимыми параметрами будем считать величины

$$0 \leq n = \frac{a_2}{a_1} \leq 1 \quad \text{и} \quad \eta = \frac{\Omega^2}{2A_1}. \quad (14)$$

Из (13) находим величину

$$\lambda = 2\sqrt{2A_1\eta} \left( n - \frac{A_1(1-\eta)}{n(A_2-A_1)} \right) \geq 0. \quad (15)$$

Для выяснения области изменения параметра  $\eta$  находим компоненты дисперсии

$$\sigma_{11}^0 = A_1 a_1^2 (1-\eta) \left\{ 1 + 4A_1 \eta (1-n^2) \frac{A_2 n^2 + A_1 [\eta(1-n^2) - 1]}{n^2 (A_2 - A_1)^2} \right\}, \quad (16)$$

$$\sigma_{22}^0 = A_2 a_2^2 \left( 1 - \frac{A_1}{A_2} \eta \right) \left\{ 1 + 4A_1 \eta (1-n^2) \frac{A_2 n^2 + A_1 [\eta(1-n^2) - 1]}{n^2 (A_2 - A_1)^2} \right\}.$$

Очевидно,

$$\sigma_{22}^0 = n^2 \frac{A_2 - A_1 \eta}{A_1 (1-\eta)} \sigma_{11}^0. \quad (17)$$

Из требования положительности величин (16) следует, что

$$0 \leq \eta \leq 1. \quad (18)$$

Модели цилиндра и диска надо рассматривать отдельно.

а). Эллиптический цилиндр. Для цилиндра

$$A_l = 2\pi G \rho \frac{a_l}{a_l + a_j}, \quad (19)$$

так что

$$A_1 a_1 = A_2 a_2.$$

Имеем

$$\lambda = 2\sqrt{2A_1\eta}[(1+n)\eta - 1] \cong 0. \quad (20)$$

Существенно, что записанное в (16) выражение в фигурных скобках имеет в рассматриваемом случае один вещественный корень, и поэтому

$$\begin{aligned} \sigma_{11}^0 &= A_1 a_1^2 (1 - \eta) [2(1+n)\eta - 1]^2; \\ \sigma_{22}^0 &= A_2 a_2^2 (1 - n\eta) [2(1+n)\eta - 1]^2. \end{aligned} \quad (21)$$

Обратим внимание: при  $\eta > \frac{1}{n+1}$  в цилиндре протivotоки, в противном случае токи будут сопутствующими.

Выделим четыре однопараметрические последовательности цилиндров:

1) Случай  $\eta = 1$ . Цилиндр имеет максимально возможное вращение и протivotоки; его форма поддерживается за счет трех факторов: твердотельного вращения, направленных внутрь сил Кориолиса и дисперсии скоростей по оси  $Ox_2$ . Для модели находим (см. рис. 1).

$$\sigma_{11}^0 = 0; \quad \lambda = 4\pi G\rho \sqrt{\frac{n^3}{1+n}}; \quad \sigma_{22}^0 = 2\pi G\rho a_1 a_2 \frac{n(1-n)(1+2n)^2}{1+n}. \quad (22)$$

2) Случай  $\eta = 0$ . Цилиндр не вращается и не имеет внутренних течений; форма поддерживается только за счет «давления» (рис. 1).

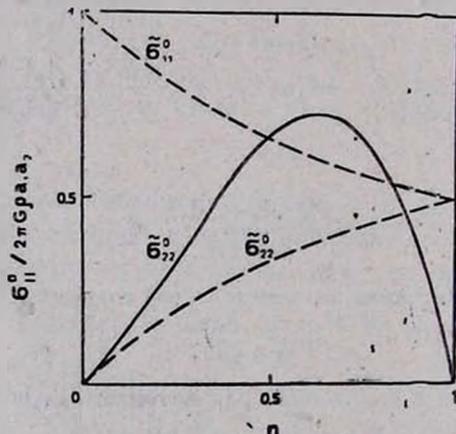


Рис. 1. Зависимости компонентов дисперсии скоростей от отношения полуосей для цилиндра с максимальным вращением  $\eta = 1$  (сплошная линия) и без вращения  $\eta = 0$  (штриховая линия).

3) Случай

$$\eta = \frac{1}{2(1+n)} \quad (23)$$

замечателен отсутствием дисперсии скоростей по обеим осям и сопутствующим направлением внутренних течений, причем

$$\Omega^2 = \lambda^2 = 2\pi G\rho \frac{n}{(1+n)^2}. \quad (24)$$

Об этой модели впервые упоминается в работе [5].

4) Случай  $\eta = \frac{1}{1+n}$ . Внутренние течения отсутствуют; равновесие поддерживается твердотельным вращением цилиндра и «давлением».

6) *Эллиптический диск* (ось вращения перпендикулярна плоскости)\*. Для него

$$A_1 a_1 \leq A_2 a_2, \quad (n \leq 1), \quad (25)$$

так что выражение в фигурных скобках в (16) уже не имеет вещественных корней. Как следствие этого, эллиптический диск не может существовать без дисперсии скоростей (ср. с цилиндром). Все однопараметрические последовательности дисков легко получаются из общих формул (15), (16).

4. *Сопряженные эллипсоиды без дисперсии скоростей.* Среди жидких эллипсоидов с наклонным вращением еще Риман обнаружил совершенно особые, не имеющие давления. В [6] показано, как такие эллипсоиды в бесстолкновительном варианте можно построить кинетическим способом (см. также [10]). Уравнения (9) содержат, конечно, вариант эллипсоидов без дисперсии скоростей.

Положим в (9) все компоненты

$$\sigma_{ij}^0 = 0. \quad (26)$$

Остается пять уравнений

$$\begin{aligned} -a_1(\lambda_2^2 + \lambda_3^2 + \Omega_2^2 + \Omega_3^2) + 2(a_2\lambda_2\Omega_2 + a_3\lambda_3\Omega_3) + 2A_1 a_1 &= 0; \\ -a_2(\lambda_3^2 + \Omega_3^2) + 2a_1\lambda_3\Omega_3 + 2A_2 a_2 &= 0; \\ -a_3(\lambda_2^2 + \Omega_2^2) + 2a_1\lambda_2\Omega_2 + 2A_3 a_3 &= 0; \\ a_2\lambda_2\lambda_3 + a_3\Omega_2\Omega_3 - 2a_1\lambda_2\Omega_3 &= 0; \\ a_1\Omega_2\Omega_3 + a_3\lambda_2\lambda_3 - 2a_1\lambda_3\Omega_2 &= 0. \end{aligned} \quad (27)$$

Для замкнутости этой системы уравнений неизвестных должно быть пять, поэтому к динамическим неизвестным  $\Omega_2, \Omega_3, \lambda_2, \lambda_3$  надо добавить и

\* Возможна и другая модель диска, см. раздел 6.

одно геометрическое отношение  $\frac{a_2}{a_1}$ . Вследствие этого, данная модель имеет только один параметр  $\frac{a_2}{a_1}$ .

Система (27) в целом не изменяется при перестановке местами  $\Omega_i$  и  $\lambda_i$ , т. е. для любого эллипсоида без дисперсии имеется сопряженный ему.

Для решения (27) обозначим

$$p = \frac{\lambda_2}{\Omega_2}; \quad q = \frac{\lambda_3}{\Omega_3}, \quad (28)$$

тогда из двух последних уравнений системы (27) получим значения

$$\begin{aligned} p &= \frac{1}{4a_1a_2} \left\{ 4a_1^2 + a_2^2 - a_3^2 \pm \sqrt{[4a_1^2 - (a_2 + a_3)^2][4a_1^2 - (a_2 - a_3)^2]} \right\}; \\ q &= \frac{1}{4a_1a_2} \left\{ 4a_1^2 - a_2^2 + a_3^2 \pm \sqrt{[4a_1^2 - (a_2 + a_3)^2][4a_1^2 - (a_2 - a_3)^2]} \right\}. \end{aligned} \quad (29)$$

Очевидно, два значения  $p$  и  $q$  описывают сопряженные эллипсоиды (см. выше).

Полезны вспомогательные соотношения

$$qa_2 - pa_3 = \frac{a_2}{q} - \frac{a_3}{p} = \frac{a_2^2 - a_3^2}{2a_1}. \quad (30)$$

Из второго и третьего уравнений системы (27) находим\*

$$\frac{\Omega_2^2}{2A_2} = -\frac{2a_1a_2}{p(a_2^2 - a_3^2)}; \quad \frac{\Omega_3^2}{2A_3} = \frac{2a_1a_2}{q(a_2^2 - a_3^2)}. \quad (31)$$

Складывая эти два выражения, с учетом (30) приходим к важному равенству

$$\frac{\Omega_2^2}{2A_2} + \frac{\Omega_3^2}{2A_3} = 1. \quad (32)$$

Наконец, подставляя выражения (31) в первое уравнение системы (27), находим

$$A_2 - A_3 = \pi G \rho \frac{a_2^2 - a_3^2}{a_2^2 + a_3^2 - 2a_1^2}. \quad (33)$$

\* Откуда вытекает, что  $p$  и  $q$  имеют разные знаки.

Это уравнение в неявном виде связывает отношения полуосей  $\frac{a_2}{a_1}$  и

$\frac{a_2}{a_1}$ . Соответствующая кривая впервые вычислена в [8]. В частности,

$$\frac{a_2}{a_1} \geq 2 \text{ и } \frac{a_3}{a_1} \leq 1.$$

Заметим, что условия (30) выражают одно из фундаментальных условий равновесия: совпадение оси вращения с вектором полного момента вращения.

В силу (32), в модели существует особая прямая [6], в каждой точке которой центробежная и гравитационная силы уравниваются. Оказывается, что плоскости, в которых движутся частицы, сопряжены направлению этой особой прямой. Следует подчеркнуть тот факт, что существование особой прямой в модели без дисперсии скоростей вытекает прямо из уравнений равновесия.

5. *Эллипсоид с дисперсией скоростей. Общий случай.* Эта сложная модель представляет особый интерес. Прежде всего, запишем уравнения (9) в виде

$$\begin{aligned} 2A_1 - \Omega_2^2 \left( p^2 - 2 \frac{a_3}{a_1} p + 1 \right) - \Omega_3^2 \left( q^2 - 2 \frac{a_2}{a_1} q + 1 \right) &= 2\sigma_{11}^0/a_1^2; \\ 2A_2 - \Omega_3^2 \left( q^2 - 2 \frac{a_1}{a_2} q + 1 \right) &= 2\sigma_{22}^0/a_2^2; \\ 2A_3 - \Omega_2^2 \left( p^2 - 2 \frac{a_1}{a_3} p + 1 \right) &= 2\sigma_{33}^0/a_3^2; \\ p^2 - 2 \frac{a_1}{a_3} p \left( 1 - \frac{a_2^2 - a_3^2}{4a_1^2} \right) + 1 &= \frac{2\sigma_{23}^0}{\Omega_2 \Omega_3 a_3^2}; \\ q^2 - 2 \frac{a_1}{a_2} q \left( 1 + \frac{a_2^2 - a_3^2}{4a_1^2} \right) + 1 &= \frac{2\sigma_{23}^0}{\Omega_2 \Omega_3 a_2^2}; \\ \Omega_2 \sigma_{11}^0 \left( \frac{a_3}{a_1} p - 2 \right) + \Omega_2 \sigma_{33}^0 \left( 2 - \frac{a_1}{a_3} p \right) + \Omega_3 \sigma_{23}^0 \left( \frac{a_1}{a_2} q - 2 \right) &= 0; \\ \Omega_3 \sigma_{11}^0 \left( 2 - \frac{a_2}{a_1} q \right) + \Omega_3 \sigma_{22}^0 \left( \frac{a_1}{a_2} q - 2 \right) + \Omega_2 \sigma_{23}^0 \left( 2 - \frac{a_1}{a_3} p \right) &= 0, \end{aligned} \quad (34)$$

где  $p$  и  $q$  определены в (28).

В семи уравнениях (34) имеется десять величин, которыми описывается эллипсоид; однако заложенная в этих уравнениях информация еще не достаточна для построения непротиворечивой модели. Принципиальным

моментом является то, что для стационарных эллипсоидов инвариант  $J_3$  (см. [1]) должен обращаться в нуль. Это немедленно дает еще одно уравнение

$$\sigma_{22}^0 \sigma_{33}^0 - \sigma_{23}^{02} = 0.$$

Можно показать, что это уравнение выражает условие существования в модели особой прямой [6]. Таким образом, к семи уравнениям (34) должно быть добавлено восьмое уравнение (32), и будущая модель может иметь только два свободных параметра.

Приступая к исследованию системы восьми уравнений (32) и (34), прежде всего получим из четвертого и пятого уравнений вспомогательное равенство

$$qa_3 - pa_3 = -\frac{a_2^2 - a_3^2}{2a_1}, \quad (35)$$

выражающее, как и (30), факт совпадения векторов угловой скорости и полного момента вращения.

Рассмотрим в (34) два последних уравнения и исключим в них все компоненты дисперсии с помощью пяти первых уравнений. Тогда имеем

$$\begin{aligned} & \Omega_2^2 \left\{ a_2 a_3 \left( 2 - \frac{a_1}{a_3} p \right) \left( pq - 2 \frac{a_1}{a_3} q + \frac{a_2}{a_3} \right) + \right. \\ & \quad \left. + a_1^2 \left( \frac{a_2}{a_1} q - 2 \right) \left( p^2 - 2 \frac{a_3}{a_1} p + 1 \right) \right\} + \\ & + \Omega_3^2 \left\{ a_2^2 \left( 2 - \frac{a_1}{a_2} q \right) \left( q^2 - 2 \frac{a_1}{a_2} q + 1 \right) + \right. \\ & \quad \left. + a_1^2 \left( \frac{a_2}{a_1} q - 2 \right) \left( q^2 - 2 \frac{a_3}{a_1} q + 1 \right) \right\} = \quad (36) \\ & = 2A_1 a_1^2 \left( \frac{a_2}{a_1} q - 2 \right) + 2A_2 a_2^2 \left( 2 - \frac{a_1}{a_2} q \right); \\ & \Omega_2^2 \left\{ a_3^2 \left( \frac{a_1}{a_3} p - 2 \right) \left( p^2 - 2 \frac{a_1}{a_3} p + 1 \right) + a_1^2 \left( 2 - \frac{a_3}{a_1} p \right) \left( p^2 - 2 \frac{a_2}{a_1} p + 1 \right) \right\} + \\ & + \Omega_3^2 \left\{ a_2 a_3 \left( \frac{a_1}{a_2} q - 2 \right) \left( pq - 2 \frac{a_1}{a_2} p + \frac{a_3}{a_2} \right) + \right. \\ & \quad \left. + a_1^2 \left( 2 - \frac{a_3}{a_1} p \right) \left( q^2 - 2 \frac{a_2}{a_1} q + 1 \right) \right\} = \\ & = 2A_1 a_1^2 \left( 2 - \frac{a_3}{a_1} p \right) + 2A_3 a_3^2 \left( \frac{a_1}{a_3} p - 2 \right). \end{aligned}$$

Решение этих уравнений относительно компонентов угловой скорости дает

$$\begin{aligned}\Omega_2^2 &= \frac{2}{D} \{ (qa_1 - 2a_2) [(A_1 + A_2) a_1 a_2 (qa_2 - pa_3) + A_2 a_2 (a_2^2 + a_3^2 - 2a_1^2)] + \\ &\quad + 2A_3 a_3 (2a_3 - pa_1) (a_2^2 - a_1^2) \}; \\ \Omega_3^2 &= \frac{2}{D} \{ (2a_3 - pa_1) [a_1 a_3 (A_1 + A_3) (qa_2 - pa_3) - A_3 a_3 (a_2^2 + a_3^2 - 2a_1^2)] + \\ &\quad + 2A_2 a_2 (qa_1 - 2a_2) (a_1^2 - a_3^2) \},\end{aligned}\quad (37)$$

где

$$D = -3a_1^2 (qa_2 - pa_3)^2. \quad (38)$$

Подставляя найденные решения (37) в выражение (32), после преобразований получим следующее равенство:

$$\begin{aligned}a_1 a_3 p (A_3 - A_2) (N - A_3 + A_2) &= \\ = (N - A_3 + A_2) (4A_3 a_3^2 - 3A_2 a_2^2 - A_2 a_3^2),\end{aligned}\quad (39)$$

в котором для краткости обозначено

$$N = \pi G \rho \frac{a_2^2 - a_3^2}{a_2^2 + a_3^2 - 2a_1^2}. \quad (40)$$

Из равенства (39) вытекает, что на данном этапе имеются два варианта построения модели эллипсоида. Их мы сейчас и рассмотрим

А) *Физически разумная модель эллипсоида* [6]. Равенство (39) тождественно удовлетворяется в случае

$$N = A_3 - A_2. \quad (41)$$

Из (41) сразу следует уравнение (33), связывающее отношения полуосей.

Следовательно, в плоскости  $\left(\frac{a_3}{a_1}, \frac{a_2}{a_1}\right)$  эта модель находится на той же самой кривой, где существует и эллипсоид без дисперсии скоростей. Таким образом, и для эллипсоида с дисперсией скоростей из двух отношений полуосей лишь одно является независимым параметром. В качестве второго параметра модели—а мы знаем (см. выше) о его существовании—выберем, как и в [6], величину

$$\eta = \frac{\Omega_3^2}{2A_2}. \quad (42)$$

Этот параметр регулирует ориентацию эллипсоида относительно оси вращения.

Для определения тех областей, которые может занимать модель на плоскости  $\left(\frac{a_2}{a_1}, \eta\right)$ , нам следует из уравнений найти все характеристики эллипсоида. Прежде всего, из второго решения в (37) сразу находим величину

$$p = \frac{\lambda_2}{\Omega_2} = 2 \frac{a_1}{a_3} \left(1 - \eta \frac{a_2^2 - a_3^2}{4a_1^2}\right) \cong 0. \quad (43)$$

Подставляя эту величину в (35), находим

$$q = \frac{\lambda_3}{\Omega_3} = 2 \frac{a_1}{a_2} \left[1 + (1 - \eta) \frac{a_2^2 - a_3^2}{4a_1^2}\right] > 0. \quad (44)$$

Согласно (32),

$$\Omega_2^2 = 2A_3(1 - \eta). \quad (45)$$

Используя найденные величины, из уравнений (34) можно определить и компоненты дисперсии скоростей; записывая их в конечном виде, имеем

$$\sigma_{11}^0 = (A_3 a_2^2 - A_2 a_3^2) \left(\frac{a_2^2 - a_3^2}{2a_2 a_3}\right)^2 (\eta - \eta_1) (\eta - \eta_2) (\eta - \eta_3); \quad (46)$$

$$\sigma_{22}^0 = A_2 \left(\frac{a_2^2 - a_3^2}{2a_1}\right)^2 (1 - \eta) (\eta - \eta_1) (\eta - \eta_2); \quad (47)$$

$$\sigma_{33}^0 = A_3 \left(\frac{a_2^2 - a_3^2}{2a_1}\right)^2 \eta (\eta - \eta_1) (\eta - \eta_2); \quad (48)$$

$$\sigma_{23}^0 = \sqrt{A_2 A_3} \left(\frac{a_2^2 - a_3^2}{2a_1}\right)^2 \sqrt{\eta(1 - \eta)} (\eta - \eta_1) (\eta - \eta_2), \quad (49)$$

где  $\eta_1$  и  $\eta_2$  есть корни квадратного уравнения

$$\eta^2 - \eta \frac{4a_1^2 + a_2^2 - a_3^2}{a_2^2 - a_3^2} + \frac{4a_1^2 a_2^2}{(a_2^2 - a_3^2)^2} = 0, \quad (50)$$

а величина  $\eta_3$  равна

$$\eta_3 = \frac{1}{a_2^2 - a_3^2} \left\{4a_1^2 - a_3^2 - 3a_2^2 a_3^2 \frac{A_3 - A_2}{A_3 a_2^2 - A_2 a_3^2}\right\}. \quad (51)$$

Графики функций  $\eta_1\left(\frac{a_2}{a_1}\right)$ ,  $\eta_2\left(\frac{a_2}{a_1}\right)$ ,  $\eta_3\left(\frac{a_2}{a_1}\right)$  есть в статье [6]. Очевидно,

$$1 > \eta_1 \geq \eta_2 \geq \eta_3. \quad (52)$$

Легко видеть, что компоненты (46)—(49) неотрицательны только в двух интервалах изменения параметра  $\eta$  — при

$$\eta_1 \leq \eta \leq 1, \text{ и } \eta_3 \leq \eta \leq \eta_2. \quad (53)$$

Следовательно, только в этих двух интервалах и существует эта модель эллипсоида с наклонным вращением [6].

Отметим: при  $\eta = \eta_1$  и  $\eta = \eta_2$  из данной модели получаются две однопараметрические последовательности эллипсоидов без дисперсии скоростей (см. выше); при  $\eta = \eta_3$  получается однопараметрическая последовательность с  $\sigma_{11}^0 = 0$ ; при  $\eta = 1$  получаем эллипсоид Фримана определенной формы. Не вдаваясь в другие детали, приведем только графики для компонентов дисперсии скоростей для одного частного значения  $\eta = 0.95$  (рис. 2).

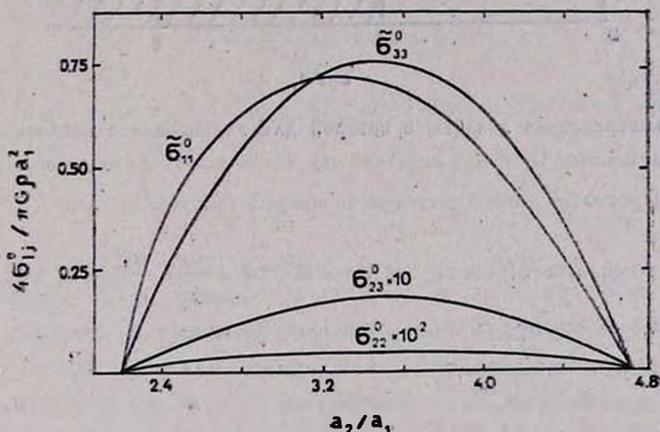


Рис. 2. Зависимости компонентов дисперсии скоростей от отношения полуосей

$\frac{a_2}{a_1}$  для эллипсоида с наклонным вращением (вариант А) для  $\eta = 0.95$ .

Возвращаясь к равенству (39) и рассмотрим альтернативный вариант:

Б) Пусть теперь  $N - A_3 + A_2 \neq 0$ ; тогда должно выполняться равенство

$$2a_1a_3p = a_3^2 + 3 \frac{A_3a_3^2 - A_2a_2^2}{A_3 - A_2}. \quad (54)$$

Из (35) находим

$$2a_1a_2q = a_2^2 + 3 \frac{A_3a_3^2 - A_2a_2^2}{A_3 - A_2}. \quad (55)$$

Подстановка величин (54) и (55) в решения (37) дает

$$\frac{\Omega_2^2}{2A_3} = \frac{A_1 - A_3}{A_1 - A_2}, \quad \frac{\Omega_3^2}{2A_2} = \frac{A_3 - A_1}{A_3 - A_2}. \quad (56)$$

Очевидно,

$$\Omega^2 = 2A_1. \quad (57)$$

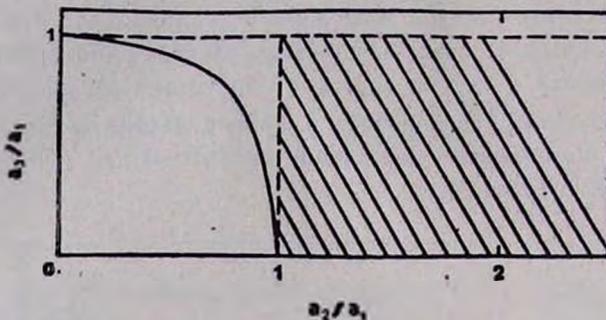


Рис. 3. Заштрихована область, в которой для эллипсоида с наклонным вращением (вариант Б) величины  $\Omega_2$  и  $\Omega_3$  вещественны, но не имеют физического смысла компоненты  $\sigma_{ij}^0$ . Противоположная ситуация на кривой, показанной слева.

На рис. 3 показана область на плоскости  $\left(\frac{a_2}{a_1}, \frac{a_3}{a_1}\right)$ , в которой компоненты (56) неотрицательны и имеют физический смысл.

Однако при подстановке найденных величин  $\Omega_2^2$ ,  $\Omega_3^2$ ,  $p$  и  $q$  в остальные уравнения (34) оказывается, что в той области, где вещественны компоненты  $\Omega_2$  и  $\Omega_3$ , отрицательными оказываются величины компонентов дисперсии скоростей:  $\sigma_{11}^0 < 0$ ,  $\sigma_{22}^0 < 0$ ,  $\sigma_{33}^0 < 0$  и  $\sigma_{23}^0 < 0$ . Следовательно, в данной области компоненты тензора дисперсии теряют свою вещественность. Можно проверить, что в области вещественности компонентов дисперсии скоростей незначительными оказываются уже величины  $\Omega_2$  и  $\Omega_3$ ; так обстоит дело на той кривой (рис. 3), где равен нулю компонент  $\sigma_{11}^0$  и гарантирована вещественность остальных компонентов тензора  $\sigma_{ij}^0$ .

Мы приходим к выводу, что в варианте Б модель не существует.

6. Эллипсоид, вращающийся вокруг своей оси симметрии. Вращающаяся вокруг оси  $Ox$ , модель эллипсоида описывается пятью уравнениями:

$$-a_1(\lambda^2 + \Omega^2) + 2a_2\lambda\Omega + 2A_1a_1 = 2\sigma_{11}^0/a_1;$$

$$-a_2(\lambda^2 + \Omega^2) + 2a_1\lambda\Omega + 2A_2a_2 = 2\sigma_{22}^0/a_2;$$

$$\left(-\frac{a_2}{a_1}\lambda + 2\Omega\right)\sigma_{11}^0 + \left(\frac{a_1}{a_2}\lambda - 2\Omega\right)\sigma_{22}^0 = 0;$$

$$\sigma_{33}^0 = A_3 a_3^2, \quad \Omega^2 = 2A_2. \quad (57)$$

В этих уравнениях содержится семь величин

$$\Omega, \lambda, \sigma_{11}^0, \sigma_{22}^0, \sigma_{33}^0, \frac{a_1}{a_2}, \frac{a_3}{a_2}, \quad (58)$$

поэтому модель имеет два параметра. Прежде всего, из уравнения (57) находим

$$\sigma_{22}^0 = 0 \quad (59)$$

и

$$\lambda = 2\frac{a_1}{a_2}\sqrt{2A_2} > 0. \quad (60)$$

Положительный знак  $\lambda$  говорит об обратном направлении течений центроидов. Далее,

$$\sigma_{11}^0 = a_1^2 \left[ A_1 + A_2 \left( 3 - 4\frac{a_1^2}{a_2^2} \right) \right]. \quad (61)$$

Следовательно, для положительности  $\sigma_{11}^0$  надо потребовать  $a_2 > a_1$ . В качестве же параметров выбираются два отношения полуосей

$$0 \leq \frac{a_1}{a_2} \leq 1 \quad \text{и} \quad 0 \leq \frac{a_3}{a_2} \leq 1. \quad (62)$$

Кинетическим методом эта модель была построена Фриманом [3].

Уравнения (57) допускают дисковый предел [11]

$$\frac{a_1}{a_2} \rightarrow 0. \quad (63)$$

У такого диска

$$\sigma_{11}^0 = \sigma_{22}^0 = \lambda = 0; \quad \sigma_{33}^0 = A_3 a_3^2; \quad \Omega^2 = 2A_2, \quad (64)$$

причем ось вращения лежит в плоскости диска и совпадает с полуосью  $a_1$ .

**7. Заключение.** Гидродинамический метод, как мы убедились, имеет свою специфику и область применения. Гидродинамическая аналогия—это метод для изучения глобальных свойств фигур равновесия звездных систем, к тому же он является фильтром отбора из необозримого множества

мыслимых вариантов моделей, таких, которые внутренне не противоречивы на заданном уровне описания. С методической точки зрения важность этого подхода очевидна, так как обнаруживается глубокая связь всей проблемы с классической теорией для жидких эллипсоидов Дирихле.

Педагогический институт,  
г. Глазов  
Астрофизический институт  
АН Каз.ССР

#### *Примечание при корректуре*

Логически более совершенный метод построения бесстолкновительных фигур равновесия был найден при работе над монографией: Б. П. Кондратьев «Динамика эллипсоидальных гравитирующих фигур», которая вскоре выйдет в издательстве «Наука».

### DIRICHLET'S PROBLEM IN STELLAR DYNAMICS. II. ELEMENTS OF THEORY OF EQUILIBRIUM FIGURES

B. P. KONDRAT'EV, E. A. MALKOV

The hydrodynamical method for the investigation and construction of equilibrium homogeneous collisionless models has been developed. It has been shown that the angular velocity vector and the vorticity vector both do lie in one of the principal planes or are coincident with the principal axis of the ellipsoid. The conditions for the existence of models are determined. The characteristics of equilibrium figures are found.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Б. П. Кондратьев, Е. А. Малков, *Астрофизика*, 25, 587, 1986.
2. K. C. Freeman, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, 133, 47, 1966.
3. K. C. Freeman, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, 134, 1, 1966.
4. K. C. Freeman, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, 134, 15, 1966.
5. C. Hunter, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, 166, 633, 1974.
6. Б. П. Кондратьев, *Астрофизика*, 21, 499, 1984.
7. Г. С. Бисноватый-Козан, Я. Б. Зельдович, в сб. «Динамика и эволюция звездных систем», М., 1975, стр. 138.
8. С. Чандрасекар, *Эллипсоидальные фигуры равновесия*, Мир, М., 1973.
9. Б. Риман, *Сочинения*, Гостехтеориздат, М.—Л., 1948.
10. Я. Б. Зельдович, *Астрофиз. ж.*, 41, 873, 1964.
11. Б. П. Кондратьев, *Астрофизика*, 23, 69, 1985.

УДК: 524.7—77

## КОМПАКТНЫЕ РАДИОИСТОЧНИКИ КАК ПЛАЗМЕННЫЙ ТУРБУЛЕНТНЫЙ РЕАКТОР. I. ФОРМИРОВАНИЕ СПЕКТРОВ РЕЛЯТИВИСТСКИХ ЭЛЕКТРОНОВ МАКСВЕЛЛОВСКОГО ТИПА ПРИ УСКОРЕНИИ НА РЕЗОНАНСНЫХ ЛЕНГМЮРОВСКИХ ВОЛНАХ

А. М. АТОЯН, А. НАГАПЕТЯН

Поступила 14 мая 1986

Принята к печати 2 марта 1987

Для компактных внегалактических радиоисточников, таких, как квазары и ядра активных галактик, предлагается самосогласованная модель плазменного турбулентного реактора, в которой происходит ускорение релятивистских электронов, ответственных за электромагнитное излучение этих объектов, на резонансной ленгмюровской турбулентности тепловой плазмы. Показано, что даже при мизерной доле плотности энергии резонансной турбулентности  $W_i^{(res)}$  относительно полной плотности энергии турбулентности  $W_i \sim W_H \lesssim nk_B T$  указанный процесс стохастического ускорения релятивистских электронов оказывается доминирующим. Самосогласованное решение задачи с учетом излучательных потерь энергии электронов приводит к установлению спектров релятивистских электронов максвелловского типа с характерным значением лоренц-фактора  $\gamma_0 \sim 10^3$ .

1. *Введение.* В настоящее время в астрофизической литературе большое внимание уделяется теоретическим и наблюдательным исследованиям внегалактических компактных радиоисточников (КРИ), которые, как правило, совпадают с такими интересными объектами, как квазары и ядра активных галактик (ЯАГ). Проведенные в последние годы исследования больших выборок КРИ выявили значительную степень корреляции интенсивности радиоизлучения в сантиметровом диапазоне с излучением в оптическом и рентгеновском континуумах [1—6]. Поэтому можно предполагать, что выявление механизмов генерации радиоизлучения в КРИ будет способствовать лучшему пониманию физических процессов, происходящих в квазарах и ЯАГ.

Отличительными чертами КРИ являются их малые угловые размеры ( $\ll 1''$ ), высокая яркостная температура  $T_{br} \lesssim 10^{12}$  К, переменность в радиодиапазоне с характерным масштабом от недель до нескольких лет,

что соответствует линейным размерам  $R \ll c\Delta t \sim 10^{17} - 10^{19}$  см (см., например, обзорные работы [7, 8]). Наиболее важной характеристикой КРИ, отличающей их от протяженных радиоисточников, является плоская форма их спектров. Именно, если для протяженных источников является обычным распределение интенсивности радиоизлучения  $F_\nu \propto \nu^\alpha$  с показателем степени  $\alpha \simeq -0.75$  (см., например, [9]), то КРИ имеют плоский ( $\alpha \simeq 0$ ) либо инвертированный ( $\alpha > 0$ ) спектры радиоизлучения. Поскольку нет четкой верхней границы линейных размеров КРИ, полезным практическим определением КРИ можно считать его идентификацию по форме радиоспектра, а именно, источник является компактным, если в его спектре наблюдается самопоглощение в области частот выше  $\sim 10^9$  Гц [8].

Практически все теоретические модели, призванные объяснить наблюдаемые от КРИ радиоспектры, основаны на синхротронном механизме излучения релятивистских электронов. Однако классическая модель некогерентного однородного синхротронного источника со степенным законом распределения релятивистских электронов, хорошо разработанная для протяженных радиоисточников, в случае КРИ наталкивается на ряд трудностей. В частности, сложно объяснить наблюдаемые от квазаров и ЯАГ плоские радиоспектры с показателем степени  $\alpha_r \gtrsim 0$  [4, 10] одновременно с рентгеновскими спектрами с  $\alpha_r \simeq -0.7$  [11, 12]. Поэтому в последние годы в литературе начали появляться работы, рассматривающие КРИ как синхротронные источники с максвелловским распределением релятивистских электронов [13—15]. При этом предположении в оптически прозрачной области частот естественным образом возникают плоские радиоспектры, укрупчающиеся, как это часто и наблюдается, в области миллиметровых длин волн.

Стандартные синхрокомптоновские модели электромагнитного излучения имеют, однако, тот существенный недостаток, что они оставляют открытым вопрос о формировании спектров релятивистских электронов. С этой точки зрения более последовательной является другая нетепловая модель излучения — модель плазменного турбулентного реактора (ПТР) [16—18], в которой считается, что электроны ускоряются за счет поглощения радиоизлучения в магнитном поле (синхротронная реабсорбция), либо при наличии в плазме заметного уровня турбулентности (реабсорбция при комптоновском рассеянии на турбулентности).

В данной работе исследуется вопрос о формировании самосогласованных спектров излучения и спектров релятивистских электронов в ПТР, в котором учитывается также ускорение электронов при индуцированном поглощении резонансных ленгмюровских плазмонов. В следующем разделе получена система самосогласованных уравнений и приведены оценки основных параметров для рассматриваемой модели КРИ. Далее показаны ре-

ультаты численных расчетов спектральной плотности энергии радиоизлучения  $\mathcal{W}(\omega)$  и спектров релятивистских электронов  $f(\gamma)$ , где  $\gamma \equiv E/mc^2$ , и приведены аналитические оценки основных характеристик модели.

2. Основные соотношения и параметры модели ПТР. При качественном рассмотрении ПТР обычно делается упрощающее предположение об однородном и изотропном характере распределений как фотонов, так и электронов в источнике. Тогда уравнение для спектральной плотности энергии излучения  $\mathcal{W}(\omega)$  можно написать в виде

$$\frac{d\mathcal{W}(\omega)}{dt} = J(\omega) + \Gamma(\omega) \mathcal{W}(\omega) + \left[ \frac{\partial \mathcal{W}(\omega)}{\partial t} \right]_{\text{esc}}. \quad (1)$$

Последнее слагаемое в (1) связано с утечкой фотонов из источника. Его можно определить, если учесть, что спектральная убыль энергии излучения  $L(\omega)$  (светимость) из источника с радиусом  $R$  равна

$$L(\omega) = 4\pi R^2 c \int_0^1 \frac{\mathcal{W}(\omega)}{4\pi} \cos \theta d \cos \theta \int_0^{2\pi} d\varphi = \pi R^2 c \mathcal{W}(\omega). \quad (2)$$

Разделив  $L(\omega)$  на объем источника, находим

$$\left[ \frac{\partial \mathcal{W}(\omega)}{\partial t} \right]_{\text{esc}} = -\frac{3c}{4R} \mathcal{W}(\omega). \quad (3)$$

В уравнении (1)  $J(\omega)$  есть спектральная мощность спонтанного излучения в единице объема в единичном интервале циклической частоты  $d\omega = 2\pi d\nu$  (см. [16]):

$$J(\omega) = \frac{\hbar\omega^3}{2\pi^2 c^3} \int \bar{u}_k f(\gamma) d\gamma, \quad (4)$$

а  $\Gamma(\omega)$  есть декремент затухания ( $\Gamma < 0$ ) электромагнитных волн в результате их индуцированного поглощения при рассеянии релятивистских электронов с распределением  $f(\gamma)$  на различных модах плазменных колебаний:

$$\Gamma(\omega) = \frac{\hbar\omega}{mc^2} \int \bar{u}_k \gamma^2 \frac{\partial}{\partial \gamma} \left[ \frac{f(\gamma)}{\gamma^2} \right] d\gamma. \quad (5)$$

Величина  $\bar{u}_k = n(\omega, \gamma)$  есть интенсивность электромагнитного излучения (по числу фотонов) в единицу фазового объема  $\vec{dk}/(2\pi)^3$ , усредненная по направлениям излучения. В общем случае в  $\bar{u}_k$  следует учитывать все воз-

возможные виды излучения в плазме. Однако это практически невозможно, и поэтому в рассматриваемой модели предполагаем, аналогично авторам [16—18], что основными процессами, ответственными за радиоизлучение КРИ, являются синхротронное излучение и излучение при комптоновском рассеянии релятивистских электронов на плазмонах. Для обеспечения большей полноты картины, при проведении численных расчетов мы учитываем также тормозное излучение тепловых электронов плазмы.

Для интенсивности синхротронного излучения фотонов релятивистским электроном имеем [16]:

$$u_s(\omega, \gamma) = \frac{2\pi e^2 c^2}{\sqrt{3} \hbar \omega^2 \gamma^2} \left[ 1 + \left( \frac{\omega_p}{\omega} \gamma \right)^2 \right] \int_{\omega/\omega_s}^{\infty} K_{5/3}(x) dx \simeq \simeq \frac{3\pi e^2 c^2}{\hbar \omega^2} \left( \frac{\omega_H \sin \theta}{\omega \gamma} \right)^{2/3} \exp\left(-\frac{\omega}{\omega_s}\right), \quad (6)$$

где

$$\omega_s \equiv \frac{3}{2} \frac{\omega_H \sin \theta \gamma^2}{\left[ 1 + \left( \frac{\omega_p}{\omega} \gamma \right)^2 \right]^{3/2}}, \quad (6a)$$

$K_{5/3}$  — функция Макдональда,  $\omega_H = eH/mc$  — электронная циклотронная частота,  $\omega_p = \sqrt{4\pi e^2 n/m}$  — электронная плазменная частота,  $n$  — плотность тепловых электронов. В дальнейшем при проведении численных расчетов мы проводим усреднение выражения (6) по углу  $\theta$  между направлением движения релятивистского электрона и направлением магнитного поля  $\vec{H}$ , считая, что магнитное поле в среднем хаотично по источнику. (Заметим, что в [16] допущена неточность — лишний множитель 2 в знаменателе).

Интенсивность излучения фотонов при комптоновском процессе равна

$$u_c(\omega, \gamma) = \frac{4\pi^2 e^4}{3\omega_p \omega^2 m^2 \gamma^2} \left[ 1 + \frac{1}{2} \left( \frac{\omega}{\omega_p \gamma^2} \right)^2 \left( 1 - \frac{2\omega_p \gamma^2}{\omega} \right) \right] \frac{W_l + W_{tr}}{\hbar \omega_p}, \quad (7)$$

где  $\omega_p \ll \omega \leq 2\omega_p \gamma^2$ ,  $W_l$  и  $W_{tr}$  есть плотности энергий продольных и поперечных плазмонов соответственно.

Как было показано в работе [19], в турбулентной среде энергия турбулентности может быть сосредоточена преимущественно в длинноволновой нерезонансной области, соответствующей  $k < \omega_p/c$ . На этом основании в [16—18] вообще не рассматривались процессы с участием резонансных ленгмюровских волн. Однако, как будет показано далее, даже при мизерной доле плотности энергии резонансной турбулентности  $W_l^{(res)}$  относи-

тельно полной энергии турбулентности  $W_l$  ускорение релятивистских электронов происходит преимущественно на  $W_l^{(res)}$ , что объясняется резонансным характером индуцированного поглощения плазмонов электронами.

Интенсивность черенковского излучения продольных плазмонов релятивистским электроном в резонансной области  $k \geq \omega_p/c$  равна (см. [16])

$$\bar{u}_k^{(res)} = 2\pi^2 \frac{e^2 \omega_p}{\hbar c k^3}. \quad (8)$$

При численных расчетах мы использовали также сечение тормозного излучения тепловым электроном в водородной плазме [20],

$$d\sigma = \frac{3e^6}{8m\hbar c^3 \epsilon} \ln \left( \sqrt{\frac{\epsilon}{\hbar\omega}} + \sqrt{\frac{\epsilon}{\hbar\omega} - 1} \right)^2 \frac{d\omega}{\omega}, \quad (9)$$

где  $\epsilon$  — кинетическая энергия электрона. Соответствующая интенсивность задается из условия  $vnd\sigma = \bar{u}_k k^2 dk / 2\pi^2$ .

Спектр релятивистских электронов описывается уравнением (см. [16])

$$mc^2 \frac{\partial f}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial \gamma} \left[ \frac{\gamma^2 D(\gamma)}{m} \frac{\partial}{\partial \gamma} (\gamma^{-2} f) + f P(\gamma) \right], \quad (10)$$

где

$$D(\gamma) = \int \frac{\hbar\omega}{c^2} u(\omega, \gamma) W(\omega) d\omega \quad (11)$$

есть продольный коэффициент диффузии, описывающий ускорение электронов в результате процессов индуцированного поглощения электромагнитного излучения. Коэффициент диффузии  $D_0$  при поглощении резонансных плазмонов вычисляется аналогично (11) (см. формулу (5.15) в [21]):

$$D_0 = \frac{2\pi^2 e^2}{\omega_p} g \times W_l = \text{const}, \quad (12)$$

где

$$g \equiv \frac{\omega_p^3}{c^3 W_l^{(res)}} \int_{\omega_p/c}^{+\infty} k^{-3} W_l(k) dk, \quad (12a)$$

$W_l(k)$  — энергетический спектр ленгмюровских волн,  $x \equiv W_l^{(res)}/W_l$ . Величина фактора  $g$  зависит от формы спектра  $W_l(k)$  в резонансной области  $\omega_p/c < k < \lambda_D^{-1}$ , где  $\lambda_D$  — дебаевский радиус (при  $k > \lambda_D^{-1}$  спектр

$W_i(k)$  экспоненциально заваливается вследствие затухания Ландау). Однако эта зависимость не столь сильная. Так, аппроксимируя  $W_i(k) \propto k^{-\nu}$ , легко находим, что  $g = 0.5$  при  $\nu = 4$ , а при плоском спектре ( $\nu = 0$ )  $g \sim \sqrt{k_B T / mc^2} \gtrsim 1/20$  при  $T \gtrsim 10^7$  К. В дальнейшем мы будем считать  $g = 0.25$ , что соответствует  $\nu = 2$ .

Энергетические потери  $P(\gamma)$  состоят в основном из ионизационных потерь  $P_i$  и радиационных потерь при синхротронном и комптоновском рассеянии релятивистских электронов  $P_r \propto \gamma^2$ :

$$P(\gamma) = P_i(\gamma) + P_r(\gamma), \quad (13)$$

$$P_i(\gamma) = \frac{e^2}{c} \omega_p^2 \Lambda, \quad (13a)$$

$$P_r(\gamma) = \frac{32\pi e^4}{9m^2 c^3} \gamma^2 (W_H + 0.5 W_i + W_l). \quad (13b)$$

Кулоновский логарифм  $\Lambda$  в (13a) слабо зависит от  $\gamma$  и для широкой области рассматриваемых нами значений температуры и плотности плазмы находится в области  $\Lambda \sim 20$ , поэтому в дальнейшем мы полагаем  $\Lambda = \text{const}$ . Синхротронные потери усреднены по углу  $\theta$ , а в турбулентных комптоновских потерях ( $\propto W_l$ ) можно считать  $W_l \sim W_{tr}$ , поскольку происходит интенсивная перекачка энергии между продольными модами плазменной турбулентности [16]. Последнее слагаемое в (13b) соответствует энергетическим потерям релятивистского электрона при обратном комптоновском рассеянии (ОКР) в поле электромагнитного излучения вплоть до рентгеновского диапазона с интегральной плотностью энергии  $W_i$ , поэтому в  $W_i$  следует учитывать не только вклад из радио-инфракрасной области  $W_0 = \int W(\omega) d\omega$ , где

$W(\omega)$  связана с синхротронным и турбулентным комптоновским процессами, но также и плотность энергии излучения  $W_1$ , генерируемую при ОКР первого порядка в поле  $W_0$ . При этом, поскольку при рассеянии на релятивистском электроне с лоренц-фактором  $\gamma$  происходит эффективное увеличение энергии рассеянного фотона  $\omega_1 \sim \omega_0 \gamma^2$  [22, 23], а характерное значение  $\gamma \gtrsim 100$ , то  $W_1$  практически соответствует интегральной плотности энергии непрерывного излучения КРИ в области от оптических до рентгеновских частот. Очевидно, что следующий (второй) порядок ОКР на  $W_1$  приведет к генерации некоторой  $W_2$  в гамма-области. Однако потери релятивистских электронов при рассеянии на гамма-квантах будут существенно подавлены, поскольку они соответствуют уже не томсоновскому пределу, а спадающей части сечения Кляйна-Нишины.

Предполагая, что плотность излучения примерно одинакова всюду по источнику, можно выразить  $W_1$  через  $W_0$  и характерные параметры КРИ, поскольку светимость  $L_1 = \kappa R^2 c W_1$ , а с другой стороны, для оптически тонкого источника  $L_1$  определяется суммой энергетических потерь релятивистских электронов при ОКР в поле  $W_0$ , т. е.

$$L_1 = \frac{16\pi}{9} \sigma_T c R^2 n_* \langle \gamma^2 \rangle W_0, \quad (14)$$

где  $\sigma_T$  — томсоновское сечение,  $n_*$  — плотность релятивистских электронов,  $\langle \gamma^2 \rangle$  — среднее значение  $\gamma^2$ . В результате находим:

$$W_1 = \frac{16}{9} \lambda \tau_T \langle \gamma^2 \rangle W_0, \quad (15)$$

и

$$W_t = W_0 + W_1 = \left( 1 + \frac{16}{9} \lambda \tau_T \langle \gamma^2 \rangle \right) W_0, \quad (16)$$

где  $\lambda \equiv n_*/n$ ,  $\tau_T = \sigma_T n R$  — томсоновская толщина источника. Таким образом, спектр  $f(\gamma)$  оказывается связанным с интегральной плотностью энергии радио-инфракрасного излучения  $W_0$ . Для соответствующей спектральной плотности энергии  $W(\omega)$  в стационарном случае нетрудно получить из (1) и (3):

$$W(\omega) = \frac{J(\omega)}{|\Gamma(\omega)| + \frac{3c}{4R}}, \quad (\Gamma(\omega) < 0). \quad (17)$$

Из уравнения (10) легко найти также стационарную функцию  $f(\gamma)$ :

$$f(\gamma) = A n_* \gamma^2 \exp \left[ - \int_1^\gamma \frac{mP(x)}{D(x)} dx \right], \quad (18)$$

где коэффициент  $A$  вычисляется из условия нормировки  $n_* = \int f(\gamma) d\gamma$ .

Уравнения (17) и (18) с учетом соотношений (4)—(8), (11)—(13) и (16) составляют замкнутую самосогласованную систему, полностью описывающую предлагаемую модель ПТР. Необходимо лишь определить область изменения независимых параметров рассматриваемой однородной модели.

Величину  $\omega_p$  мы выбирали из области с достаточно широкими пределами  $10^8 \leq \omega_p \leq 10^9 \text{ с}^{-1}$ , что коррелирует, в частности, с оценкой плотности тепловых электронов  $10^5 \leq n \leq 10^7 \text{ см}^{-3}$ , полученной в [24] для квазаров с широкими эмиссионными линиями. Там же полу-

чены оценки температуры электронов  $10^8 \leq T \leq 10^9$  К в указанных объектах. При вычислениях мы меняли температуру в более широких пределах  $T \geq 10^7$  К, однако существенной зависимости результирующих спектров от  $T$  не было замечено. Параметр  $\lambda \equiv n_e/n$  можно оценить, предполагая примерное равномерное распределение энергий релятивистских и тепловых электронов, т. е.  $k_B T \sim \lambda m c^2 \langle \gamma \rangle$ . Поскольку в нашей модели оказывается, что  $\lg \langle \gamma \rangle \approx 2 + 4$ , то значения  $10^{-5} \lesssim \lambda \lesssim 10^{-3}$  находятся в согласии с условием примерного равномерного распределения энергий. Этому же условию соответствует значение параметра  $q \equiv W_i/W_H = 1$ , которое и было использовано при вычислениях.

Величину  $\omega_H$  можно определить из условия, что плотность энергии магнитного поля  $W_H = H^2/8\pi$ , как правило, не может превышать теплового уровня  $W_T \equiv nk_B T$ . Тогда находим, что

$$\omega_H < \frac{1}{6} \left( \frac{T}{10^8 \text{ К}} \right)^{1/2} \omega_p. \quad (19)$$

Поэтому для указанных выше областей изменения параметров  $\omega$  и  $T$  можно считать, что  $10^4 \leq \omega_H \leq 10^7$  с<sup>-1</sup>. Отметим, что соответствующая область изменения магнитного поля  $10^{-3} \leq H < 1$  Гс широко обсуждается в литературе.

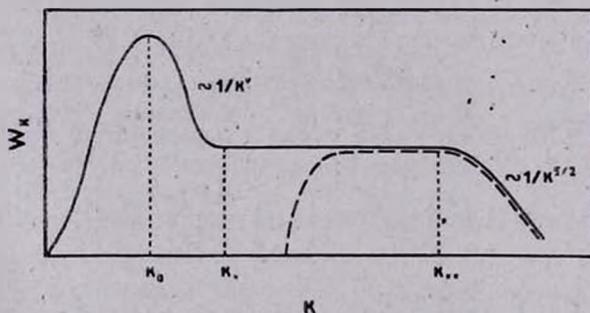


Рис. 1. Схематическое изображение спектра ленгмювской турбулентности  $W_l(k)$  в случае слабого (—) и сильного (---) радиационного затухания.

Одним из наиболее важных параметров предлагаемой модели КРИ является  $\kappa \equiv W_l^{(res)}/W_l$ , зависящий от спектра ленгмювской турбулентности. Здесь мы приведем оценку  $\kappa$  лишь для спектра турбулентности, схематически представленного на рис. 1 (сплошная кривая) и полученного в [21] в предельном случае слабого радиационного затухания ленгмювских волн в предположении, что турбулентность генерируется в резонансной области, а далее переходит в длин-

новолновую область  $k < \omega_p/c$  при нелинейном рассеянии на ионах плазмы. Используя приведенные в [21] для  $k_0$ ,  $k_*$  и  $k_{**}$  соотношения (4.63), (4.72) и (4.73), для  $\kappa$  получаем оценку

$$\kappa \approx 10^{-5} \left( \frac{n}{10^8 \text{ см}^{-3}} \right)^{1/4} \left( \frac{T}{10^8 \text{ К}} \right)^{-3/4} \left( \frac{W_I}{W_T} \right)^{-1/2} \quad (20)$$

Поскольку  $W_I \leq W_T$  (иначе произойдет турбулентный нагрев плазмы) и для рассматриваемой модели  $n > 10^2 \text{ см}^{-3}$ , то значение  $\kappa \sim 10^{-6}$  является нижней границей величины  $\kappa$ . Верхней же границей  $\kappa$  для приведенного спектра можно считать  $\kappa \sim 10^{-3}$ . Отметим, однако, что эти оценки могут оказаться сильно заниженными, поскольку если предположение о слабом радиационном затухании нарушается, то в длинноволновой области скапливается гораздо меньше плазмонов (см. рис. 1, пунктирная кривая). Кроме того, рассмотренный спектр  $W_I(k)$  может осуществляться лишь в случае весьма слабой турбулентности, когда  $k_0^2 D > \sqrt{W_I/W_T}$ , поскольку в противном случае происходит развитие модуляционной неустойчивости ленгмюровских волн, приводящей к интенсивной перекачке плазмонов в область коротких длин волн (см., например, [25]). Все это может привести к заметному увеличению  $\kappa$ . Однако вычисление спектра  $W_I(k)$  является самостоятельной задачей, выходящей за рамки настоящей работы. В данной работе мы в основном рассматривали область  $10^{-6} < \kappa < 10^{-3}$ .

3. Спектры релятивистских электронов максвелловского типа. Определение самосогласованных спектров электромагнитного излучения  $W(\omega)$  и релятивистских электронов  $f(\gamma)$  проводилось методом итераций. Для этого необходимо прежде всего задать параметры  $\omega_p$ ,  $\omega_H$ ,  $\kappa$ ,  $q$ ,  $\lambda$ ,  $R$  и  $T$ . При этом тепловой уровень  $W_T \equiv nk_B T$  должен быть не ниже уровней магнитной ( $W_H$ ) и турбулентной ( $W_I$ ) плотностей энергии. Далее задавалась начальная функция распределения  $f^{(0)}(\gamma)$ , нормированная на заданное значение  $n_*$ , и на основании соотношений (4)–(7) вычислялись  $J_s^{(1)}(\omega)$ ,  $J_c^{(1)}(\omega)$ ,  $\Gamma_s^{(1)}(\omega)$  и  $\Gamma_c^{(1)}(\omega)$  для синхротронного ( $s$ ) и комптоновского ( $c$ ) процессов. После этого, используя (9), учитывались также  $J_T(\omega)$  и затухание  $\Gamma_T(\omega)$  на тепловых электронах среды, и из (17) определялась спектральная плотность энергии излучения  $W^{(1)}(\omega)$  в первом приближении, а также интегральные характеристики  $W_0^{(1)}$  и  $W_I^{(1)}$  (16). Наконец, с учетом соотношений (6), (7), (11)–(13), находилась первая итерация функции распределения релятивистских электронов  $f^{(1)}(\gamma)$ , нормированная на заданное  $n_*$ . Далее процедура повторялась.

Как видно из уравнения (18), в области, где  $D \propto \gamma^p$ , функция распределения  $f \propto \gamma^{-\beta}$ . В предыдущих рассмотрении модели ПТР [16—18] качественные оценки указывали, что для коэффициентов диффузии релятивистских электронов при синхротронном ( $D_s$ ) и комптоновском ( $D_c$ ) индуцированном поглощении электромагнитного излучения можно ожидать зависимости  $D_{s,c} \propto \gamma^3$  в некотором интервале  $\gamma_* < \gamma < \gamma_{**}$ . Тогда с учетом радиационных потерь (136) для показателя степени релятивистских электронов получалось значение  $\beta \leq 3$  [18].

Рассматриваемая нами модель ПТР отличается тем, что в ней, кроме вышеуказанных коэффициентов диффузии  $D_s$  и  $D_c$ , учитывается также коэффициент диффузии  $D_0$ , определяемый параметром  $\kappa$ . Поэтому для  $\kappa \ll 1$  можно было ожидать, что релятивистские электроны будут описываться широкой степенной функцией распределения, как это предполагалось ранее [16—18]. Однако поиск таких решений самосогласованной задачи ПТР привел к отрицательному результату. На рис. 2а, б представ-

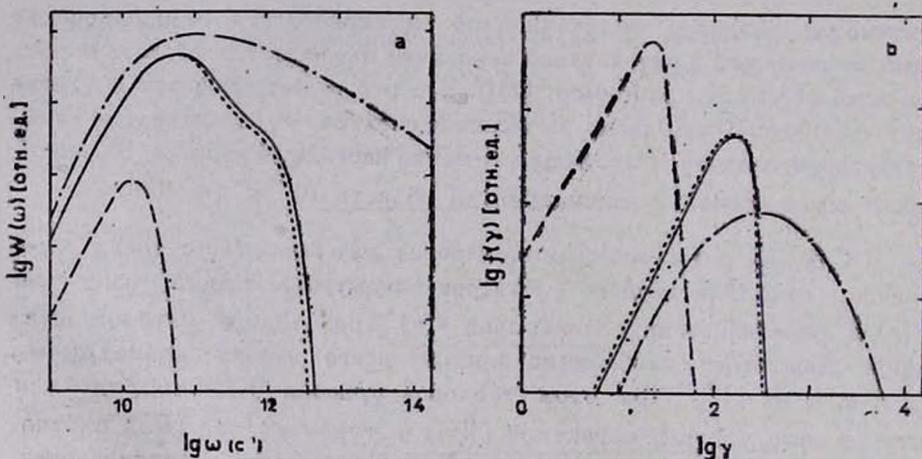


Рис. 2. Сходимости спектральной плотности энергии радиоизлучения  $\mathcal{W}^{(i)}(\omega)$  и функции распределения электронов  $f^{(i)}(\gamma)$  для набора начальных параметров  $\omega_p = 10^7 \text{ c}^{-1}$ ,  $\omega_H = 10^6 \text{ c}^{-1}$ ,  $R = 10^{18} \text{ см}$ ,  $\lambda = 10^{-4}$ ,  $q = 1$ ,  $T = 10^8 \text{ К}$  и мизерной  $\kappa = 10^{-9}$ . а — первая (— · — · —), вторая (— — —), третья (· · · · ·), четвертая (—) итерации спектра  $\mathcal{W}(\omega)$ ; б — первая (— — —), вторая (· · · · ·) и третья (—) итерации функции  $f(\gamma)$ ; начальная (— · — · —) функция  $f^{(0)}(\gamma) \propto \gamma^2 / (500 + \gamma)^5$ .

лены результаты последовательных итераций функций  $\mathcal{W}^{(i)}(\omega)$  и  $f^{(i)}(\gamma)$  для параметров  $\omega_p = 10^7 \text{ c}^{-1}$ ,  $\omega_H = 10^6 \text{ c}^{-1}$ ,  $R = 10^{18} \text{ см}$ ,  $\lambda = 10^{-4}$ ,  $q = 1$ ,  $T = 10^8 \text{ К}$  и мизерной величине  $\kappa = 10^{-9}$ . Как видно из приведенных

рисунков; 4-ая итерация практически совпадает с 3-ей, что свидетельствует о высокой степени сходимости указанной выше итерационной процедуры. При этом в качестве начальной была выбрана функция  $f^{(0)} \propto \gamma^2/(500 + \gamma)^5$ , переходящая в степенную функцию  $\propto \gamma^{-3}$  при  $\gamma \gg 500$ . Однако уже первая итерация имеет форму распределения максвелловского типа с характерным максимумом в области некоторого  $\gamma_0$  и резким завалом в области  $\gamma > \gamma_0$ . Дальнейшие итерации приводят лишь к уточнению величины  $\gamma_0$ , не меняя формы спектра.

Этот несколько неожиданный результат связан прежде всего с тем, что даже при ничтожно малой величине  $x$  ускорение релятивистских электронов происходит преимущественно за счет индуцированного поглощения резонансных ленгмюровских плазмонов, а не за счет поглощения электромагнитного излучения. В этом можно убедиться, сравнивая коэффициенты диффузии  $D_s$  и  $D_c$  с  $D_0$ . Как будет показано во второй части работы, спектр  $W(\omega)$  может быть аппроксимирован как  $W(\omega_R) (\omega/\omega_R)^2$  в оптически непрозрачной области частот  $\omega < \omega_R$ , а в области  $\omega > \omega_R$  спектр либо плоский, либо убывающий. Тогда, используя (7) и (11), нетрудно получить, что в области  $\gamma < \gamma_c \equiv \sqrt{\omega_R/\omega_p}$  коэффициент диффузии  $D_c$  возрастает как  $\gamma^2$ :

$$D_c(\gamma) \simeq \frac{\pi^2 e^2}{\omega_p} W_l \cdot \frac{W(\omega_R) \omega_R}{\gamma_c^4 n m c^2} \left( \frac{\gamma}{\gamma_c} \right)^2. \quad (21)$$

$D_c$  достигает максимума при  $\gamma \sim \gamma_c$ , а далее падает  $\propto \gamma^{-2}$ . Сравнивая (21) с (12), легко заметить что  $D_0$  может быть значительно выше  $D_c$  даже при  $x \ll 1$ , поскольку в КРИ, как правило,  $W(\omega_R) \omega_R \ll n m c^2$ , а  $\gamma_c \gtrsim 10^2$ . Заметим, что две степени  $\gamma_c$  в знаменателе (21) обязаны зависимости  $\omega_c(\omega, \gamma) \propto \gamma^{-2}$  и еще две степени  $\gamma_c$  возникают от  $\omega_R$  при переходе от  $W(\omega_R)$  к характерной интегральной плотности энергии  $W(\omega_R) \omega_R$ . Выражая последнее через наблюдательную величину — светимость,  $L_R = \pi R^2 c W(\omega_R) \omega_R$ , в области частот  $\omega \sim \omega_R$ , находим, что  $D_0 > D_c$  при всех  $\gamma$ , если

$$x \gtrsim 10^{-9} L_{R,42} R_{18}^{-2} \omega_{R,10}^{-2}. \quad (22)$$

Здесь  $A_n \equiv A/10^n$ , при этом размерные величины подразумеваются в системе единиц СГС, например,  $R_{18} \equiv R/10^{18}$  см, а  $\omega_{R,10} \equiv \omega_R/10^{10}$  с<sup>-1</sup>.

Оценка синхротронного коэффициента диффузии  $D_s$  приводит к выражению, аналогичному (21), с той разницей, что  $D_s \propto W_H$ , а максимум  $D_s$  достигается при  $\gamma \sim \gamma_s \equiv \sqrt{\omega_R/\omega_p}$ . В результате можно получить, что при

$$x \geq 10^{-7} L_{R.43} R_{18}^{-2} \omega_{R.10q}^{-2} \frac{\omega_p}{10 \omega_H} \quad (23)$$

коэффициент диффузии  $D_0 \geq D_*$  при любых  $\gamma$ .

Таким образом, даже при незначительной величине  $x$  практически для всех  $\gamma$  можно считать  $D(\gamma) \simeq D_0 = \text{const}$ . Тогда из соотношений (13) и (18) легко находим аналитический вид спектра релятивистских электронов:

$$f(\gamma) = A_{n*} \gamma^3 \exp \left[ -\frac{m}{D_0} \left( P_i + \frac{1}{3} P_r \right) \gamma \right]. \quad (24)$$

Отсюда следует, что  $f \propto \gamma^3$  для  $\gamma < \gamma_0$ , где  $\gamma_0$  определяется из условия

$$\frac{m}{D_0} \left[ P_i + \frac{1}{3} P_r(\gamma_0) \right] \gamma_0 = 1. \quad (25)$$

В области же  $\gamma > \gamma_0$  функция  $f$  резко спадает — либо как  $\exp(-\gamma/\gamma_0)$  (распределение Максвелла), если  $P_r(\gamma_0) \ll P_i$ , либо как  $\exp(-\gamma/\gamma_0)^3$  (распределение максвелловского типа), если  $P_r(\gamma_0) \geq P_i$ . Используя выражения (13а) и (13б), находим значение лоренц-фактора  $\gamma_1$ , при котором радиационные и ионизационные энергетические потери сравниваются:

$$\gamma_1 = 36 \left( \frac{10^8 \text{ K}}{T} \right)^{1/2} \left[ (1 + 0.5q + s) \frac{W_H}{W_T} \right]^{-1/2}, \quad (26)$$

где  $s \equiv W_i/W_H$ . Из (26) следует, что в области  $\gamma \geq 100$  радиационные энергетические потери являются преобладающими. Следовательно, чисто экспоненциальное падение  $f$  после достижения максимума при  $\gamma \sim \gamma_0$  может наблюдаться лишь в случае  $\gamma_0 \ll 100$ . В большинстве же случаев оказывается, что  $\gamma_0 > 100$ . Действительно, пренебрегая в уравнении (26) ионизационными потерями, для  $\gamma_0$  получаем оценку

$$\gamma_0 = 3 \cdot 10^3 n_6^{-1/6} x_{-5}^{1/3} \left( \frac{q}{1 + 0.5q + s} \right)^{1/3}. \quad (27)$$

Как видно из (27), зависимость  $\gamma_0$  от  $n$ ,  $q$ ,  $s$  и  $x$  достаточно слабая. Поэтому можно утверждать, что для указанных выше областей изменения этих параметров в рассматриваемой нами модели КРИ характерное значение  $\gamma_0 \sim 10^3$ , что подтверждается также и численными расчетами (см. рис. 3). Отметим, что в наиболее активных КРИ, таких, как квазары и ЯАГ, плазма может быть радиационно доминированной, и величина  $s \gg 1$ , что может приводить к некоторому уменьшению  $\gamma_0$ . Однако даже в этом случае  $\gamma_0 > 10^2$  (см. часть II). В этом

случае релятивистские электроны описываются функцией распределения максвелловского типа

$$f(\gamma) \propto \gamma^2 e^{-(\gamma/\gamma_0)^2}. \quad (28)$$

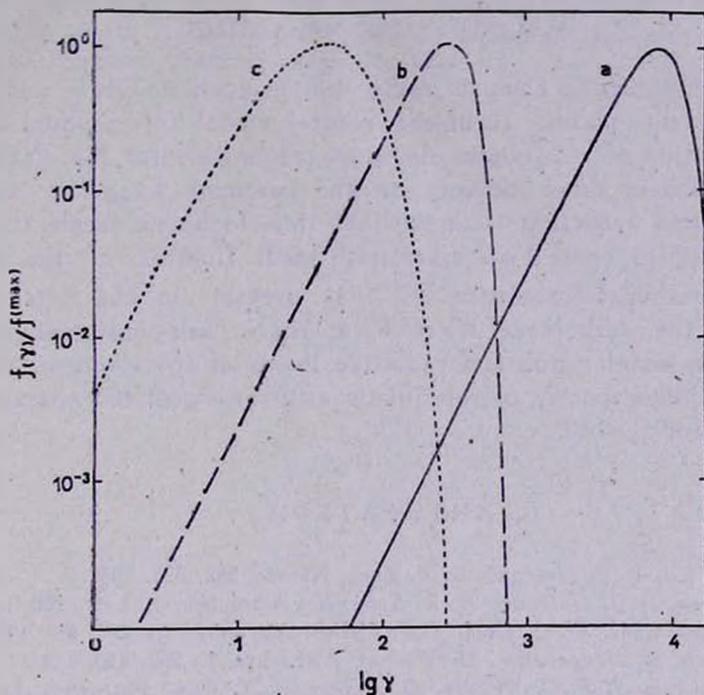


Рис. 3. Функция распределения релятивистских электронов  $f(\gamma)$  для различных наборов параметров модели ПТР: а — (—)  $\omega_p = 10^5 \text{ с}^{-1}$ ,  $\omega_H = 10^3 \text{ с}^{-1}$ ,  $R = 10^{19} \text{ см}$ ,  $\lambda = 10^{-5}$ ,  $\alpha = 10^{-6}$ ; б — (---)  $\omega_p = 10^7 \text{ с}^{-1}$ ,  $\omega_H = 10^4 \text{ с}^{-1}$ ,  $R = 10^{20} \text{ см}$ ,  $\lambda = 10^{-4}$ ,  $\alpha = 10^{-4}$ ; в — (⋯)  $\omega_p = 10^7 \text{ с}^{-1}$ ,  $\omega_H = 10^3 \text{ с}^{-1}$ ,  $R = 10^{19} \text{ см}$ ,  $\lambda = 10^{-3}$ ,  $\alpha = 10^{-6}$ . Во всех вариантах  $T = 10^8 \text{ К}$  и  $q = 1$ .

Как следует из этого выражения, спектр релятивистских электронов (28) спадает в области  $\gamma < 100$ . Такое поведение  $f(\gamma)$  хорошо согласуется с выводами, сделанными в [13, 14] из наблюдательного факта отсутствия заметного фарадеевского вращения плоскости поляризации радиоизлучения КРИ. Как будет показано во второй части данной работы, полученное распределение релятивистских электронов может обеспечить как наблюдаемые от КРИ плоские спектры радиоизлучения, так и высокие значения яркостной температуры  $T_{\text{br}} \sim 10^{11} \div 10^{12} \text{ К}$  [8].

# COMPACT RADIO SOURCES AS A PLASMA TURBULENT REACTOR. I. FORMATION OF MAXWELL-LIKE SPECTRA OF RELATIVISTIC ELECTRONS AT THE ACCELERATION ON THE RESONANT LANGMUIR WAVES

А. М. АТОЯН, А. НАГАПЕТИАН

For extragalactic compact radio sources such as QSOs and AGNs a self-consistent plasma turbulent reactor model is proposed wherein the acceleration of relativistic electrons responsible for the electromagnetic radiation of these objects on the resonant Langmuir waves in thermal plasma occurs. It is shown that this stochastic acceleration process is dominant even if an extremely small fraction of the energy density of resonant turbulence  $W_l^{(res)}$  is present in the total energy density of the turbulence  $W_l \sim W_H \leq nk_B T$ . Self-consistent consideration of the acceleration and radiative losses of the electrons leads to the Maxwell-like spectra of relativistic electrons with the characteristic Lorentz-factor  $\gamma_0 \sim 10^3$ .

## ЛИТЕРАТУРА

1. W. H.-M. Ku, D. J. Helfand, L. B. Lucy, *Nature*, **288**, 323, 1980.
2. F. N. Owen, D. J. Helfand, S. R. Spangler, *Astrophys. J., Lett.*, **250**, L55, 1981.
3. G. R. Blumenthal, W. C. Keel, J. S. Miller, *Astrophys. J.*, **257**, 499, 1982.
4. D. J. Ennis, G. Neugebauer, M. Werner, *Astrophys. J.*, **262**, 450, 1982.
5. H. Tananbaum, J. F. C. Wardle, G. Zamorant, Y. Avni, *Astrophys. J.*, **268**, 60, 1983.
6. G. Fabbiano, L. Miller, G. Trinchieri, M. Longair, M. Elvis, *Astrophys. J.*, **277**, 115, 1984.
7. M. C. Begelman, R. D. Blandford, M. J. Rees, *Rev. Mod. Phys.*, **56**, 255, 1984.
8. K. I. Kellerman, I. I. K. Paulini-Toth, *Ann. Rev. Astron. and Astrophys.*, **19**, 373, 1981.
9. А. Пахольчик, *Радиогалактики*, Мир, М., 1980.
10. R. Landau, T. W. Jones, E. E. Epstein, G. Neugebauer, B. T. Soifer, M. W. Werner, J. J. Puschell, T. J. Bolonek, *Astrophys. J.*, **268**, 68, 1983.
11. R. E. Rothschild, R. F. Mushotzky, W. A. Baity, D. E. Gruber, J. L. Matteson, L. E. Peterson, *Astrophys. J.*, **269**, 423, 1983.
12. D. M. Worrall, F. E. Marshall, *Astrophys. J.*, **276**, 434, 1984.
13. J. F. C. Wardle, *Nature*, **269**, 563, 1977.
14. T. W. Jones, P. E. Hardee, *Astrophys. J.*, **228**, 268, 1979.
15. S. S. Spangler, *Astrophys. Lett.*, **20**, 123, 1980.
16. С. А. Каплан, В. Н. Цытович, *Плазменная астрофизика*, Наука, М., 1972.
17. В. Н. Цытович, А. С. Чихачев, *Астрон. ж.*, **46**, 486, 1969.
18. C. A. Norman, D. Ter Haar, *Phys. Repts*, **17**, 307, 1975.

19. С. Б. Пикельнер, В. Н. Цытович, Ж. эксперим. и теор. физ., 55, 977, 1968.
20. В. Гайтлер, Квантовая теория излучения, ГТТИ, М., 1940.
21. В. Н. Цытович, Теория турбулентной плазмы, Атомиздат, М., 1971.
22. В. Л. Гимзбург, С. И. Сыроватский, Ж. эксперим. и теор. физ., 28, 1865, 1964.
23. G. R. Blumenthal, R. J. Gould, Rev. Mod. Phys., 42, 237, 1970.
24. J. H. Krolk, G. F. McKee, G. B. Tarter, Astrophys. J., 249, 422, 1981.
25. В. Д. Шапиро, В. И. Шевченко, в сб. «Основы физики плазмы», ред. Р. Э. Сагдеев, М. Н. Розенблют, Энергоатомиздат, М., 1984.

УДК: 524.82

АНИЗОТРОПИЯ И ПОЛЯРИЗАЦИЯ РЕЛИКТОВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ  
КАК ТЕСТ НА НЕРАВНОВЕСНУЮ ИОНИЗАЦИЮ  
ДОГАЛАКТИЧЕСКОЙ ПЛАЗМЫ

П. Д. НАСЕЛЬСКИЙ, А. Г. ПОЛНАРЕВ

Поступила 20 мая 1986

Принята к печати 2 марта 1987

Рассмотрено возникновение мелкомасштабной анизотропии и поляризации в модели нестационарной ионизации догалактической плазмы. Показано, что отношение степени поляризации к степени анизотропии мало чувствительно к конкретному режиму ионизации и составляет 7—8%. Однако характерный корреляционный угол в распределении анизотропии и поляризации реликтового излучения на небесной сфере существенным образом зависит от параметров неравновесной ионизации.

1. *Введение.* Поиск мелкомасштабной анизотропии реликтового электромагнитного излучения (РИ) — одна из наиболее актуальных задач наблюдательной космологии. Пока имеются лишь верхние ограничения на анизотропию РИ, но даже эти ограничения позволяют получить ценную информацию об эпохе, предшествовавшей стадии образования наблюдаемой крупномасштабной структуры во Вселенной [1]. Обнаружение мелкомасштабной анизотропии РИ сыграло бы важную роль для уточнения современных представлений о динамике рекомбинации догалактического водорода [2—6].

Имеющиеся верхние ограничения уровня анизотропии РИ вступают в противоречия с целым рядом возможных сценариев образования галактик и их скоплений [7—10]. Эти противоречия следует трактовать либо как аргумент против конкретной теории происхождения крупномасштабной структуры во Вселенной, либо как указание на необходимость пересмотра общепринятых представлений о динамике просветления догалактической плазмы для РИ. Вот почему в литературе активно обсуждаются альтернативные модели рекомбинации водорода, в основе которых лежит гипотеза о вторичном разогреве плазмы [11—13], или, что представляется нам наиболее обещающим, концепция неравновесной ионизации водорода [6—14].

Неравновесная ионизация водорода может быть обусловлена целым рядом причин. В качестве «ионизатора» могут выступать взрывы первич-

ных звезд [13], активность молодых галактик [11], распады нестабильных гипотетических частиц [6] (например, массивных нейтрино [15]), испарение первичных черных дыр [16] и т. д. При достаточно мощном ионизаторе рекомбинация водорода может затянуться до красных смещений  $z \ll 10^3$  и даже вообще отсутствовать [6].

Учет этого обстоятельства приводит к понижению предсказываемого теорией уровня мелкомасштабной анизотропии РИ для всех моделей образования структуры во Вселенной, устраняя отмеченные выше противоречия с наблюдениями РИ [10, 14].

В последнее время стало ясно, что важным дополнительным источником информации о динамике рекомбинации водорода и режима неравновесной ионизации плазмы являются данные о поляризации РИ [17].

Генерация поляризации происходит за счет рассеяния анизотропного излучения на свободных электронах плазмы [18] в процессе ее просветления для РИ.

Важно подчеркнуть, что чувствительность современных поляризационных измерений уже вплотную приблизилась к чувствительности измерения анизотропии РИ [19]. Поэтому анализ поляризации РИ является важным наблюдательным тестом для выяснения ионизационной истории догалактического водорода.

Материал статьи распределен следующим образом. В разделе 2 приводятся основные соотношения, описывающие динамику рекомбинации и неравновесной ионизации водорода. Затем, в разделе 3 дается сводка основных параметров адиабатических возмущений метрики, являющихся генератором анизотропии и поляризации РИ. В 4 приводятся исходные уравнения, описывающие отклик РИ на неоднородности гравитационного поля. Раздел 5 посвящен анализу квазистационарного режима генерации анизотропии и поляризации излучения, возникающего при малых скоростях изменения оптической толщи плазмы. В 6 рассчитывается анизотропия и поляризация РИ в период просветления плазмы для разных ионизационных режимов поведения водорода. В разделе 7 мы обсуждаем наблюдательные следствия неравновесной ионизации догалактического водорода в рамках конкретных моделей образования крупномасштабной структуры во Вселенной.

2. Основные режимы рекомбинации и неравновесной ионизации догалактического водорода. При расчете анизотропии и поляризации РИ в поле адиабатических возмущений метрики, динамику просветления догалактической плазмы для РИ можно описать функцией

$$f(\eta) = -\tau'(\eta) \exp[-\tau(\eta)], \quad (1)$$

где  $\eta = \int \frac{dt}{a}$  — конформное время,  $a$  — масштабный фактор,  $\tau(\eta)$  —

оптическая толщина плазмы по томсоновскому рассеянию, которая набирается от момента  $\eta$  и до настоящего времени  $\eta_*$ . Здесь и далее штрих означает производную по  $\eta$ , а скорость света принята равной единице.

Из определения оптической толщи следует, что величина  $q \equiv -\tau'(\eta)$  пропорциональна плотности свободных электронов.

Вблизи момента просветления  $\eta_*$  функцию  $f(\eta)$  с большой точностью можно аппроксимировать гауссовской кривой с параметрами  $\eta_*$  и  $\Delta_*$ :

$$f(\eta) = q_* \exp \left[ -\tau_* - \frac{(\eta - \eta_*)^2}{2\Delta_*^2} \right]. \quad (2)$$

В стандартной модели рекомбинации водорода моменту  $\eta_*$  соответствует красное смещение  $z = 10^3$ , а  $\Delta_* = 0.03 \eta_*$ . В моделях с неравновесной ионизацией водорода вопрос о соотношении между  $\Delta_*$  и  $\eta_*$  должен решаться с учетом конкретных свойств источников ионизации, обуславливающих темп изменения оптической толщи плазмы  $\tau$  во времени. Несмотря на многообразие механизмов неравновесной ионизации догалактического водорода (распады черных дыр или нестабильных лептонов, взрывы первичных звезд и т. д.) все варианты изменения оптической толщи плазмы во времени, а, следовательно, функций  $f(\eta)$  и  $q(\eta)$ , можно свести к двум основным режимам: „слабой“ и „сильной“ ионизации водорода.

В режиме слабой ионизации инжекция в плазму высокоэнергичных квантов или электронов от источников не приводит к существенному изменению момента просветления  $\eta_* = \eta_*^{(0)}$  (где  $\eta_*^{(0)}$  соответствует моменту просветления плазмы в стандартной модели рекомбинации водорода), но сопровождается увеличением полуширины просветления  $\Delta_*$ , вплоть до  $\Delta_* - \eta_*$ . Такой режим характерен для ситуаций, когда источник ионизации имеет период полураспада  $\tau_i \sim \eta_*$  и обеспечивает скорость ионизации атомов водорода  $\Lambda_i \simeq 10^{-10} + 10^{-12}$  частиц/с [6].

В режиме сильной ионизации происходит не только увеличение  $\Delta_*$ , но и сам момент просветления плазмы  $\eta_*$  смещается в область красных смещений  $z \ll 10^3$ . При скорости ионизации  $\Lambda_i \simeq 10^{-10} - 10^{-12}$  частиц/с этот режим устанавливается при  $\tau_i \gg \eta_*$ .

3. Основные характеристики адиабатических возмущений в период просветления плазмы для РИ. В эпоху генерации анизотропии и поляризации РИ во Вселенной присутствуют ионизованный водород и гелий, безмассовые нейтрино и реликтовые гравитирующие частицы — носители «скрытой массы» скоплений и сверхскоплений галактик. Это могут быть аксионы, гравитино, нестабильные нейтрино и другие гипотетические части-

цы, существование которых предсказывается современными теориями «Великого объединения» фундаментальных взаимодействий [20].

До момента отделения плазмы от излучения перечисленные выше формы материи образуют двухжидкостную смесь, состоящую из ультрарелятивистского компонента с уравнением состояния  $P_r = \epsilon_r/3$  и «пылевидного» (нерелятивистского компонента) с уравнением состояния  $P = 0$ . В этой модели изменение масштабного фактора во времени дается известным выражением [21]:

$$a(\eta) = a_0 \eta (\eta + \eta_0), \quad (3)$$

где  $\eta_0 = 2/(\sqrt{2} - 1) \cdot \eta_{eq}$ ,  $\eta_{eq}$  — момент равенства плотностей релятивистского и нерелятивистского компонентов.

В соответствии с предсказаниями современных инфляционных сценариев эволюции Вселенной (см. обзор [22]), далее мы будем рассматривать модели с плоским сопутствующим пространством, полагая тем самым сегодняшнюю безразмерную плотность материи  $\Omega = \rho_{\text{tot}}/\rho_{cr}$  равной 1.

Представим относительные возмущения плотности материи  $\delta(\eta, \vec{x})$  и связанные с ними адиабатические возмущения метрики  $h_{\mu\nu}^{\delta}(\eta, \vec{x})$  в виде интегралов Фурье.

Каждая из фурье-компонентов контраста плотности реликтовых гравитирующих частиц изменяется во времени следующим образом [23]:

$$\delta_R(\eta) = \frac{A_{\vec{k}}}{120} \left( 1 + 6 \frac{\eta^2}{\eta_0^2} + 6 \frac{\eta}{\eta_0} \right) \dot{k}^2 \eta_0. \quad (4)$$

Здесь  $A_{\vec{k}}$  — случайная амплитуда возмущений метрики, распределенная по нормальному закону и удовлетворяющая следующему условию:

$$\langle A_{\vec{k}} A_{\vec{k}'}^* \rangle = g_0(k) P(k) \delta(\vec{k} - \vec{k}'), \quad (5)$$

где  $g_0(k)$  — начальный спектр возмущений метрики;  $P(k)$  — передаточная функция, связывающая между собой начальный спектр  $g_0(k)$  и спектр  $\Phi(k) = g_0(k) P(k)$  в любой момент времени  $\eta \gg \eta_{eq}$ ;  $\delta(\vec{k})$  — дельта-функция Дирака,  $\langle \dots \rangle$  означают усреднение по статистическому ансамблю флуктуаций.

Вид передаточной функции  $P(k)$  определяется характером поведения адиабатических возмущений метрики как до, так и после момента просветления плазмы для РИ и зависит от типа носителей «скрытой массы» во Вселенной [7, 9].

4. Адиабатические возмущения метрики как генератор анизотропии и поляризации реликтового излучения. Поляризацию и анизотропию РИ в слабо неоднородной среде удобно описывать в терминах флуктуаций температуры  $\Delta_A = \left(\frac{\Delta T}{T}\right)_A$ ;  $\Delta_P = \left(\frac{\Delta T}{T}\right)_P$ , которые соответствуют отклонениям равновесной функции распределения квантов от изотропного (индекс  $A$ ) и неполяризованного (индекс  $P$ ) состояний [9].

В линейном по амплитуде возмущений приближении фурье-компоненты величин  $\Delta_A$  и  $\Delta_P$  описываются системой уравнений [9]:

$$\Delta'_{A\bar{k}} + (i\mu k + q) \Delta_{A\bar{k}} = -\frac{1}{2} h_{\alpha\bar{k}}^{\beta} L^{\alpha} L_{\beta} + q \left\{ \Delta_{A\bar{k}}^{(0)} + \frac{1}{2} P_2(\mu) [\Delta_{A\bar{k}}^{(2)} + \Delta_{P\bar{k}}^{(2)} - \Delta_{P\bar{k}}^{(0)}] + \mu v_{\bar{k}}^{\alpha} L_{\alpha} \right\}, \quad (6)$$

$$\Delta'_{P\bar{k}} + (i\mu k + q) \Delta_{P\bar{k}} = \frac{1}{2} q [1 - P_2(\mu)] [\Delta_{P\bar{k}}^{(0)} - \Delta_{A\bar{k}}^{(2)} - \Delta_{P\bar{k}}^{(2)}], \quad (7)$$

где  $L^{\alpha}$  — единичный вектор вдоль луча зрения,  $v_{\bar{k}}^{\alpha}$  — фурье-компоненты пекулярной скорости электронов,  $\mu = \frac{(\bar{k}\bar{L})}{k}$ ,  $P_L(\mu)$  — полином Лежандра, верхний индекс обозначает соответствующий компонент разложения  $\Delta_{A\bar{k}}$  и  $\Delta_{P\bar{k}}$  в ряд по полиномам Лежандра.

Ранее отмечалось (см., например, [25]), что основной вклад в мелко-масштабную анизотропию РИ дает эффект гравитационного смещения частоты квантов (т. е. эффект Сакса—Вольфа) с учетом рассеяния квантов на свободных электронах. В уравнении (6) этому процессу соответствует первое слагаемое в правой части. Пренебрегая остальными членами и учитывая связь между  $h_{\alpha\bar{k}}^{\beta}$  и  $\delta_{\bar{k}}^{\alpha}$ ,  $h_{\alpha\bar{k}}^{\beta} L^{\alpha} L_{\beta} = -2\delta_{\bar{k}}^{\alpha} \mu^{\alpha}$ , уравнение (6) приводим к следующему виду:

$$\Delta'_{A\bar{k}} + (i\mu k + q) \Delta_{A\bar{k}} = \frac{A_{\bar{k}}}{20} k^2 \mu^2 \eta_0 \left( 1 + 2 \frac{\eta}{\eta_0} \right). \quad (8)$$

5. Квазистационарная генерация анизотропии и поляризации РИ. Прежде чем приступить к анализу системы уравнений (7), (8), с учетом немгновенности периода просветления плазмы для излучения, остановимся на обсуждении квазистационарного режима генерации анизотропии и поляризации РИ [26], когда

$$\Delta'/\Delta \ll |ik\mu + q|.$$

В этом приближении задача о расчете  $\Delta_P$  и  $\Delta_A$  допускает точное решение,

отражающее основные закономерности более общего режима немгновенного просветления плазмы:

$$\Delta_{A\bar{k}} = \frac{A_{\bar{k}} (1 + 2\tau_1/\tau_0)}{20 (ik\mu + q)} k^2 \mu^2 \tau_0, \quad (9)$$

$$\Delta_{P\bar{k}} = \frac{3 (1 - \mu^2) q \Delta_{A\bar{k}}^{(2)}}{4 (ik\mu + q)} \left\{ 1 - \frac{9}{8} \frac{q^2}{k^2} \varphi(x) \right\}^{-1}, \quad (10)$$

где  $\varphi(x) = \frac{x^2 + 2}{x} \arctg x + \frac{1}{x^2} \left( \frac{\arctg x}{x} - 1 \right) - \frac{5}{3}$ ;  $x = k/q$ .

Для описания распределения анизотропии и поляризации РИ на небесной сфере нам потребуются корреляционные функции

$$\begin{pmatrix} C_A(\alpha) \\ C_P(\alpha) \end{pmatrix} = \left\langle \begin{pmatrix} \Delta_A(\bar{L}_1) \Delta_A^*(\bar{L}_2) \\ \Delta_P(\bar{L}_1) \Delta_P^*(\bar{L}_2) \end{pmatrix} \right\rangle \quad (11)$$

и дисперсии  $C_A(0) = C_A(\alpha=0)$ ;  $C_P(0) = C_P(\alpha=0)$ , где  $\alpha = \arccos \bar{L}_1 \bar{L}_2$ , а  $\langle \dots \rangle$  означают усреднение по статансамблю флуктуаций. Кроме того, следуя [9], мы введем относительную степень поляризации РИ, определив ее как

$$\Pi^2 = C_P(0)/C_A(0). \quad (12)$$

Чтобы не усложнять анализ  $\Pi$  в квазистационарном режиме генерации поляризации громоздкой процедурой интегрирования по спектру  $g_0(k)$ , ниже мы рассмотрим простую модель, когда

$$g_0(k) = b_0^2 \delta(k - k_0). \quad (13)$$

Важной особенностью этой модели является независимость  $\Pi$  от вида передаточной функции  $P(k, \eta)$  и амплитуды спектра, что приводит к автономной зависимости относительной степени поляризации от времени и  $k_0$ :

$$\Pi(x_0) = \frac{3}{8} \frac{\varphi_1(x_0)}{x_0^2 \left[ 1 - \frac{9}{8} \varphi(x_0)/x_0^2 \right]}, \quad (14)$$

где  $x_0 = k_0/q(\eta)$ ,  $\varphi_1(x) = \left[ \frac{\arctg x}{x} \left( 1 + \frac{3}{x^2} \right) - \frac{3}{x^3} \right] \left[ \frac{1}{3} + \frac{2}{x^2} \left( \frac{\arctg x}{x} - 1 \right) \right]^{-1/2}$ .

На рис. 1 показано поведение функции  $\Pi(x_0)$  в зависимости от параметра  $x_0$ . Как видно из этого рисунка, максимум  $\Pi(x_0)$  достигается при  $x_0 = 0$  и составляет  $\Pi_{\max} = 0.41$ . В диапазоне  $x_0 \ll 3$  функция  $\Pi(x_0)$  может быть аппроксимирована следующим простым выражением:

$$\Pi(x_0) \simeq \frac{0.41}{1 + 0.55 x_0^{3/2}}, \quad (15)$$

обладающим погрешностью по отношению к (14) не выше 8%.

По мере приближения системы к моменту просветления, распределение  $\Pi(x_0)$  будет все более отклоняться от квазистационарного режима, поскольку при  $\eta \sim \eta_*$  уже нельзя пренебрегать производными от  $\Delta_R$  и  $\Delta_A$ . В этом случае мы приходим к задаче о расчете  $\Pi$  в модели немгновенного просветления плазмы для РИ, обсуждению которой посвящены следующие разделы работы.

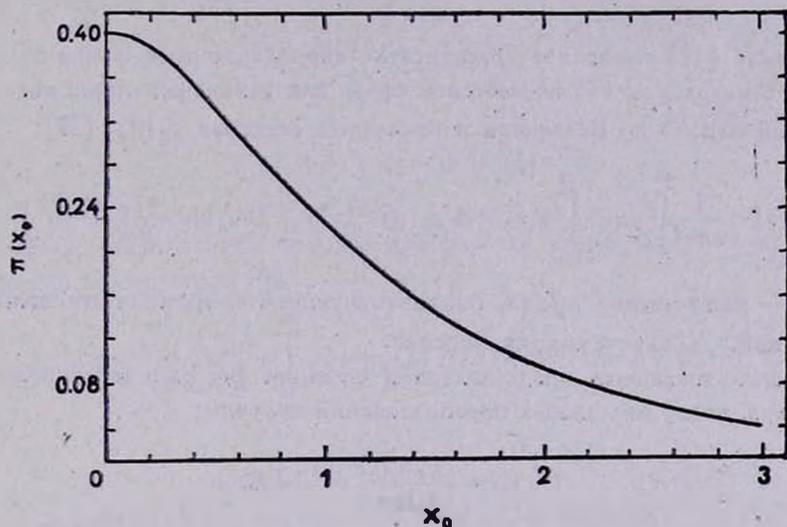


Рис. 1. Отношение поляризации к анизотропии в квазистационарном решении при  $\delta$ -образном спектре КГВ.  $x_0 = k/q$ .

6. *Анизотропия и поляризация РИ в период просветления плазмы.* Рассмотрим вопрос о величине анизотропии и поляризации РИ, порождаемых начальными адиабатическими возмущениями метрики в эпоху просветления водородной плазмы для РИ. В отличие от обсуждавшегося в разделе 5 квазистационарного режима, учет скорости изменения  $\Delta_{Rk}$  и  $\Delta_{Ak}$  по мере убывания оптической толщи позволяет нам проследить зависимость корреляционных характеристик  $C_A(\alpha)$  и  $C_R(\alpha)$  от ионизационного режима просветления водородной плазмы. Для решения этой задачи обратимся к анализу системы (7), (8) и представим  $\Delta_{Ak}$  в следующей интегральной форме:

$$\Delta_{A\bar{k}}(\eta) = \frac{A_{\bar{k}}}{20} k^2 \mu^2 \eta_0 e^{-ik\mu\eta + \tau(\eta)} I_{\bar{k}}(\mu, \eta); \quad (16)$$

$$\text{где } I_{\bar{k}} = \int_0^{\eta} d\eta' \left(1 + 2 \frac{\eta'}{\eta_0}\right) e^{ik\mu\eta' - \tau(\eta')}.$$

$I_{\bar{k}}$  вычисляется методом перевала, что дает:

$$\Delta_{A\bar{k}}(\eta_n, \mu) = \frac{A_{\bar{k}}}{10} \sqrt{2\pi} q_* \Delta_* \exp \left[ -ik\mu(\eta_n - \eta_*) - \tau_* - \frac{k^2 \Delta_*^2 \mu^2}{2} \right] \left[ (1 + \eta_0/2\eta_*) ik\mu\eta_* - k^2 \Delta_*^2 \mu^2 - 1 \right]. \quad (17)$$

Выражение (17) позволяет рассчитать корреляционную функцию флуктуаций температуры РИ на небесной сфере для различных типов носителей «скрытой массы» во Вселенной и начальных спектров  $g_0(k)$  [27]:

$$C_A(a) = \frac{1}{4\pi^2} \int_0^{\infty} dk k^2 \int_{-1}^1 d\mu < |\Delta_{A\bar{k}}(\mu)|^2 > J_0 \left( 2k\eta_n \sin \frac{a}{2} \sqrt{1-\mu^2} \right), \quad (18)$$

где  $\eta_n$  — конформное время, соответствующее современному возрасту Вселенной,  $J_0(x)$  — функция Бесселя.

Воспользовавшись представлением функции Бесселя через полиномы Лежандра, после несложных преобразований получим:

$$C_A(a) = \frac{(q_* \Delta_*)^2}{100\pi} e^{-2\tau_*} \widehat{L} J_0, \quad (19)$$

где оператор  $\widehat{L} = 1 + (\eta_*^2 + 2\Delta_*^2) \frac{d}{d(\Delta_*^2)} + \Delta_*^4 \frac{d^2}{d(\Delta_*^2)^2}$

$$J_0(a) = \sum_{L=2}^{\infty} (2L+1) P_L(\cos a) \times \\ \times \int_0^1 d\mu \int_0^{\infty} dk k^2 g_0(k) P(k) \frac{J_{2L+1}(2k\eta_n \sqrt{1-\mu^2})}{2k\eta_n \sqrt{1-\mu^2}} e^{-k^2 \Delta_*^2 \mu^2}. \quad (20)$$

Рассмотрим теперь вопрос о корреляционных характеристиках поляризации РИ. Для этого перейдем в уравнении (7) от  $\Delta_{\rho\bar{k}}$  к

$$\Phi_{\rho\bar{k}} = \frac{4}{3} (1-\mu^2)^{-1} \Delta_{r\bar{k}},$$

тогда

$$\Phi'_{P\bar{k}} + (ik\mu + q) \Phi_{P\bar{k}} = \frac{9}{16} q \int_{-1}^1 d\mu (1 - \mu^2)^2 \Phi_{P\bar{k}}(\mu) - q \Delta_{A\bar{k}}^{(2)}. \quad (21)$$

Воспользовавшись приближенным методом, подробно изложенным в [26] для случая гравитационных волн, окончательно получим:

$$\Delta_{P\bar{k}}(\eta_n) = \frac{3}{320} (1 - \mu^2) A_{\bar{k}} k^2 \eta_0 e^{-ik\mu\eta_n} \int_0^{\eta_n} d\eta' q(\eta') e^{ik\mu\eta' - \frac{3}{5}\tau(\eta')} \int_0^{\eta'} d\eta'' (1 + 2\eta''/\eta_0) e^{-\frac{3}{5}\tau(\eta'')} F_{\bar{k}}(\eta'' - \eta'), \quad (22)$$

где

$$F_{\bar{k}}(x) = \int_{-1}^1 d\mu \mu (3\mu^2 - 1) e^{ik\mu x}.$$

Выражение (22) является основой для расчета корреляционной функции и дисперсии поляризации РИ:

$$C_P(0) = \left(\frac{3}{640\pi}\right)^2 \eta_0^2 \int_0^\infty dk k^6 g_0(k) P(k) \int_{-1}^1 d\mu (1 - \mu^2)^2 |\xi_{\bar{k}}(\mu)|^2, \quad (23)$$

где

$$\xi_{\bar{k}}(\mu) = \int_0^{\eta_n} d\eta' q(\eta') e^{ik\mu(\eta' - \eta_n) - \frac{3}{5}\tau(\eta')} \int_0^{\eta'} d\eta'' (1 + 2\eta''/\eta_0) e^{-\frac{3}{5}\tau(\eta'')} F_{\bar{k}}(\eta'' - \eta').$$

Ниже, для иллюстрации изложенного метода расчета анизотропии и поляризации РИ, рассмотрим ряд конкретных режимов поведения оптической толщи в рамках модели стабильных массивных гравитирующих частиц — носителей «скрытой массы» во Вселенной.

7. *Анизотропия и поляризация РИ в модели стабильных массивных частиц.* В этом разделе мы остановимся на обсуждении уровней анизотропии и поляризации РИ, считая, что носителями «скрытой массы» во Вселенной являются стабильные частицы (аксионы, гравитино, и т. п.), а источники неравновесной ионизации не дают существенного вклада в плотность Вселенной в эпоху просветления. В рамках этой модели мы рассмотрим два типа начальных спектров: „плоский спектр“ —  $g_0(k) = b^3 k^{-3}$ , предсказываемый современными теориями раздувающейся Вселенной

[8, 22] и „предельный спектр“  $g_0(k) = b_0^2 \delta(k - k_0)$ , содержащий выделенный масштаб  $k_0$ .

Отметим, что вопрос об уровне анизотропии РИ в моделях с массивными реликтовыми частицами (при стандартном темпе рекомбинации водорода) исследовался ранее аналитически и численно в работах [5, 9, 25, 28, 29], а уровень поляризации РИ рассчитан в [9]. Эти данные мы будем использовать в качестве эталона для проверки развитого выше метода расчета поляризации РИ при неравновесной ионизации догалактической плазмы.

Для «плоского» спектра начальных возмущений метрики и передаточной функции из [9] получаем, что дисперсия анизотропии РИ (при стандартном темпе рекомбинации водорода) составляет  $C_A^{1/2}(0) \simeq 2.9 \cdot 10^{-5}$ , в полном соответствии с результатами работы [9].

Рассмотрим, как изменится величина  $C_A(0)$  при увеличении полуширины периода просветления плазмы для излучения в режиме слабой ионизации догалактического водорода. В этом режиме уровень анизотропии РИ должен автоматически понизиться, приближаясь (по мере стремления  $\Delta_*$  к  $\tau_*$ ) к уровню крупномасштабных флуктуаций температуры РИ, обусловленных эффектом Сакса—Вольфа в период  $\tau \ll 1$ .

Действительно, при тех же параметрах передаточной функции  $P(k)$ , что и в модели стандартной рекомбинации, увеличение полуширины зоны просветления до  $\Delta_* = 10 \cdot \Delta_*^{(0)}$  приводит к понижению дисперсии  $\left(\frac{\Delta T}{T}\right)_A$  до  $C_A^{1/2}(0) = 1.3 \cdot 10^{-5}$  при плоском спектре  $g_0(k)$ .

Рассмотрим теперь, как зависит уровень поляризации РИ от ионизационного режима просветления догалактического водорода. Для этого мы численно рассчитаем  $C_P(0)$  при стандартном темпе просветления плазмы и плоском спектре начальных возмущений метрики:  $C_P^{1/2}(0) \simeq 2.1 \cdot 10^{-6}$ , что соответствует относительной степени поляризации РИ  $\Pi^{(0)} = 7.5 \times 10^{-2}$ . Этот результат находится в хорошем соответствии с данными работы [9]. Как показывают данные численных расчетов, по мере увеличения полуширины немгновенности просветления  $\Delta_*$  происходит небольшое понижение относительной степени поляризации. Так, в режиме слабой ионизации при  $\Delta_* = 10 \Delta_*^{(0)}$  дисперсия поляризации составляет  $C_P^{1/2}(0) \simeq 8.9 \cdot 10^{-7}$ , а  $\Pi \simeq 6.9 \cdot 10^{-2}$ .

Несмотря на сравнительно слабое изменение отношения уровня поляризации к уровню анизотропии РИ, увеличение  $\Delta_*$  перестраивает характер распределения  $\frac{\Delta T}{T}(\alpha)$  на небесной сфере. При стандартном

темпе рекомбинации водорода угловое распределение анизотропии и поляризации РИ характеризуется функциями  $C_A(\alpha)$  и  $C_P(\alpha)$ , обладающими корреляционным масштабом  $\alpha_c^{(0)} = 8.8$  угл. мин. [9]. В моделях с неравновесной ионизацией водорода, когда  $\Delta_* \gg \Delta_*^{(0)}$ , корреляционный угол  $\alpha_c \sim \alpha_c^{(0)} \sqrt{\frac{\Delta_*}{\Delta_*^{(0)}}} \gg \alpha_c^{(0)}$ . Следовательно, при  $\alpha \ll \alpha_c$   $C_A(\alpha)$  и  $C_P(\alpha)$  могут быть с достаточной точностью представлены в виде первых членов ряда Тейлора:

$$\begin{cases} C_A(\alpha) \\ C_P(\alpha) \end{cases} = \begin{cases} C_A(0) \\ C_P(0) \end{cases} + \frac{1}{2} \begin{cases} C_A''(0) \\ C_P''(0) \end{cases} \alpha^2 + \frac{1}{24} \begin{cases} C_A^{(IV)}(0) \\ C_P^{(IV)}(0) \end{cases} \alpha^4. \quad (24)$$

Для характеристики уровней анизотропии и поляризации РИ в угловом масштабе  $\alpha$ , следуя [30], введем определение  $\left(\frac{\Delta T}{T}\right)_{A,P}(\alpha)$ :

$$\left(\frac{\Delta T}{T}\right)_{A,P}(\alpha) = \left\{ \frac{3}{2} C_{A,P}(0) - 2C_{A,P}(\alpha) + \frac{1}{2} C_{A,P}(2\alpha) \right\}^{1/2} \quad (25)$$

и подставим в (25) разложение (24). В результате приходим к выводу о том, что относительная степень поляризации РИ в диапазоне  $\alpha \ll \alpha_c$  не зависит от угла  $\alpha$  и равна

$$\Pi(\alpha) = [C_P^{(IV)}(0)/C_A^{(IV)}(0)]^{1/2} \simeq \Pi(0). \quad (26)$$

В то же время абсолютная величина поляризации РИ уменьшается по мере роста  $\alpha_c$ :

$$\left(\frac{\Delta T}{T}\right)_P(\alpha) = \frac{1}{2} |C_P^{(IV)}(0)|^{1/2} \alpha^2 \propto \left(\frac{\alpha}{\alpha_c}\right)^2. \quad (27)$$

В заключение этого раздела кратко остановимся на обсуждении зависимости относительной степени поляризации РИ от вида начального спектра возмущений метрики  $g_0(k)$ . Для иллюстрации этой зависимости рассмотрим отклик поляризации на „предельный“ спектр  $g_0(k) = b_0^2(k-k_0)$ , где масштаб  $k_0$  характеризует область основного энергосодержания адиабатических возмущений метрики. На рис. 2 приведено распределение  $\Pi(k_0\Delta_*)$  в зависимости от параметра  $k_0\Delta_*$  при стандартном темпе рекомбинации водорода  $\Delta_*^{(0)} = 0.03\eta_*^{(0)}$  (кривая 1) и слабой ионизации плазмы при  $\Delta_* = \eta_*/\sqrt{2}$  (кривая 2). Заслуживает внимания тот факт, что распределение  $\Pi(k_0\Delta_*)$  является универсальной характеристикой ионизационного режима водорода, не зависящей ни от вида передаточной функции  $P(k)$ , ни от амплитуды начального спектра  $b_0$ .

В то же время, характерный угловой масштаб  $\alpha$ , как поляризации, так и анизотропии РИ оказывается однозначно связан с полушириной периода просветления плазмы для РИ и, следовательно, он является основным источником информации об ионизационном режиме догалактической плазмы.

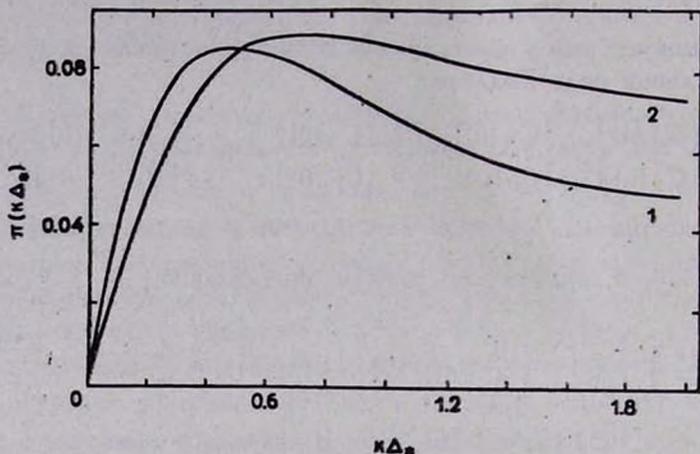


Рис. 2. Зависимость отношения поляризации к анизотропии от волнового числа в стандартной модели рекомбинации (кривая 1) и в режиме слабой неравновесной ионизации (кривая 2).

В заключение авторы благодарят А. Г. Дорошкёвича за полезные обсуждения.

Ин-т космических исследований  
АН СССР

## RELIC RADIATION ANISOTROPY AND POLARIZATION AS A TEST FOR NONEQUILIBRIUM IONIZATION OF PREGALACTIC PLASMA

P. D. NASEL'SKJI, A. G. POLNAREV

The paper considers the appearance of small-scale anisotropy and polarization in the model of non-stationary ionization of pregalactic plasma. The ratio of the degree of polarization to the degree of anisotropy is shown to be not very sensitive to a specific mode of ionization and amounts to 7—8 percent. However, a specific correlation angle in the distribution of the anisotropy and polarization of relic radiation over the celestial sphere is a function of nonequilibrium-ionization parameters.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Я. Б. Зельдович, И. Д. Новиков, Стрoение и эволюция Вселенной, Наука, М., 1975.
2. Я. Б. Зельдович, В. Г. Курт, Р. А. Сюняев, Ж. эксперим. и теор. физ., 55, 278, 1968.
3. P. J. E. Peebles, *Astrophys. J.*, 153, 1, 1968.
4. R. A. Sunyaev, Ya. B. Zeldovich, *Astrophys. and Space Sci.*, 7, 3, 1970.
5. Н. А. Заботин, П. Д. Насельский, Письма в Астрон. ж., 8, 67, 1982.
6. Е. И. Дорошева, П. Д. Насельский, Астрон. ж., 1986 (в печати).
7. С. Ф. Шандарин, А. Г. Дорошкевич, Я. Б. Зельдович, Успехи физ. наук, 139, 83, 1981.
8. А. А. Старобинский, Письма в Астрон. ж., 9, 579, 1983.
9. J. R. Bond, G. Efstatiou, *Astrophys. J. Lett.*, 285, 145, 1984.
10. V. N. Lukash, P. D. Nasel'skij, I. D. Novikov, in "Proceedings of the Third Seminar on Quantum Gravity", eds. M. A. Markov, V. A. Berezin, V. P. Frolov, World Scientific, 1985, p. 675.
11. Л. М. Озерной, Р. А. Черномордик, Астрон. ж., 52, 1156, 1975.
12. Р. А. Сюняев, Письма в Астрон. ж., 3, 491, 1977.
13. М. В. Entel, P. D. Nasel'skij, V. N. Lukash, *Nuovo Cim.*, 89B, 47, 1985.
14. П. Д. Насельский, А. Г. Полнарев, Письма в Астрон. ж., 1986 (в печати).
15. П. Д. Насельский, И. Д. Новиков, Л. В. Резницкий, Астрон. ж., 1986 (в печати).
16. П. Д. Насельский, Письма в Астрон. ж., 4, 387, 1978.
17. М. М. Баско, А. Г. Полнарев, Астрон. ж., 57, 465, 1980.
18. S. Chandrasekhar, *Radiat. Transfer*, Dover, N-Y, 1960.
19. P. H. Lubin, P. Melese, G. F. Smooth, *Astrophys. J. Lett.*, 273, 51, 1983.
20. G. W. Gibbons, S. W. Hawking, S. Stklos (eds.), *The Very Early Universe*, Cambridge Univ. Press, 1983.
21. А. Д. Чернин, Астрон. ж., 42, 1124, 1965.
22. А. Д. Линде, Успехи физ. наук, 144, 177, 1984.
23. P. Meszaros, *Astron. and Astrophys.*, 37, 225, 1974.
24. J. R. Bond, A. S. Szalay, *Astrophys. J.*, 274, 443, 1983.
25. П. Д. Насельский, А. Г. Полнарев, Препр.—1023, ИКИ АН СССР, 1985.
26. А. Г. Полнарев, Астрон. ж., 62, 1041, 1985.
27. А. Г. Дорошкевич, И. Д. Новиков, А. Г. Полнарев, Астрон. ж., 54, 932, 1977.
28. Н. А. Заботин, П. Д. Насельский, Астрон. ж., 60, 430, 1983.
29. А. Г. Дорошкевич, Письма в Астрон. ж., 11, 723, 1985.
30. J. M. Uson, D. T. Wilkinson, *Astrophys. J. Lett.*, 277, L1, 1984.

## КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ

УДК: 524.45

НЕКОТОРЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ ИССЛЕДОВАНИЯ  
СКОПЛЕНИЯ ГАЛАКТИК А 1983

Скопление галактик А 1983 принадлежит по классификации Бауца—Моргана к III классу, а по пересмотренной классификации RS [1] — к плоским скоплениям (F). В работе [2] приведены морфологические классы и звездные величины ярких галактик в области около 2.1 кв. град. С целью фотометрического исследования скопления нами получен снимок А 1983 в первичном фокусе 2.6-м телескопа Бюраканской астрофизической обсерватории АН Армянской ССР в марте 1977 г. Наблюдения были проведены на прогретых в азоте фотопластинках Kodak IIa-O без фильтра с экспозицией 25<sup>м</sup>. На неэкспонированной части фотопластинки впечатаны марки двенадцатиточечного трубчатого фотометра с той же экспозицией. Измерения проводились на автоматическом фотометре Бабелсбергской обсерватории.

Была просканирована область размером 80×80 мм (27'×27') с квадратной диафрагмой 100  $\mu$ т и шагом 50  $\mu$ т. Характеристическая кривая аппроксимировалась полиномом третьей степени, а интегрирование звездных величин проводилось вплоть до изофоты 25<sup>м</sup> с кв. сек. дуги. Определение нуля-пункта звездных величин основано на различных источниках. Из-за отсутствия фотоэлектрических измерений галактик в области скопления ошибка может достигать 0<sup>м</sup>.2.

В исследованной области (около 0.23 кв. град.) отождествлено 147 галактик до 20<sup>м</sup>.5. Предел полноты выборки равен 19<sup>м</sup>.5, а число галактик до этого предела равно 108. Для построения дифференциальной и интегральной функций светимости проведены подсчеты галактик в интервалах шириной 0<sup>м</sup>.5. Поправка за галактики поля вычислялась согласно работе [3], не учитывался эффект галактической широты ввиду ее малости. На рис. 1 приводятся дифференциальная и интегральная функции светимости. В отличие от скопления А 2065 [4] интегральная функция светимости А 1983

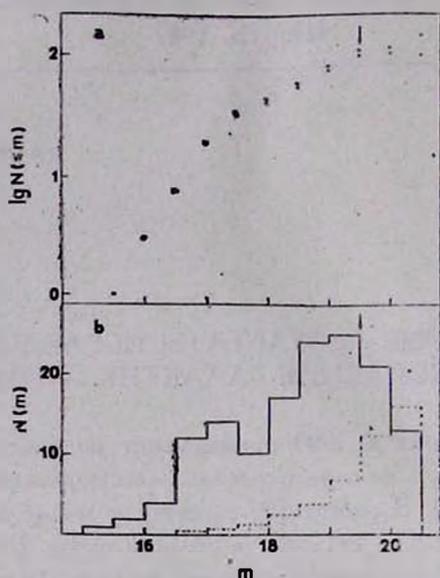


Рис. 1. ● — Интегральная функция светимости скопления галактик А 1983 с коррекцией и без коррекции за галактики поля; ——— дифференциальная функция светимости скопления галактик А 1983 без коррекции за галактики поля; - - - дифференциальная функция видимых величин галактик поля.

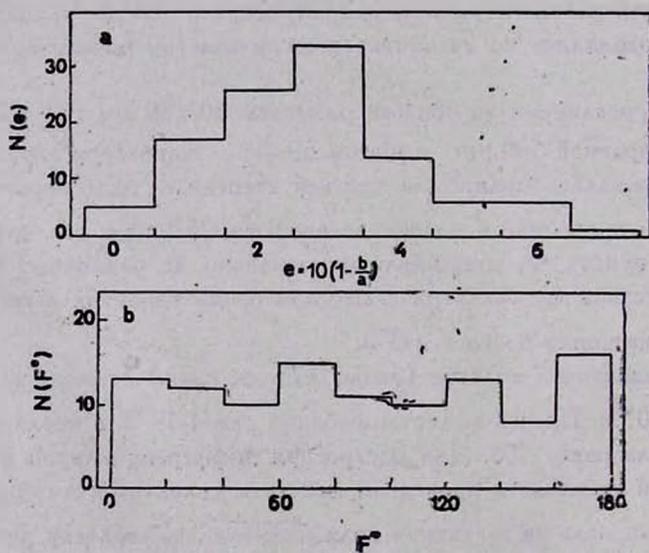


Рис. 2. Распределение наблюдаемых эллиптичностей (а) и углов ориентаций больших осей (б) галактик в скоплении галактик А 1983.

хорошо представляется эйбелловой зависимостью с параметрами  $s_1 = 0.84$ ,  $s_2 = 0.27$  и с точкой излома у  $m_{pg} = 17.2$ . Последняя соответствует  $M = -20.0$  ( $z = 0.046$ ,  $H = 50$  км/с Мпк).

На рис. 2 приводится распределение эллиптичностей и позиционных углов больших осей галактик до полноты выборки.

Равномерность распределения позиционных углов больших осей галактик проверялась по методике, описанной в [4, 5]. Для параметров  $\Delta_1$ ,  $\Delta_2$ ,  $\Delta$ ,  $R$ ,  $\bar{S}$ ,  $\bar{C}$  получены значения, соответственно, 0.06, 0.05, 0.08, 0.05, 0.03, 0.04. Вероятности получения столь малых значений параметров порядка 85%, что указывает на равномерность распределения и отсутствие предпочтительной ориентации больших осей галактик в скоплении А 1983.

*Some Investigation Results of the Cluster of Galaxies A 1983.* The magnitudes, ellipticities and position angles of the major axes of galaxies in the cluster A 1983 ( $N = 150$ ,  $S = 0.23$  sq. degrees) are determined. For the parameters of the Abell luminosity function the values of  $s_1 = 0.80$ ,  $s_2 = 0.27$ ,  $M_{pg} = -20.0$  are derived. No alignment of the galaxy major axes in the cluster was observed.

8 декабря 1986

Абастуманская астрофизическая  
обсерватория

Центральный институт  
астрофизики АН ГДР

О. М. КУРТАНИДЗЕ

Г. М. РИХТЕР

#### ЛИТЕРАТУРА

1. M. F. Struble, H. J. Rood, *Astron. J.*, 87, 7, 1982.
2. A. Dressler, *Astrophys. J.*, 223, 765, 1978.
3. G. S. Brown, *Publ. Astron., The University of Texas*, No. 11, 1, 1974.
4. О. М. Куртанидзе, Г. М. Рихтер, *Астрофизика*, 26, 387, 1987.
5. D. J. Hawley, P. J. E. Peebles, *Astron. J.*, 80, 477, 1975.

УДК: 524.6:524.318

## НОВЫЕ УГЛЕРОДНЫЕ ЗВЕЗДЫ В ИЗБРАННЫХ ОБЛАСТЯХ МЛЕЧНОГО ПУТИ

С 1977 г. в Абастуманской астрофизической обсерватории на 70-см менисковом телескопе в комбинации с 2<sup>0</sup> предобъективной призмой (1250 А

около  $H_7$ ) ведутся спектральные наблюдения избранных областей неба с целью выявления слабых углеродных звезд ( $m_V \leq 15.5-16$ ). Фотографические наблюдения проводились на фотопластинках Kodak IIIa-J и IIIa-F, гиперсенсibilизированных прогреванием в воздухе или азоте. С 1979 г. начат регулярный низкодисперсный спектральный обзор около плоскости Галактики ( $30^\circ \leq l \leq 220^\circ$ ,  $-5^\circ \leq b \leq +5^\circ$ ) с целью изучения поверхностного и пространственного распределения углеродных звезд.

В результате просмотра полученного спектрального материала выявлено около 600 новых C-звезд, не содержащихся в каталоге Стефенсона [1] и в списках, приводимых в работах Балдонской группы [10]. Данные о 170 из них приводятся в работах [2—9]. В табл. 1 дан список углеродных

Таблица 1

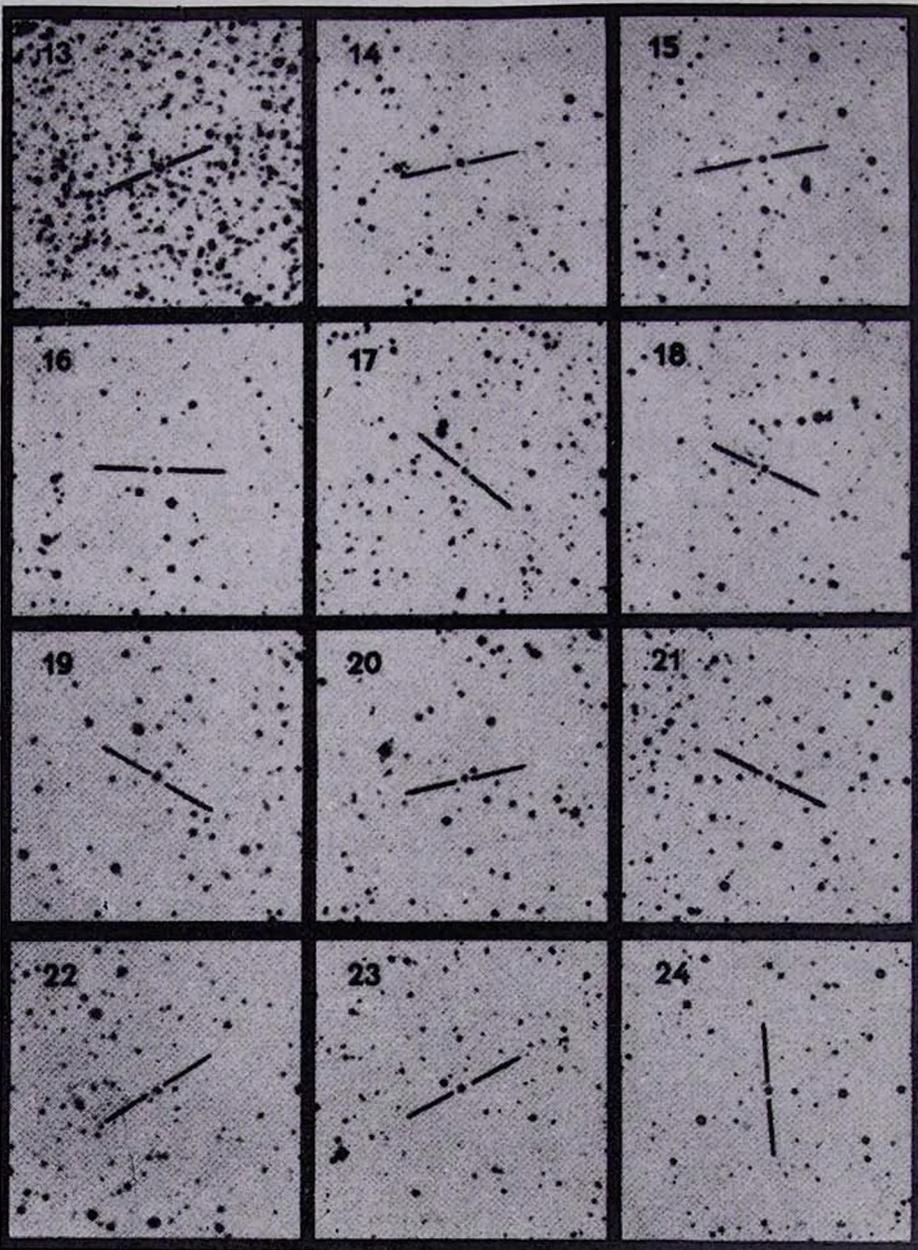
№	$\alpha$ (1900)	$\delta$ (1900)	$l$	$b$	№	$\alpha$ (1900)	$\delta$ (1900)	$l$	$b$
1	00 <sup>h</sup> 29 <sup>m</sup> 7	52° 20'	120.3	-9.9	18	21 <sup>h</sup> 27 <sup>m</sup> 1	57° 04'	98.3	4.5
2	01 55.5	60 37	131.3	-0.6	19	21 28.4	52 42	95.5	1.2
3	02 07.8	63 48	131.8	2.8	20	21 28.5	52 33	95.4	1.0
4	02 08.8	62 25	132.3	1.6	21	21 28.5	55 07	97.1	2.9
5	03 05.8	58 27	140.3	0.8	22	21 32.6	55 01	97.5	2.5
6	03 16.1	60 14	140.5	3.0	23	21 33.3	54 49	97.4	2.3
7	19 26.6	17 14	52.8	-0.6	24	21 43.5	58 33	100.9	4.2
8	19 36.2	22 03	58.1	-0.2	25	21 47.8	59 23	101.9	4.5
9	19 38.9	21 47	58.2	-0.8	26	21 51.1	57 25	101.0	2.7
10	19 40.4	21 52	58.5	-1.1	27	21 55.3	58 27	102.1	3.1
11	19 40.9	22 34	59.1	-0.8	28	21 55.5	57 59	101.8	2.8
12	19 45.7	21 29	58.8	-2.3	29	21 59.3	58 59	102.8	3.3
13	19 49.9	20 56	58.7	-3.3	30	21 59.9	59 01	102.9	3.2
14	21 19.8	57 42	98.0	5.6	31	22 08.8	53 43	100.8	-1.8
15	21 22.8	59 14	99.4	6.5	32	22 09.5	53 23	100.8	-2.1
16	21 23.0	58 38	99.0	6.0	33	22 50.7	65 44	111.4	6.0
17	21 26.2	55 53	97.4	3.7					

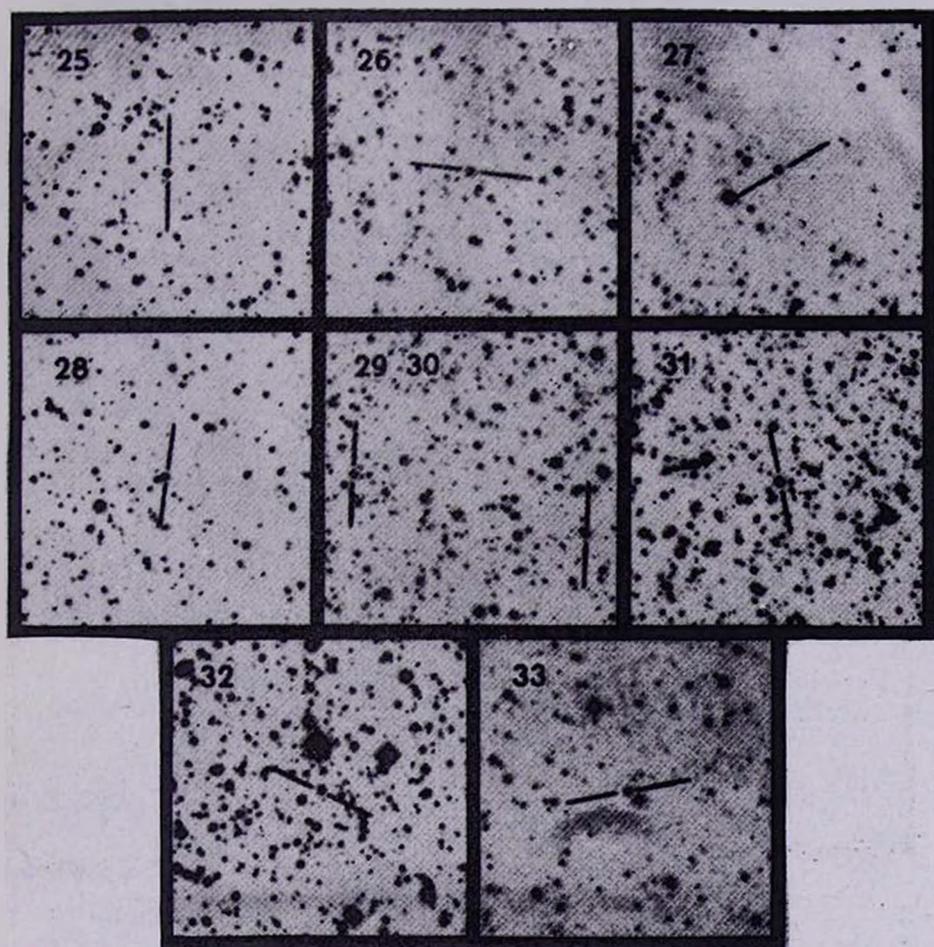
звезд, выявленных в Абастумани в разных областях неба. Критерием выделения углеродных звезд служили полосы  $C_2$ —5165 А, 5635 А. Координаты определялись по соответствующим разностям  $\Delta x$  и  $\Delta y$  по отношению к ближайшим BD-звездам и, очевидно, обладают небольшой точностью (порядка 1—2 мин. дуги), однако достаточной для отождествления. Мы планируем определение астрометрических положений всех углеродных звезд, выявленных в Абастумани.

Приводятся карты отождествления, отпечатанные с красных карт Паломарского обзора неба.

КАРТЫ ОТОЖДЕСТВЛЕНИЯ УГЛЕРОДНЫХ ЗВЕЗД.  
Отпечатаны с красных карт Паломарского атласа. Восток слева,  
север сверху.







К ст. Н. Николашвили

*New Carbon stars in the selected regions of the Milky Way.* Thirty three new Carbon stars are revealed by low dispersion (1250 Å/mm near H<sub>γ</sub>) spectral survey of the selected regions situated in the Milky Way.

8 декабря 1986

Абастуманская астрофизическая  
обсерватория

М. Г. НИКОЛАШВИЛИ

#### ЛИТЕРАТУРА

1. C. B. Stephenson, Publ. Warner and Swasey Observ., 1, No. 4, 1973.
2. O. M. Kurtanidze, R. M. West, Astron. and Astrophys. Suppl. Ser., 39, 35, 1980.
3. O. M. Куртанидзе, В. В. Нагришвили, Астрон. циркуляр, 1036, 1979.
4. O. M. Куртанидзе, Астрон. циркуляр, 1109, 1980.
5. O. M. Куртанидзе, Астрон. циркуляр, 1158, 1981.
6. O. M. Куртанидзе, М. Г. Николашвили, Астрон. циркуляр, 1172, 1981.
7. O. M. Куртанидзе, М. Г. Николашвили, Астрофизика, 17, 576, 1981.
8. O. M. Куртанидзе, В. В. Нагришвили, Р. Ш. Нацвлишвили, Астрофизика, 16, 191, 1980.
9. М. Г. Николашвили, Астрофизика (в печати).
10. Э. Алксне, А. Алкснис, Каталог углеродных звезд (в рукописи авторов):

УДК: 521.8

#### ИЗМЕНЕНИЯ ОРБИТАЛЬНОГО ПЕРИОДА DQ Herculis ПО НАБЛЮДЕНИЯМ 1982—86 гг.

Переменность формы кривых блеска DQ Her, как это следует из анализа UBVRI-фотометрии 1982—86 гг.\*, сопровождается также изменениями величины «O—C» — разности времен минимумов наблюдаемого и расчетного. Это и не удивительно. Бывшая новая 1934 г. DQ Her является тесной двойной с орбитальным периодом  $4^h 39^m$ . По современным представлениям она состоит из белого и красного карликов. Последний заполняет полость Роша и теряет вещество, за счет чего образуются дискообразная оболочка вокруг белого карлика и общая оболочка системы. В таких тесных двойных, компоненты которых подвергаются сильному приливному воздействию и в которых имеется интенсивный обмен масс, должны происходить изменения орбитального периода. Нахождение зависимости «O—C»

\* Результаты UBVRI-фотометрии DQ Her приведены для 1982—85 гг. в [1, 2].

от времени позволило бы оценить скорости обмена масс между компонентами и сравнить их с теоретическими. При этом необходимо отделить истинные изменения периода от кажущихся, происходящих, например, вследствие вращения линии апсид или присутствия третьего тела. Проблема переменности орбитального периода у новых, карликовых новых и новоподобных, так называемых взрывных звезд, изучается уже много лет. Ей посвящены работы Крушевского [3], Горбацкого [4], Прингла [5], Бермана и Пакула [6] и ряд других. Согласно им, в большинстве случаев для определения характера изменений орбитального периода требуются более точные и/или более длинные ряды наблюдений, чем рассматриваемые авторами.

Получение величин « $O-C$ » для взрывных звезд затрудняется наличием эффектов, связанных с различного рода нестационарностями в газовых струях, в дискообразных оболочках и в самих карликах. В связи с этим более благоприятными для исследования являются системы с затмениями. Но кривые блеска таких систем имеют характерную особенность—«горб» до и/или после затмения\*. Последний обусловлен появлением на луче зрения «горячего пятна» — места столкновения газовой струи от красного карлика с дискообразной оболочкой. Максимумы горбов обычно видны на орбитальных фазах 0.8—0.9 и 0.10—0.15. Форма горба зависит от положения горячего пятна на дискообразной оболочке, от интенсивности его излучения, а также от условий поглощения этого излучения. Горячее пятно и какие-либо другие неоднородности в структуре дискообразной оболочки могут существенно влиять на форму кривой затмения. Иллюстрация этого приведена на рис. 1 для случаев наблюдения горячего пятна: на обеих ветвях—а), только на одной ветви кривой затмения—b) и c); при незначительном вкладе горячего пятна в общее излучение—d). Для затменных систем с заметным горячим пятном, интенсивность излучения и положение которого меняются со временем хаотическим образом, могут возникнуть значительные неопределенности при нахождении фотометрических минимумов. Этот факт следует учитывать при построении зависимости « $O-C$ » от времени.

Изменение орбитального периода DQ Нег—его возрастание—впервые было отмечено Мамфордом [7]. Затем на это же указали Назер и Уорнер [8]. Прингл [5], проанализировав 36 затмений DQ Нег не нашел сколь-нибудь значительных изменений « $O-C$ ». Все эти выводы, однако, относились к кривым блеска, полученным не позднее 1976 г., когда горячее пятно хаотически меняло свое положение и, возможно, интенсивность. На кривых блеска это выражалось в том, что более высокий горб наблюдался как

\* У взрывных звезд с орбитальными периодами, меньшими 6-и часов, как правило наблюдаются только затмения дискообразной оболочки вокруг белого карлика (главного компонента) красным карликом.

до затмения, так и после него. А так как относительная высота горбов составляла около  $15 \div 30\%$  от уровня внезатмения блеска системы, то их влияние на форму кривой затмения должно быть существенным. В связи с этим, представляется мало вероятным найти по кривым блеска до 1975 г. какие-либо периодические изменения величины « $O-C$ » с амплитудами в несколько минут.

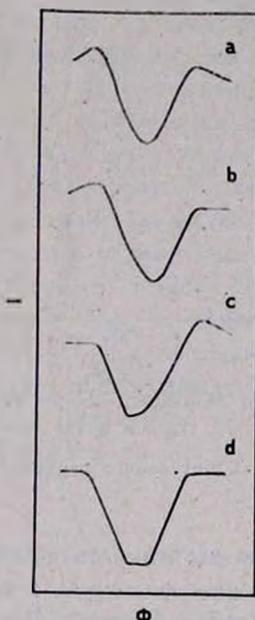


Рис. 1. Схематическая кривая интенсивности излучения DQ Peg при затмении главного компонента вторичным для случаев наблюдения горячего пятна: а) — на обеих ветвях кривой затмения, б) и в) — только на нисходящей и только на восходящей, соответственно; и д) — для случая, когда излучением горячего пятна можно пренебречь.

Другая ситуация возникла при анализе кривых затмения 1982—86 гг. На этих кривых значительный горб появляется только до затмения. Относительная же высота горба после затмения не превышает, как правило,  $5\%$  от суммарного блеска системы для всех *UBVRI*-фильтров. Это свидетельствует о стабилизации положения горячего пятна на дискообразной оболочке в 1982—86 гг. по сравнению с тем, что наблюдалось до 1975—76 гг. Форма горба также не претерпевает заметных изменений за рассматриваемый промежуток времени. Повтому искажение горячим пятном кривой затмения «невозмущенного» главного компонента — белого карлика с дискообразной оболочкой без горячего пятна — практически одинакова у всех

кривых блеска DQ Нег в 1982—86 гг. Тем самым представляется возможность определения величин «О—С» на однородном материале, когда горячее пятно одинаковым образом искажает кривые затмения и одинаковым образом влияет на оценки времен фотометрических минимумов.

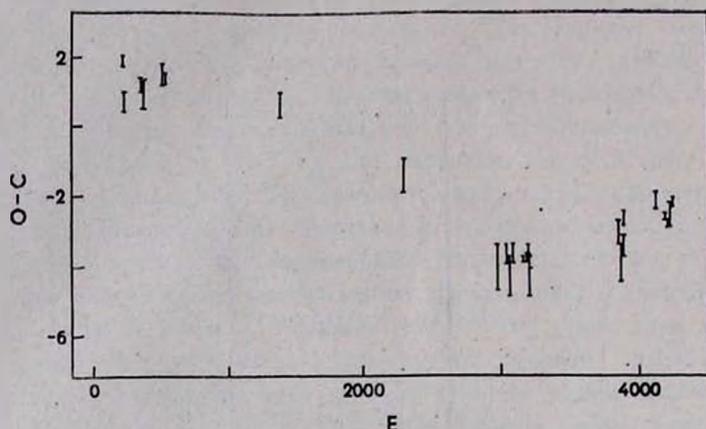


Рис. 2. График зависимости величины «О—С» от времени по данным URVBI — фотометрии DQ Нег в 1982—86 гг. По оси ординат — значения «О—С» в минутах, по оси абсцисс —  $E$  время в долях орбитального периода, равного  $4^h 3^m$  (см. пояснение в тексте).

На рис. 2 представлена зависимость величины «О—С» от времени в сумме по пяти широкополосным фильтрам, в которых велись наблюдения. Разности «О—С» приводятся в минутах. Временная шкала выражена в долях орбитального периода. Длина вертикальной линии отражает неопределенность в значениях «О—С», возникающую при выборе момента середины затмения из-за различных проявлений неоднородности структуры дискообразной оболочки в разных фильтрах. Так как временное разрешение на кривых блеска составляло 25—45 секунд, то ошибки величины «О—С» не должны превышать этот интервал. Поэтому значительные скачки «О—С» от даты к дате вызваны различного рода нестационарностями дискообразной оболочки. По своему характеру зависимость «О—С» от времени близка к синусоидальной. Однако временной интервал наблюдений — май 1982 г.—август 1986 г. — по всей видимости не включает в себя всего цикла изменения «О—С». Поэтому в данной статье не анализируется наблюдательный материал на предмет установления точного значения периода изменений «О—С», а лишь указывается на возможность существования в DQ Нег переменности орбитального периода, происходящей по синусоидальному закону. Предварительная обработка найденных значений «О—С» за неполный цикл методом наименьших квадратов дает грубые

оценки периода синусоиды около 5-и лет и амплитуды — около 3—4 минут\*.

Причин изменений орбитального периода DQ Her могло бы быть несколько: потеря вещества системой, переменность скорости и направления переноса массы между компонентами; изменение угловых моментов как орбитального, так и собственного вращения компонентов; присутствие третьего тела и вращение линии апсид. Последние две причины представляются наиболее естественными для объяснения синусоидальной зависимости разности «O—C» от времени. В настоящее время принято считать орбиту DQ Her круговой. Если же она является эллиптической, синусоидальный характер переменности видимого орбитального периода может являться следствием вращения линии апсид. При этом эксцентриситет орбиты будет всего лишь около 0.03—0.04. Также получили бы объяснение и два таких наблюдательных факта, как различие скоростей обращения главного компонента по орбите, относящихся к разным временам наблюдений, и различие формы «дна» кривых затмений в 1982—84 гг. и в 1985 г.— на последних это дно более широкое\*\*. Тем не менее, даже если синусоидальный закон изменения величины «O—C» со временем получит подтверждение дальнейшими наблюдениями, выбор между гипотезами вращения линии апсид или присутствия третьего тела в DQ Her только на основе *UBVRI*-фотометрии будет затруднен из-за отсутствия на кривых блеска вторичного минимума.

*DQ Herculis Orbital Period Variations According to 1982—1986 Observations.* The eclipses of the primary component by the secondary one in DQ Herculis (N Her 1934) were analyzed by the light curves obtained by photometrical observations in 1982—1986. It is suspected that the value "O—C" varies with time by the sinusoidal law with the period of about five years. Even being confirmed by further observations, any hypothesis, — either the presence of the third component in the system, or the rotation of apsid line, — seem inadequate to explain the phenomenon because the secondary minimum is not shown on the *UBVRI* light curve.

10 октября 1986

Крымская астрофизическая  
обсерватория

Е. С. ДМИТРИЕНКО

\* Используемые при этом эфемериды брались из статьи [9].

\*\* Гринстейн и Крафт [10] получили значение  $K_1 = 149$  км/с в 1958 г., Хатчингс и др. [11] —  $K_1 = 136$  км/с в 1978 г.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Е. С. Дмитриенко, Ю. С. Ефимов, Н. М. Шаховской, *Астрофизика*, 22; 31, 1985.
2. Е. С. Дмитриенко, *Commun. Konkoly Observ. Hung. Acad. Sci.*, No. 86, Budapest, 1986, p. 357.
3. A. Kruszewski, *Adv. Astron. and Astrophys.*, 4, 233, 1966.
4. В. Г. Горбацкий, *Новоподобные и Новые звезды*, Наука, М., 1974.
5. J. E. Pringle, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, 170, 633, 1975.
6. K. Beuermann, M. W. Pakull, *Astron. and Astrophys.*, 136, 250, 1984.
7. G. S. Mumford, in "Mass Loss from Stars", ed. Hack, Reidel, 1969, p. 204.
8. P. E. Nather, B. Warner, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, 143, 145, 1969.
9. E. C. Olson, P. A. Africano, *Publ. Astron. Soc. Pacif.*, 93, 130, 1981.
10. J. L. Greenstein, R. P. Kraft, *Astrophys. J.*, 130, 99, 1959.
11. J. B. Hutchings, A. P. Kowley, D. Krampton, *Astrophys. J.*, 232; 500, 1979.

УДК: 524.7—7

## РАЗДЕЛЕНИЕ КОМПОНЕНТОВ ИЗЛУЧЕНИЯ AP Lib

1. Объект AP Lib ( $z = 0.0486$ ) принадлежит к классу переменных внегалактических источников типа BL Lac (лацертид). Согласно общепринятой сейчас модели лацертиды представляют собой объекты, имеющие двойную структуру: яркий центральный компактный источник и обычная подстилающая галактика типа E или близкого к нему типа. Всю ответственность за переменность блеска в оптическом диапазоне несет центральный источник.

Б. Вестерлунд и др. [1] выполнили *UBV*-наблюдения AP Lib и провели разделение компонентов в ее излучении, используя комбинацию методов А. Сандейджа и Т. Адамса, основывающуюся на двух предположениях: а) переменный источник не меняет показателя цвета и б) подстилающая галактика является гигантской эллиптической. Недавно В. А. Гаген-Торн [2] предложил основанный на изучении переменности метод разделения компонентов излучения в лацертидах (в рамках вышеуказанной двухкомпонентной модели), не требующий каких-либо дополнительных предположений кроме нормальности цветов подстилающей галактики. В этой работе мы используем этот метод для анализа *UBV*-данных из работы [1].

2. В соответствии с [2] прежде всего осуществлялся переход от звездных величин к плотностям потоков (в дальнейшем для краткости будем говорить «потоки») с использованием абсолютной калибровки Х. Джонсо-

на [3]. Затем сопоставлялись потоки, зарегистрированные в разных цветовых полосах. Использовались данные для диафрагм 8", 11", 16", 22", 32" и 44". На рис. 1 для примера приведены результаты такого сопоставления для диафрагмы 11". Видно, что представляющие наблюдения точки лежат на прямых линиях, что указывает на постоянство цветов переменного компонента. Угловые коэффициенты прямых (находимые способом наименьших квадратов) определяют его наблюдаемые цвета  $(B - V)_{\text{набл}}^Q$  и  $(U - B)_{\text{набл}}^Q$ ; они помещены в первых двух строках табл. 1.

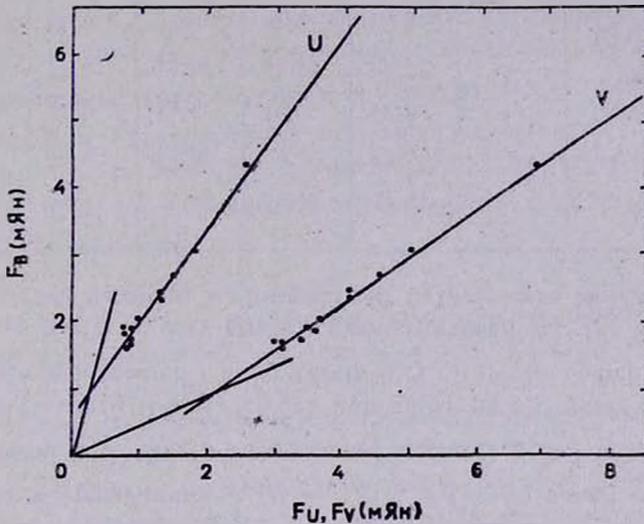


Рис. 1. Сопоставление наблюдаемых потоков  $F_U$ ,  $F_B$  и  $F_V$ ,  $F_B$  для диафрагмы 11". Прямые проведены способом наименьших квадратов, угловые коэффициенты лучей соответствуют наблюдаемым цветам подстилающей галактики.

Поскольку цвета переменного компонента не должны зависеть от размера диафрагмы, полученные значения следует усреднить. При усреднении мы отбросили значение  $(B - V)_{\text{набл}}^Q$  для диафрагмы 44", сильно отклоняющееся от всех остальных (вероятно, из-за ненадежности исходных данных). Полученные средние значения  $(B - V)_{\text{набл}}^Q = 0^m54$ ,  $(U - B)_{\text{набл}}^Q = -0^m59$  были исправлены за межзвездное покраснение (согласно [1]  $A_V = 0^m16$ ,  $E_{B-V} = 0^m05$ ,  $E_{U-B} = 0^m04$ ). Найденные в результате цвета переменного компонента  $(B - V)^Q = 0^m49$ ,  $(U - B)^Q = -0^m63$  близки к найденным Б. Вестерлуном и др. [1], поскольку первое предположение их работы, как мы видели, выполняется.

На двухцветной диаграмме точка, представляющая цвета переменного компонента, располагается вблизи прямой, дающей цвета синхротронного излучения.

РЕЗУЛЬТАТЫ РАЗДЕЛЕНИЯ КОМПОНЕНТОВ

$d$	8"	11"	16"	22"	32"	44"
$(B-V)_{\text{набл}}^Q$	0 <sup>m</sup> .52	0 <sup>m</sup> .57	0 <sup>m</sup> .53	0 <sup>m</sup> .55	0 <sup>m</sup> .54	(0 <sup>m</sup> .69)
$(U-B)_{\text{набл}}^Q$	-0.58	-0.59	-0.58	-0.63	-0.59	-0.59
$V_{\text{набл}}^G$	—	15.69	15.46	15.18	15.07	—
$(B-V)_{\text{набл}}^G$	—	1.06	1.12	0.99	0.98	—
$(U-B)_{\text{набл}}^G$	—	0.36	0.48	0.30	0.29	—
$V_{z=0}^G$	—	15.45	15.22	14.94	14.83	—
$(B-V)_{z=0}^G$	—	0.85	0.91	0.78	0.77	—
$(U-B)_{z=0}^G$	—	0.38	0.50	0.32	0.31	—
$V_{z=0}^{26}$	—	14.53	14.54	14.50	14.58	—

3. Разделение компонентов мы провели, в точности следуя методике, изложенной в [2]. Не использовались данные для диафрагм 44" (где цвет  $(B-V)_{\text{набл}}^Q$  ошибочен) и 8" (где могут быть существенны эффекты, связанные с качеством изображения при наблюдениях). Результаты, полученные для подстилающей галактики — видимые величины в полосе  $V$  ( $V^G$ ) и показатели цвета  $(B-V)^G$  и  $(U-B)^G$ , приведены в табл. 1 (в 3—5 строках — наблюдаемые значения, в 6—8 строках — исправленные за поглощение и приведенные к  $z=0$  с  $K$ -поправками У. Пенса [4]). Средние значения для наблюдаемых цветов  $(B-V)_{\text{набл}}^G = 1<sup>m</sup>.04$ ,  $(U-B)_{\text{набл}}^G = 0<sup>m</sup>.36$ . Точки, соответствующие наблюдаемым потокам от галактики в диафрагму 11", указаны на рис. 1. Это точки пересечения проведенных способом наименьших квадратов прямых и лучей, угловые коэффициенты которых соответствуют наблюдаемым цветам галактики. Из рис. 1 видно, что наблюдаемый поток от переменного источника в 1—4 раза превышает поток от галактики (в полосе  $B$ ). Средние значения цветов, исправленные за покраснение и приведенные к  $z=0$ , оказываются  $(B-V)_{z=0}^G = +0<sup>m</sup>.83$ ,  $(U-B)_{z=0}^G = +0<sup>m</sup>.38$ . Согласно Ж. Вокулеру и др. [5] эти значения соответствуют галактике типа L или Sa.

Значение цвета  $(B-V)_{z=0}^G$  неплохо согласуется с полученным в работе [1], но цвет  $(U-B)_{z=0}^G$  оказался заметно краснее (в [1] найдено  $(B-V)_{z=0}^G = +0<sup>m</sup>.81$ ,  $(U-B)_{z=0}^G = +0<sup>m</sup>.17$ ). Отметим, что в

обоих случаях цвет  $B - V$  более голубой, чем у гигантских эллиптических галактик, у которых согласно А. Сандейджу [6]  $(B - V)_{z=0}^G = +0^m95$ . Некоторое указание на то, что подстилающая галактика не является эллиптической, дает ход изменения цвета для разных диафрагм (см. табл. 1) — цвета более голубые для больших диафрагм, что характерно для спиральных галактик.

С другой стороны, если внести в соответствии с кривой нарастания блеска для гигантских эллиптических галактик [7] апертурную поправку для приведения к  $V_{z=0}^{26}$  (видимой величине в пределах изофоты  $26^m/\square''$ ), то получаются значения, приведенные в последней строке табл. 1, хорошо сходящиеся друг с другом и дающие  $\overline{V_{z=0}^{26}} = 14^m54$ , чему при  $H_0 = 50$  км/с/Мпк соответствует абсолютная величина  $M_V^{26} = -22^m8$  (отметим, что и без занесения поправки для диафрагмы  $32''$  получаем  $M_V = -22^m5$ ). Таким образом, подстилающая галактика, действительно, является гигантской.

4. Итак, в результате разделения компонентов излучения AP Lib установлено, что переменный компонент имеет цвета, характерные для синхротронного излучения, а поток его в несколько раз превышает поток от подстилающей галактики. Эта галактика является гигантской, однако цвета ее более голубые, чем у гигантских эллиптических галактик и соответствуют нормальным цветам галактик типа L или Sa. Работа подтверждает высокую эффективность метода разделения компонентов, предложенного в [2].

Автор благодарен В. А. Гаген-Торну за руководство работой и просмотр рукописи.

*The Separation of Radiation Components in AP Lib.* The separation of radiation components in AP Lib has been performed on the basis of UBV-data taken from literature in the framework of two-component model (galaxy + variable point source). The colours of the variable component are close to the colours of synchrotron radiation. The underlying galaxy is giant but perhaps nonelliptical.

Поступила 4 ноября 1986

Ленинградский государственный  
университет

А. В. БЕРДЮГИН

## ЛИТЕРАТУРА

1. *B. E. Westerlund, G. Wlerik, R. Garnier, Astron. and Astrophys., 105, 284, 1982.*
2. *В. А. Гаген-Торн, Астрофизика, 22, 449, 1985.*
3. *H. L. Johnson, Comm. LPL, 3, 73, 1965. .*
4. *W. D. Pence, Astrophys. J., 203, 39, 1976.*
5. *G. de Vaucouleurs, A. de Vaucouleurs, H. G. Corwin. Mem. Roy. Astron. Soc., 77, 1, 1972.*
6. *A. R. Sandage, Astrophys. J., 180, 687, 1973.*
7. *A. R. Sandage, Astrophys. J., 173, 485, 1972.*

## АЛФАВИТНЫЙ УКАЗАТЕЛЬ

журнала «Астрофизика», том 26, 1987 год

<i>Авакян Р. М., Саркисян А. В.</i> К теории ядерной материи . . . . .	129
<i>Аветисян А. К.</i> (см. <i>Седракян Д. М.</i> ) . . . . .	489
<i>Акопян С. А.</i> (см. <i>Товмасын Г. М.</i> ) . . . . .	45
<i>Арутюнян Г. Г., Папоян В. В., Саакян Г. С.</i> Тепловое излучение нейтронных звезд . . . . .	251
<i>Атоян А. М., Назапетян А.</i> Компактные радиисточники как плазменный турбулентный реактор. I. Формирование спектров релятивистских электронов максвелловского типа при ускорении на резонансных ленгмюровских волнах . . . . .	527
<i>Бартунов О. С., Мозговой А. Л.</i> Формирование многокомпонентных blends в оболочках сверхновых. I. Эффекты нелокального радиационного взаимодействия . . . . .	221
<i>Бердюгин А. В.</i> Разделение компонентов излучения AP Lib . . . . .	561
<i>Бёрнсен Ф.</i> (см. <i>Калинков М.</i> ) . . . . .	29
<i>Буренков А. Н., Петросян А. Р., Хачикян Э. Е.</i> Спектрофотометрия галактик Маркаряна 367, 449 и 1119 . . . . .	399
<i>Вайнер Б. В., Щекинов Ю. А.</i> Оболочечная структура блина и абсорбционные спектры квазаров . . . . .	431
<i>Вальцу И. Е., Херсонский В. К.</i> Населенности вращательных уровней молекул в облаках с большим красным смещением . . . . .	501
<i>Гаген-Торн В. А.</i> О связи между быстропеременным и плавным компонентами в кривых блеска сейфертовских галактик . . . . .	415
<i>Гнатых Б. И.</i> Сильные адиабатические ударные волны в произвольно неоднородных средах. Аналитический подход . . . . .	113
<i>Госачинский И. В., Херсонский В. К.</i> Нейтральный водород вокруг некоторых молодых остатков сверхновых . . . . .	69
<i>Грегуль А. Я.</i> (см. <i>Манджос А. В.</i> ) . . . . .	321
<i>Гузленко В. Г., Румянцев А. А.</i> Формирование галактических перемычек—баров . . . . .	421
<i>Гурзадян В. Г., Кочарян А. А., Матинян С. Г.</i> Теория катастроф и звездные системы . . . . .	139

Гурзаян В. Г., Кочарян А. А. Звездные системы как диссипативные динамические системы . . . . .	275
Гюнтер У., Жук А. И. О влиянии температурных эффектов на рождение частиц в горячей Вселенной Фридмана . . . . .	377
Дмитриенко Е. С. Изменения орбитального периода Q Herculis по наблюдениям 1982—86 гг. . . . .	561
Добричев В. М., Рябчикова Т. А., Райкова Д. В. Анализ химического состава атмосферы $\theta$ Vir . . . . .	55
Еликян А. Г. Псевдорезонансные линии Si III в спектрах планетарных туманностей	263
Ерастова Л. К. (см. Маркарян Б. Е.) . . . . .	15
Жук А. И. (см. Гюнтер У.) . . . . .	377
Изотова И. Ю. (см. Манджос А. В.) . . . . .	321
Казарян М. А., Казарян Э. С. Спектральные наблюдения новых галактик с УФ-избытком. I. . . . .	5
Казарян Э. С. (см. Казарян М. А.) . . . . .	5
Калинков М., Канева И., Бёрнсен Ф., Каллоляян А. Т. Новая обработка результатов поверхностной фотометрии галактик Маркаряна. I . . . . .	29
Каллоляян А. Т. (см. Калинков М.) . . . . .	29
Кандалян Р. А. Трехмерная функция светимости сейфертовских галактик первого типа . . . . .	301
Канева И. (см. Калинков М.) . . . . .	29
Киппер Т. А. Линия $H_{\alpha}$ в диагностике хромосферы . . . . .	6
Колесов А. К., Перов В. Ю. Поле излучения в бесконечной пылевой туманности, освещенной звездой . . . . .	239
Кондратьев Б. П., Малков Е. А. Проблема Дирихле в звездной динамике. II. Элементы теории фигур равновесия . . . . .	511
Кочарян А. А. (см. Гурзаян В. Г.) . . . . .	139
Кочарян А. А. (см. Гурзаян В. Г.) . . . . .	275
Кузнецов В. Д. Динамические эффекты космических лучей в межзвездной среде . . . . .	77
Куртандиев О. М., Рихтер Г. М. Исследование фотометрических и геометрических параметров галактик в скоплениях. I. Скопление A 2065 . . . . .	387
Куртандиев О. М., Рихтер Г. М. Некоторые результаты исследования скопления галактик A 1983 . . . . .	557
Леушин В. В., Топильская Г. П. Содержание легких элементов в атмосфере главного компонента двойной системы . . . . .	195
Липовецкий В. А. (см. Маркарян Б. Е.) . . . . .	15

<i>Липунов В. М.</i> (см. <i>Сильченко О. К.</i> ) . . . . .	363
<i>Липунов В. М.</i> (см. <i>Сильченко О. К.</i> ) . . . . .	443
<i>Лууд Л., Тувикене Т.</i> Симбиотические звезды по наблюдениям со спутника IRAS	457
<i>Малков О. Ю.</i> О наклоне функции масс маломассивных звезд . . . . .	477
<i>Малков Е. А.</i> (см. <i>Кондратьев Б. П.</i> ) . . . . .	511
<i>Малов И. Ф., Фролов В. А.</i> О возможности получения стрип-распределения яркости радионисточников минимально-фазовым методом . . . . .	351
<i>Малумян В. Г.</i> О радиоизлучении спиральных галактик в группах галактик . . . . .	311
<i>Манджос А. В., Грегуль А. Я., Изогова И. Ю., Тельнюк-Адамчук В. В.</i> Исследование анизотропии в ориентации галактик Упсальского и ЕЮО/Упсальского каталогов . . . . .	321
<i>Маркарян Б. Е., Ерастова Л. К., Липовецкий В. А., Степанян Дж. А., Шаповалова А. И.</i> Квазары и звездные объекты в Бюраканских спектральных обзорах	15
<i>Матинян С. Г.</i> (см. <i>Гурзаян В. Г.</i> ) . . . . .	139
<i>Минева В. А.</i> Индивидуальные и орбитальные массы двойных галактик . . . . .	335
<i>Мозговой А. Л.</i> (см. <i>Бартунов О. С.</i> ) . . . . .	221
<i>Нагапетян А.</i> (см. <i>Атоян А. М.</i> ) . . . . .	527
<i>Назирнер Д. И.</i> Образование спектральных линий при частичном перераспределении по частоте (обзор) . . . . .	157
<i>Насельский П. Д., Полнарев А. Г.</i> Анизотропия и поляризация реликтового излучения как тест на неравновесную ионизацию догалактической плазмы . . . . .	543
<i>Николашвили М. Г.</i> Низкодисперсионный спектральный обзор неба для выявления слабых углеродных звезд. I. Область $115^\circ < l < 130^\circ$ , $-5 < b < +5^\circ$ .	209
<i>Николашвили М. Г.</i> Новые углеродные звезды в избранных областях Млечного Пути . . . . .	558
<i>Остряков В. М.</i> (см. <i>Федоренко В. Н.</i> ) . . . . .	285
<i>Папоян В. В.</i> (см. <i>Арутюнян Г. Г.</i> ) . . . . .	251
<i>Перов В. Ю.</i> (см. <i>Колесов А. К.</i> ) . . . . .	239
<i>Петросян А. Р.</i> (см. <i>Буренков А. Н.</i> ) . . . . .	399
<i>Полнарев А. Г.</i> (см. <i>Насельский П. Д.</i> ) . . . . .	543
<i>Полякова Т. А.</i> Обсуждение результатов поляризационных наблюдений цефеид . . . . .	469
<i>Райкова Д. В.</i> (см. <i>Добричез В. М.</i> ) . . . . .	55
<i>Рихтер Г. М.</i> (см. <i>Куртанидзе О. М.</i> ) . . . . .	387
<i>Рихтер Г. М.</i> (см. <i>Куртанидзе О. М.</i> ) . . . . .	557

<i>Румянцев А. А.</i> (см. <i>Гузленко В. Г.</i> ) . . . . .	421
<i>Рябчикова Т. А.</i> (см. <i>Добричев В. М.</i> ). . . . .	55
<i>Саакян Г. С.</i> (см. <i>Арутюнян Г. Г.</i> ) . . . . .	251
<i>Саакян К. А.</i> Новые наблюдения переменной галактики Маркарян 509 . . . . .	405
<i>Саркисян А. В.</i> (см. <i>Авакян Р. М.</i> ) . . . . .	129
<i>Седракян Д. М., Авестисян А. К.</i> Магнитогидродинамика плазмы в коре нейтронной звезды . . . . .	489
<i>Сильченко О. К., Липунов В. М.</i> Аккреция газовых дисков галактик. I. Влияние динамического трения на крупномасштабное распределение $H_2$ . . . . .	363
<i>Сильченко О. К., Липунов В. М.</i> Аккреция газовых дисков галактик. II. Учет вязкости в диске, состоящем из гигантских молекулярных облаков . . . . .	443
<i>Степанян Дж. А.</i> (см. <i>Маркарян Б. Е.</i> ) . . . . .	15
<i>Тамазян В. С.</i> Морфология некоторых новых галактик с УФ-избытком . . . . .	411
<i>Тельнюк-Адамчук В. В.</i> (см. <i>Манджос А. В.</i> ) . . . . .	321
<i>Титарчук Л. Г.</i> Формирование спектров рентгеновского излучения в тесных двойных системах. Эффекты отражения . . . . .	97
<i>Товмасян Г. М., Акопян С. А.</i> О природе излучения ядер спиральных галактик . . . . .	45
<i>Топильская Г. П.</i> (см. <i>Леушин В. В.</i> ) . . . . .	195
<i>Тувикене Т.</i> (см. <i>Лууд Л.</i> ) . . . . .	457
<i>Федоренко В. Н., Остряков В. М.</i> Определение характеристик межзвездной турбулентности по данным о коэффициенте диффузии космических лучей . . . . .	285
<i>Фролов В. А.</i> (см. <i>Малов И. Ф.</i> ) . . . . .	351
<i>Хачикян Э. Е.</i> (см. <i>Буренков А. Н.</i> ) . . . . .	399
<i>Херсонский В. К.</i> (см. <i>Госачинский И. В.</i> ) . . . . .	69
<i>Херсонский В. К.</i> (см. <i>Вальту И. Е.</i> ) . . . . .	501
<i>Худякова Т. Н.</i> Поляризационные наблюдения СН Лебедя . . . . .	153
<i>Чугай Н. Н.</i> Рассеяние $La$ -квантов в бесконечной расширяющейся среде при наличии поглощения в континууме . . . . .	89
<i>Шаповалова А. И.</i> (см. <i>Маркарян Б. Е.</i> ) . . . . .	15
<i>Щекинов Ю. А.</i> (см. <i>Вайнер Б. В.</i> ) . . . . .	431

## СОДЕРЖАНИЕ

журнала «Астрофизика», том 26, 1987

Выпуск 1

Спектральные наблюдения новых галактик с УФ-избытком. I <i>М. А. Казарян, Э. С. Казарян</i>	5
Квазары и звездные объекты в Бюраканских спектральных обзорах <i>Б. Е. Маркарян, А. К. Ерастова, В. А. Липовецкий, Дж. А. Степанян, А. И. Шаповалова</i>	15
Новая обработка результатов поверхностной фотометрии галактик Маркаряна. I <i>М. Калинин, И. Канева, Ф. Бёрнген, А. Т. Каллолян</i>	29
О природе излучения ядер спиральных галактик <i>Г. М. Товмасын, С. А. Аюкян</i>	45
Анализ химического состава атмосферы $\theta$ Vir <i>В. М. Добричев, Т. А. Рябчикова, Д. В. Райкова</i>	55
Линия $H\gamma$ в диагностике хромосферы . . . . . <i>Т. А. Киппер</i>	61
Нейтральный водород вокруг некоторых молодых остатков сверхновых <i>И. В. Госачинский, В. К. Херсонский</i>	69
Динамические эффекты космических лучей в межзвездной среде <i>В. Д. Кузнецов</i>	77
Рассеяние $L\alpha$ -квантов в бесконечной расширяющейся среде при наличии поглощения в континууме . . . . . <i>Н. Н. Чурай</i>	89
Формирование спектров рентгеновского излучения в тесных двойных системах. Эффекты отражения . . . . . <i>А. Г. Титарчук</i>	97
Сильные адиабатические ударные волны в произвольно неоднородных средах. Аналитический подход . . . . . <i>Б. И. Гнатык</i>	113
К теории ядерной материи . . . . . <i>Р. М. Авакян, А. В. Саркисян</i>	129
Теория катастроф и звездные системы <i>В. Г. Гурзадян, А. А. Кочарян, С. Г. Матинян</i>	139
<b>КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ</b>	
Поляризаационные наблюдения SN Лебеда . . . . . <i>Т. Н. Худякова</i>	153
<b>ОБЗОРЫ</b>	
Образование спектральных линий при частичном перераспределении по частоте <i>Д. И. Назирнер</i>	155

## Выпуск 2

Содержание легких элементов в атмосфере главного компонента двойной системы <i>В. В. Леушин, Г. П. Топильская</i>	195
Низкодисперсионный спектральный обзор неба для выявления слабых углеродных звезд. I. Область $115^\circ < l < 130^\circ$ , $-5^\circ < b < +5^\circ$ <i>М. Г. Николашвили</i>	209
Формирование многокомпонентных blends в оболочках сверхновых. I. Эффекты нелокального радиационного взаимодействия <i>О. С. Бартунов, А. Л. Мозговой</i>	221
Поле излучения в бесконечной пылевой туманности, освещенной звездой <i>А. К. Колесов, В. Ю. Перов</i>	239
Тепловое излучение нейтронных звезд <i>Г. Г. Арутюнян, В. В. Папоян, Г. С. Саакян</i>	251
Псевдорезонансные линии Si III в спектрах планетарных туманностей <i>А. Г. Езикян</i>	263
Звездные системы как диссипативные динамические системы <i>В. Г. Гурадян, А. А. Кочарян</i>	275
Определение характеристик межзвездной турбулентности по данным о коэффициенте диффузии космических лучей . . . <i>В. Н. Федоренко, В. М. Остряков</i>	285
Трехмерная функция светимости сейфертовских галактик первого типа <i>Р. А. Кандалян</i>	301
О радионизлучении спиральных галактик в группах галактик . . . <i>В. Г. Малумян</i>	311
Исследование анизотропии в ориентации галактик Упсальского и ЕЮО/Упсальского каталогов <i>А. В. Манджос, А. Я. Грегуль, И. Ю. Ивогова, В. В. Тельнюк-Адамчук</i>	321
Индивидуальные и орбитальные массы двойных галактик . . . . . <i>В. А. Минева</i>	335
О возможности получения стрип-распределения яркости радионсточников минимально-фазовым методом . . . . . <i>И. Ф. Малов, В. А. Фролов</i>	351
Аккреция газовых дисков галактик. I. Влияние динамического трения на крупномасштабное распределение $H_2$ . . . . . <i>О. К. Сильченко, В. М. Липунов</i>	363
О влиянии температурных эффектов на рождение частиц в горячей Вселенной Фридмана . . . . . <i>У. Гюнтер, А. И. Жук</i>	377

## Выпуск 3

Исследование фотометрических и геометрических параметров галактик в скоплениях. I. Скопление A 2065 . . . . . <i>О. М. Курпанидзе, Г. М. Рихтер</i>	387
Спектрофотометрия галактик Маркаря 367, 449 и 1119 <i>А. Н. Буренков, А. Р. Петросян, Э. Е. Хачикян</i>	399
Новые наблюдения переменной галактики Маркаря 509 . . . . . <i>К. А. Саакян</i>	405

Морфология некоторых новых галактик с УФ-избытком . . . . .	<i>В. С. Тамазян</i>	411
О связи между быстропеременным и плавным компонентами в кривых блеска сейфертовских галактик . . . . .	<i>В. А. Гаген-Торн</i>	415
Формирование галактических перемичек—баров <i>В. Г. Гузленко, А. А. Румянца</i>		421
Оболочечная структура блина и абсорбционные спектры квазаров <i>Б. В. Вайнер, Ю. А. Щекинов</i>		431
Аккреция газовых дисков галактик. II. Учет вязкости в диске, состоящем из гигантских молекулярных облаков . . . . .	<i>О. К. Сильченко, В. М. Липунов</i>	443
Симбиотические звезды по наблюдениям со спутника IRAS <i>Л. Лууд, Т. Тувикенг</i>		457
Обсуждение результатов поляризационных наблюдений цефеид <i>Т. А. Полякова</i>		469
О наклоне функции масс маломассивных звезд . . . . .	<i>О. Ю. Малков</i>	477
Магнитогидродинамика плазмы в коре нейтронной звезды <i>Д. М. Седракян, А. К. Аветисян</i>		489
Населенности вращательных уровней молекул в облаках с большим красным смещением . . . . .	<i>И. Е. Вальц, В. К. Херсонский</i>	501
Проблема Дирхле в звездной динамике. II. Элементы теории фигур равновесия <i>Б. П. Кондратьев, Е. А. Малков</i>		511
Компактные радиосточники как плазменный турбулентный реактор. I. Формирование спектров релятивистских электронов маковелловского типа при ускорении на резонансных ленгмюровских волнах <i>А. М. Атоян, А. Назапетян</i>		527
Анизотропия и поляризация реликтового излучения как тест на неравновесную ионизацию догалактической плазмы . . . . .	<i>П. Д. Насельский, А. Г. Полмарез</i>	543
<b>КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ</b>		
Некоторые результаты исследования скопления галактик А 1983 <i>О. М. Курганидзе, Г. М. Рихтер</i>		557
Новые углеродные звезды в избранных областях Млечного Пути <i>М. Г. Николашвили</i>		559
Разделение компонентов излучения AP Lib . . . . .	<i>А. В. Бердюгин</i>	561
Изменения орбитального периода DQ Herculis по наблюдениям 1982—86 гг. <i>Е. С. Дмитриенко</i>		566

# CONTENTS

## Number 1

The spectral observations of the galaxies with UV excess. I. <i>M. A. Kazarian, E. S. Kazarian</i>	5
Quasars and stellar objects in Byurakan surveys <i>B. E. Markarian, L. K. Erastova, V. A. Lipovetsky, D. A. Stepanian, A. I. Shapovalova</i>	15
New processing of surface photometry of Markarian galaxies. I. <i>M. Kalinkov, I. Kuneva, F. Börngen, A. T. Kalloghlian</i>	29
On the nature of nuclei of spiral galaxies <i>H. M. Toumasian, S. A. Hakopian</i>	45
Model atmosphere abundance analysis of $\theta$ Vir <i>V. M. Dobritchev, T. A. Rjabchikova, O. V. Raikova</i>	55
The $H_{\alpha}$ line as a chromospheric diagnosis . . . . .	<i>T. A. Kipper</i> 61
Neutral hydrogen around some young Super Nova remnants <i>I. V. Gosachtinskij, V. K. Khersonskij</i>	69
Dynamical effects of cosmic rays in interstellar medium . . .	<i>V. D. Kuznetsov</i> 77
The scattering of $L_{\alpha}$ quanta in infinite expanding medium with continuum absorption . . . . .	<i>N. N. Chugai</i> 89
Spectral formation of X-ray radiation in the close binary systems. The reflection effects . . . . .	<i>L. G. Titarchuk</i> 97
Strong adiabatic shock waves in arbitrary nonuniform media. Analytic approach <i>B. I. Hnatyk</i>	113
On the theory of nuclear matter . . . . .	<i>R. M. Avakian, A. V. Sarkisyan</i> 129
Catastrophe theory and stellar systems <i>V. G. Gurzadyan, A. A. Kocharyan, S. G. Matinyan</i>	139
Polarization observations of CH Cygni . . . . .	<i>T. N. Khadyakova</i> 153
REVIEWS	
Spectral line formation with partial frequency redistribution . .	<i>D. I. Nagtner</i> 157

## Number 2

The abundances of the light elements in the atmosphere of the main component of double system $\alpha$ SGR . . . . .	<i>V. V. Leushin, G. P. Topil'skaya</i>	195
A low dispersion sky spectral survey for revealing faint carbon stars. I. Region $115^\circ < l < 130^\circ$ , $-5^\circ < b < +5^\circ$ . . . . .	<i>M. G. Nikolashvili</i>	209
The formation of multicomponent blends in envelopes of supernovae. I. The effects of nonlocal radiative coupling . . . . .	<i>O. S. Bartunov, A. L. Mozgovoy</i>	221
The radiation field in a infinite dust nebula illuminated by a star . . . . .	<i>A. K. Kolesov, V. Y. Perov</i>	239
Thermal radiation neutron stars . . . . .	<i>G. G. Harouthyan, V. V. Papogyan, G. S. Sahakian</i>	251
The pseudo-resonance lines of Si III in spectra of planetary nebulae . . . . .	<i>A. G. Egikyan</i>	263
Stellar systems as dissipative dynamical systems . . . . .	<i>V. G. Garzadyan, A. A. Kocharian</i>	275
Determination of the interstellar turbulence properties using galactic cosmic ray diffusion coefficient data . . . . .	<i>V. N. Fedorenko, V. M. Ostryakov</i>	285
The trivariate luminosity function of Seyfert type 1 galaxies . . . . .	<i>R. A. Kandalian</i>	301
On the radio emission of spiral galaxies in the groups of galaxies . . . . .	<i>V. H. Malumyan</i>	311
Investigation of the anisotropy of the orientation of galaxies . . . . .	<i>A. V. Mandzhos, A. Ja. Gregul, I. Ya. Izotova, V. V. Tel'nyuk-Adamchuk</i>	321
Individual and orbital masses of double galaxies . . . . .	<i>V. A. Mineva</i>	335
On the possibility of obtaining strip-distributions by the minimal phase method . . . . .	<i>I. F. Malov, V. A. Frolov</i>	351
Accretion of gaseous disks of galaxies. I. The effect of dynamical friction on the large-scale distribution of $H_2$ . . . . .	<i>O. K. Sil'chenko, V. M. Lipunov</i>	363
On temperature effect on the creation of particles in the hot Friedman Universe . . . . .	<i>U. Günther, A. I. Zhuk</i>	377

## Number 3

An investigation of photometric and geometric parameters of galaxies in clusters. I. Cluster A 2065 . . . . .	<i>O. M. Kurtanidze, G. M. Richter</i>	387
Spectrophotometry of Markarian 367, 449 and 1119 . . . . .	<i>A. N. Burenkov, A. R. Petrosyan, E. Ye. Khachikian</i>	399
The new observations of variable galaxy Markarian 509 . . . . .	<i>K. A. Sahakian</i>	405
Morphology of some new galaxies with UV excess . . . . .	<i>V. S. Tamazian</i>	411



On connection between flash and slowly varying components in light curves of Seyfert galaxies . . . . .	<i>V. A. Hagen-Thorn</i>	415
The formation of the galactic barred structure <i>V. G. Guglenko, A. A. Rumyantsev</i>		421
The shell structure of pancake and the absorption spectra of quasars <i>B. V. Vagner, Yu. A. Shchektinov</i>		431
Accretion of gaseous disks of galaxies. II Taking into account the viscosity effect in the giant molecular clouds disk <i>O. K. Sil'chenko, V. M. Lipunov</i>		443
Symbiotic stars observed from the IRAS satellite . . . . .	<i>L. Luud, T. Tuvikene</i>	457
Discussion of results of polarization observations of Cepheids <i>T. A. Polyakova</i>		469
On the slope of the mass function for the stars of small masses <i>O. Yu. Malkov</i>		477
Magnetohydrodynamics of plasma in the crust of neutron star <i>D. M. Sedrakian, A. K. Avetisyan</i>		489
The populations of the molecule rotational levels in the clouds with large redshifts . . . . .	<i>I. E. Val'ts, V. K. Khersonsky</i>	501
Dirichlet's problem in stellar dynamics. II. Elements of theory of equilibrium figures . . . . .	<i>B. P. Kondrat'ev, E. A. Malkov</i>	511
Compact radio sources as a plasma turbulent-reactor. I. Formation of Maxwell-like spectra of relativistic electrons at the acceleration on the resonant Langmuir waves . . . . .	<i>A. M. Atoyan, A. Nahapetian</i>	527
Relic radiation anisotropy and polarization as a test for nonequilibrium ionization of pregalactic plasma . . . . .	<i>P. D. Nasel'skij, A. G. Polnarev</i>	543
NOTES		
Some investigation results of the cluster of galaxies A 1983 <i>O. M. Kurtanidze, G. M. Richter</i>		557
New carbon stars in the selected regions of the Milky way <i>M. G. Nikolashvili</i>		559
DQ Herculis orbital period variations according to 1982—1986 observations <i>E. S. Dmitrienko</i>		561
The separation of radiation components in AP Lib . . . . .	<i>A. V. Berdugin</i>	566

# CONTENTS

AN INVESTIGATION OF PHOTOMETRIC AND GEOMETRIC PARAMETERS OF GALAXIES IN CLUSTERS. I. CLUSTER A 2065	387
<i>O. M. Kurtanidze, G. M. Richter</i>	
SPECTROPHOTOMETRY OF MARKARIAN 367, 449 AND 1119	399
<i>A. N. Burenkov, A. R. Petrossian, E. Ye. Khachikian</i>	
THE NEW OBSERVATIONS OF VARIABLE GALAXY MARKARIAN 509	405
<i>K. A. Sahakian</i>	
MORPHOLOGY OF SOME NEW GALAXIES WITH UV EXCESS	411
<i>V. S. Tamazian</i>	
ON CONNECTION BETWEEN FLASH AND SLOWLY VARYING COMPONENTS IN LIGHT CURVES OF SEYFERT GALAXIES	415
<i>V. A. Hagen-Thorn</i>	
THE FORMATION OF THE GALACTIC BARRED STRUCTURE	421
<i>V. G. Guglenko, A. A. Rumyantsev</i>	
THE SHELL STRUCTURE OF PANCAKE AND THE ABSORPTION SPECTRA OF QUASARS . . . . .	431
<i>B. V. Vainer, Yu. A. Shchekinov</i>	
ACCRETION OF GASEOUS DISKS OF GALAXIES. II. TAKING INTO ACCOUNT THE VISCOSITY EFFECT IN THE GIANT MOLECULAR CLOUDS DISK . . . . .	443
<i>O. K. Sil'chenko, V. M. Lipunov</i>	
SYMBIOTIC STARS OBSERVED FROM THE IRAS SATELLITE	457
<i>L. Luud, T. Tuvikene</i>	
DISCUSSION OF RESULTS OF POLARIZATION OBSERVATIONS OF CEPHEIDS . . . . .	469
<i>T. A. Pol'yakova</i>	
ON THE SLOPE OF THE MASS FUNCTION FOR THE STARS OF SMALL MASSES . . . . .	477
<i>O. Yu. Malkov</i>	
MAGNETOHYDRODYNAMICS OF PLASMA IN THE CRUST OF NEUTRON STAR . . . . .	489
<i>D. M. Sedrakian, A. K. Avetisyan</i>	
THE POPULATIONS OF THE MOLECULE ROTATIONAL LEVELS IN THE CLOUDS WITH LARGE REDSHIFTS . . . . .	501
<i>J. E. Val'ts, V. K. Khersonsky</i>	
DIRICHLETS' PROBLEM IN STELLAR DYNAMICS. II. ELEMENTS OF THEORY OF EQUILIBRIUM FIGURES . . . . .	511
<i>B. P. Kondrat'ev, E. A. Malkov</i>	
COMPACT RADIO SOURCES AS A PLASMA TURBULENT REACTOR. I. FORMATION OF MAXWELL-LIKE SPECTRA OF RELATIVISTIC ELECTRONS AT THE ACCELERATION ON THE RESONANT LANGMUIR WAVES . . . . .	527
<i>A. M. Atogan, A. Nahapetian</i>	
RELIC RADIATION ANISOTROPY AND POLARIZATION AS A TEST FOR NONEQUILIBRIUM IONIZATION OF PREGALACTIC PLASMA	543
<i>P. D. Nasel'skji, A. G. Polnarev</i>	
NOTES	
SOME INVESTIGATION RESULTS OF THE CLUSTER OF GALAXIES A 1983	557
<i>O. M. Kurtanidze, G. M. Richter</i>	
NEW CARBON STARS IN THE SELECTED REGIONS OF THE MILKY WAY	559
<i>M. G. Nikolashvili</i>	
DQ HERCULIS ORBITAL PERIOD VARIATIONS ACCORDING TO 1982—1986 OBSERVATIONS . . . . .	561
<i>E. S. Dmitrienko</i>	
THE SEPARATION OF RADIATION COMPONENTS IN AP LIB	566
<i>A. V. Berdugin</i>	

## СО Д Е Р Ж А Н И Е (продолжено)

НАСЕЛЕННОСТИ ВРАЩАТЕЛЬНЫХ УРОВНЕЙ МОЛЕКУЛ В ОБЛАКАХ С БОЛЬШИМ КРАСНЫМ СМЕЩЕНИЕМ <i>И. Е. Вальц, В. К. Херсонский</i>	501
ПРОБЛЕМА ДИРИХЛЕ В ЗВЕЗДНОЙ ДИНАМИКЕ. II. ЭЛЕМЕНТЫ ТЕОРИИ ФИГУР РАВНОВЕСИЯ . . . . . <i>Б. П. Кондратьев, Е. А. Малков</i>	511
КОМПАКТНЫЕ РАДИОИСТОЧНИКИ КАК ПЛАЗМЕННЫЙ ТУРБУЛЕНТНЫЙ РЕАКТОР. I. ФОРМИРОВАНИЕ СПЕКТРОВ РЕЛЯТИВИСТСКИХ ЭЛЕКТРОНОВ МАКСВЕЛЛОВСКОГО ТИПА ПРИ УСКОРЕНИИ НА РЕЗОНАНСНЫХ ЛЕНГМЮРОВСКИХ ВОЛНАХ <i>А. М. Атоян, А. Напетян</i>	527
АНИЗОТРОПИЯ И ПОЛЯРИЗАЦИЯ РЕЛИКТОВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ КАК ТЕСТ НА НЕРАВНОВЕСНУЮ ИОНИЗАЦИЮ ДОГАЛАКТИЧЕСКОЙ ПЛАЗМЫ . . . . . <i>П. Д. Насельский, А. Г. Полнарв</i>	543
КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ	
НЕКОТОРЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ ИССЛЕДОВАНИЯ СКОПЛЕНИЯ ГАЛАКТИК А 1983 . . . . . <i>О. М. Куртанджян, Г. М. Рихтер</i>	557
НОВЫЕ УГЛЕРОДНЫЕ ЗВЕЗДЫ В ИЗБРАННЫХ ОБЛАСТЯХ МЛЕЧНОГО ПУТИ . . . . . <i>М. Г. Николашвили</i>	559
ИЗМЕНЕНИЯ ОРБИТАЛЬНОГО ПЕРИОДА DQ HERCULIS ПО НАБЛЮДЕНИЯМ 1982—86 ГГ. . . . . <i>Е.С. Дмитриенко</i>	561
РАЗДЕЛЕНИЕ КОМПОНЕНТОВ ИЗЛУЧЕНИЯ AR LVB . . . . . <i>А. В. Бердюгин</i>	566