

ԱՍՏՂԱՖԻԶԻԿԱ

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 35

ОКТАБРЬ—ДЕКАБРЬ, 1991

ВЫПУСК 2, 3

НАБЛЮДЕНИЯ ОБЛАСТИ ЗВЕЗДНОЙ АССОЦИАЦИИ CARINA ОВ 1 НА КОСМИЧЕСКОМ ТЕЛЕСКОПЕ «ГЛАЗАР» <i>Г. М. Говмасян, Р. Х. Оганесян, Р. А. Епремян, Д. Югенен, А. А. Волков, С. К. Крикалян</i>	167
СПЕКТРАЛЬНЫЕ НАБЛЮДЕНИЯ СУБФУОРА V 1143 Ori (1985—1988) <i>М. Пеймбест, Э. С. Парсямян, К. Г. Гаспарян, А. С. Мелконян, Г. Б. Оганяч</i>	181
СПЕКТРАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ГОЛУБЫХ ЗВЕЗДНЫХ ОБЪЕКТОВ ГВС. I <i>Г. В. Абрамян, А. М. Микасян</i>	197
О ВОЗМОЖНОМ ОБЪЯСНЕНИИ ДИСКРЕТИЗАЦИИ КРАСНЫХ СМЕЩЕНИЙ КВАЗАРОВ <i>Л. В. Мирволян, Р. А. Варданян</i>	211
ФОТОМЕТРИЧЕСКИЙ СПОСОБ ОТБОРА ХОЛОДНЫХ УГЛЕРОДНЫХ ЗВЕЗД <i>Г. В. Хован</i>	221
СТРУКТУРА ЦЕНТРАЛЬНЫХ ОБЛАСТЕЙ НЕКОТОРЫХ ГАЛАКТИК МАРКАРЯНА <i>А. Р. Петросян, К. А. Саакян</i>	227
О ФОТОМЕТРИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИКАХ ВЗАИМОДЕЙСТВУЮЩИХ ГАЛАКТИК <i>В. П. Решетников</i>	235
КРУПНОМАСШТАБНАЯ ПРОСТРАНСТВЕННАЯ ОРИЕНТАЦИЯ БОЛЬШИХ ОСЕЙ ПРОТЯЖЕННЫХ ДВОЙНЫХ РАДИОИСТОЧНИКОВ <i>Т. Г. Аршакян</i>	247
СПЕКТР ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНОЙ ВОДОРОДНО-ГЕЛИЕВОЙ ПЛАЗМЫ <i>Н. А. Катышева</i>	257
УСТОЙЧИВОСТЬ ЭЛЛИПТИЧЕСКИХ ЗВЕЗДНЫХ ДИСКОВ. II. ОБЩЕЕ РЕШЕНИЕ С КВАДРАТИЧНЫМ ГРАВИТАЦИОННЫМ ПОТЕНЦИАЛОМ <i>Г. С. Бисноватый-Коган</i>	271
АНАЛИТИЧЕСКОЕ ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПАРАМЕТРОВ НЕКОТОРЫХ МОДЕЛЕЙ АКСИАЛЬНО-СИММЕТРИЧНЫХ РАСПРЕДЕЛЕНИЙ <i>Т. Г. Аршакян</i>	313
ХИМИЧЕСКАЯ ЭВОЛЮЦИЯ СПИРАЛЬНОЙ ГАЛАКТИКИ <i>Б. В. Вайнер, А. Ю. Глухов, В. В. Чувенков</i>	321

(Продолжение на 4-й странице обложки)

ЕРЕВАН

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

Խմբագրական կոլեգիա՝ Գ. Ս. Բիսնովատի-Վոզան, Վ. Գ. Գորբազյի (գլխ. խմբագրի տեղակալ), Վ. Պ. Գրիցին, Վ. Վ. Խվանով, Ն. Ս. Կարդաշև, Վ. Հ. Համբարձումյան, Ա. Գ. Մասնիչ, Լ. Վ. Միրզոյան (գլխ. խմբագիր), Գ. Ս. Սահակյան, Վ. Յու. Տերերիժ, Ա. Տ. Քալաթյան (պատ. քարտուղար)։

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

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

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

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

Журнал выходит 6 раз в год, подписная плата за год 18 р. Подписку можно произвести во всех отделениях Союзпечати, а за границей через агентство «Международная книга», Москва, 200.

«ԱՍՏՐՈՖԻԶԻԿԱ»-ն գիտական հանդես է, որը հրատարակում է Հայաստանի Գիտությունների ակադեմիան: Հանդեսը տպագրում է ինֆեռադեղ հեղվածներ աստղերի ֆիզիկայի, միգամածությունների ու միջաստղային միջավայրի ֆիզիկայի, աստղաբաշխության և արտազուլակտիկական աստղադինամիկայի, ինչպես նաև աստղաֆիզիկային սամանակից բեռզավանների գծով: Հանդեսը նախատեսված է գիտական աշխատակիցների, ասպիրանտների և բարձր կուրսերի ուսանողների նամար:

Հանդեսը լույս է տեսնում տարեկան 6 անգամ, բաժանարդագիճը 18 ռ. մեկ տարվա նամար: Բաժանարդագրվել կարելի է «Սոյուզպեչատ»-ի բոլոր բաժանմունիներում, իսկ արտասամանում՝ «Մեծգունարդեայա կերիգա» գործակալության միջոցով, Մոսկվա, 200.

© Издательство АН Армении, Астрофизика, 1991.

УДК 524.42:520.6.07

НАБЛЮДЕНИЯ ОБЛАСТИ ЗВЕЗДНОЙ АССОЦИАЦИИ CARINA OB 1 НА КОСМИЧЕСКОМ ТЕЛЕСКОПЕ «ГЛАЗАР»

Г. М. ТОВМАСЯН, Р. Х. ОГАНЕСЯН, Р. А. ЕПРЕМЯН, Д. ЮГЕНЕН,
А. А. ВОЛКОВ, С. К. КРИКАЛЕВ

Поступила 5 июля 1991

Принята к печати 20 сентября 1991

Представлены результаты УФ—наблюдений области звездной ассоциации Car OB 1 с помощью космического телескопа «Глазар». В области приблизительно в ~ 13 кв. градусов наблюдалось 233 звезды с предельной звездной величиной около $m = 5$ на $\lambda = 1640 \text{ \AA}$.

В настоящей работе представлены результаты наблюдений области звездной ассоциации Car OB 1, выполненных 6 января 1989 г. с помощью ультрафиолетового телескопа «Глазар», установленного на космической станции «Мир».

Сфотографированные области, покрывающие около 13 кв. градусов, показаны на карте на рис. 1 а и б. Описание телескопа, методика наблюдений, калибровки и обработки результатов наблюдений представлены в работах [1—3]. Как и ранее, в качестве стандартов использованы звезды, наблюдавшиеся на телескопах TD-1 [4] и ANS [5]. Среди наблюдавшихся нами 233 звезд таковых оказалось 39. Список этих звезд приведен в табл. 1.

Результаты наблюдений представлены в табл. 2. В первом столбце табл. 2 указаны порядковые номера звезд. Во втором столбце даны номера звезд по каталогам HD, CPD и списку работы [6]. В тех случаях, когда звезда отсутствует в указанных списках, она, как это уже было принято в работе [7], обозначена прямым восхождением (часы и минуты) и склонением (градусы) с соответствующим знаком. Спектральные классы этих звезд неизвестны, однако тот факт, что их изображения оказались на полученных с помощью «Глазара» снимках, говорит о том, что эти звезды должны принадлежать ранним спектральным

ЗВЕЗДЫ, ИСПОЛЬЗОВАННЫЕ В
КАЧЕСТВЕ СТАНДАРТОВ

№ „Галактик“	HD	№1640 TD-1, ANS*
1	2	3
7	90270	7 ^m 9°
8	90280	4.8
13	90615	7.5
18	90872	4.5
24	91188	4.4
25	91294	6.7
27	91477	5.3
30	91533	7.1
41	91824	4.8
62	92287	3.3; 3.4*
63	92288	5.4
69	92383	6.7
75	92420	7.4
81	92451	6.7
83	92504	5.6
84	92584	6.1
85	92585	7.0
87	92607	4.9
93	92702	6.7
97	92740	3.7; 4.0*
98	92741	5.0
103	92850	6.0
117	92964	4.9
133	93028	5.1
140	93113	6.5
143	93131	3.6*
144a	93159	7.2
154	93205/4	4.6*
159	93222	5.4*
165	93250	5.2*
181	93403	5.6*
193	93695	4.0

Таблица 1 (окончена)

1	2	3
200	93898	7.2
203	94024	6.6
213	94370	5.6
225	94558	6.7
227	94663	7.6*
230	95085	6.7
231	95290	5.7

Таблица 2

ЗВЕЗДЫ, НАБЛЮДАВШИЕСЯ НА «ГЛАЗАРЕ»

№	HD, CPD, Глазар*, LLNS**	S	V, LLNS*, B**	$m_{1640} \pm \sigma (n)$ «Глазар»
1	2	3	4	5
1	89402	B9IV—V _n	8 ^m .77	7 ^m .4
2	89430	B8III	9.1	7.4
3	302686	B3V; O9.5V	9.45	7.9
4	90102	B2III	8.68	7.2
5	90187	B1III _{no}	8.72	7.2
6	302722	B1—B2	10.59	8.0
7	90273	O7V	9.07	7.5
8	90288	B3V; B2III—IV	8.16	5.2
9	302771	B0.5V	10.07	8.0
10	302742	B1—B3	10.13	8.0
11	90435	B7III—IV	10.00**	7.9
12	90578	B1.5III; B0.5IV—V; B1Ib—IIb	9.32	7.1
13	90615	B1II; B0.5I _b B0II	8.20	7.6
14	90772	F0I _a ; A9I _a ; A6I _a ; cF1p	4.66	6.4±0.2(2)
15	90832	B1III; B1II	9.12	8.2
16	90833	B9V	9.77	7.8
17	302840	B0.5V _n	6.60	7.8
18	90872	B8III; B9.5V	6.85	4.3
19	302839	B0—B1	9.9*	7.5
20	302838	B8 _e	9.6	7.9

Таблица 2 (продолжение)

1	2	3	4	5
21	90987	B1III—IVp	9.60	7.6
22	302847	B2	11.0*	8.3
23	1027—57*	—	—	7.8
24	91188	B3III; B8.5V; B4IIIe	6.65	4.6
25	91294	B9II—III	8.3	6.7
26	91421	WN5; B1vap; B0.5Ib; B0Ib	8.95	7.4
27	91477	B5II; B8.5V	7.35	5.0
28	91506	B9.5V	9.4**	8.0
29	302975	B0—B2	10.0*	7.9
30	91533	A2Ia; A2Iab	6.00	7.2
31	302977	B0	9.8*	7.8
32	91571	B0	9.3**	7.2±0.1(2)
33	302978	F3; O8:	9.2*	7.4
34	91572	O7V; O6Vf; O6.5V	8.20	5.9
35	91619	B6Iabe; B5Ia	6.15	6.9
36	302950	B0	9.8*	7.8±0.1(2)
37	91764	B2Ib; B1II; B1III; B1Ib	8.76	7.8±0.1(2)
38	91765	B2II	8.97	7.8
39	303125	B3—B4	11.0*	8.0
40	91808	A0V	9.5	8.1
41	91824	O7Vf; O9.5I	8.15	5.2
42	91850	B1III; B1IIIn	9.10	8.1
43	1879**	B4—B5	11.4*	7.9
44	91943	B0.5Ib; B0.5Ia—1b	6.72	5.2
45 ^a	92007	B0II; B1II	7.0	5.5
46	91969	B0Ib; B0Ia; O9.5I	6.51	3.8
47	91970	B9V	9.4	7.7
48	300873	B2—B3	9.8*	7.1±0.1(2)
49	92044	B0.5III; B0.5II; B1III; B1II	8.26	6.9
50	92061	B1IIL; B1.5IIIe	8.97	6.7
51	92072	B6IV; B5.5V	7.02	4.3

Таблица 2 (продолжение)¹

1	2	3	4	5
52	92087	B5V; B5.5V	7.9	4.6
53	92088	A	8.4	6.6
54	303102	B8	8.4*	7.7
55	92174	B8II—III	9.25	7.9
56	92190	B8IV	8.49	6.7
57	92206	O6.5V; O9V; O9III; O7V	7.83	5.6±0.1(2)
58	92207	A0Iae; A1Ia; A2Ia	5.48	7.9±0.1(2)
59	303051	B1—B3	11.0*	7.9
60	303053	B8	10.1*	7.1
61	92271	B9.5III—IV	9.5**	8.3
62	92287	B3III	5.90	3.6
63	92288	B9	8.1	5.7
64	92289	B1II	9.4**	6.9
65	303052	B7—B9	12.0*	8.4
66	303109	B2—B7	9.9*	7.8
67	92351	B8 _p	9.4**	7.2
68	303147	B1—B3	10.3*	8.1
69	92383	B0.5V _n ; B0V; B1IV _n	9.35	6.4
70	92384	B9III—IV	8.5	7.7
71	92398	B9II—III	7.80	6.3
72	92399	A0	6.48	4.3
73	303219	B2—B4	11.2*	7.8
74	92406	A0 _e	9.05	7.6±0.0(2)
75	92420	B1Ibc	8.8	7.4
76	92421	B8III; B9.5V	7.72	5.9
77	303175	B1.5III	9.42	7.7±0.1(2)
78	303182	O5—B0	8.30	7.4±0.1(2)
79	305463	B7	10.6*	7.3
80	305446	B8	10.9*	7.9
81	92451	B1	8.8**	6.6
82	92477	A0IV—V	9.5	8.2
83	92504	O9V; O8.5V _n	8.42	5.6±0.1(2)
84	92584	B3Ib—II	8.72	6.0
85	92585	B6V	9.03	6.7
86	305460	B5—B7	11.2*	6.9

Таблица 2 (продолжение)

1	2	3	4	5
87	92607	O8V; O9II—III	8.23	5.0±0.0(2)
88	1038—59°	—	—	7.9
89	92644	B0III	8.84	5.6±0.1(2)
90	305443	B2III	10.59	8.1
91	303222	B8	10.5*	8.4
92	2818**	B2III	9.84	6.5
93	92702	B1Iab	8.14	6.8
94	92712	B3.5V	7.87	5.9±0.1(2)
95	92725	B0III	8.25	6.6±0.1(2)
96	92739	B1II—III	8.60	6.2
97	92740	WN7; WN7; +OB	6.41	4.0±0.0(2)
98	92741	B1II	7.25	5.1
99	305436	B2—B5	11.3*	7.8
100	305469	B3	9.52	7.4
101	92782	B2II	9.5**	8.1
102	303225	B1.5V	9.94	6.9
103	92850	B0Ia; B0Ib; O9.5Ib	8.05	6.1
104	303202	B1Ia; B2V	9.77	8.2
105	2392**	B2—B5:	11.0*	7.3
106	92852	B2—B4	9.67	7.5
107	92853	B7—B8	9.1**	7.1
108	92875	O5—B2	9.2**	7.9
109	305452	B2III	9.6*	7.3
110	92877	B2III	8.50	5.8
111	92894	B1V	9.40	7.6
112	92895	B8V	8.9**	8.4
113	305439	O	9.8*	8.3
114	303296	B1V	9.55	7.7
115	303297	OBe; B2V	9.60	7.3
116	92937	B2II	9.1**	7.6
117	92964	B2Iab; B2.5Ia; B3Ia; B1e	5.38	5.0±0.1(2)
118	2387**	B2—B5	10.80	8.3
119	305437	B1—B3; B8	9.07	5.8
120	305438	O8; B	8.80	5.6
121	305453	B5—B7	9.9*	6.8
122	305535	B5	9.39	7.5
122a	92982	B1II	8.75	8.1

Таблица 2 (продолжение)

1	2	3	4	5
123	93000	B3III	9.5**	8.2
124	93002	B2III; B1.5V	9.49	7.0
125	305515	B8	10.35	7.9
126	2485**	—	—	7.5
127	303316	B0 _n	9.9*	7.0
128	305516	B0—B2; B8	9.87	6.6
129	305543	B5V	9.74	7.5
130	93025	B3III—V	9.53	7.2
131	93026	B2III	9.66	7.1
132	93027	O9.5V	8.72	5.8
133	93028	O9III; O9I; O9V	8.37	5.3
134	93056	B4; B1V _n	8.97	6.3
135	305518	B9	9.71	7.9
136	305556	B	9.81	6.6
137	2617**	B3IV	10.40	7.5
138	305521	B1—B2	9.0*	7.3
139	93097	B1—B3; A2	9.76	7.3
140	93113	B2II—III	8.8	6.2
141	93128/9	O6 _e /O3If; O3V/O3If; O7.5V; B1; O6V	8.84/6.97	3.8±0.0(2)
142	93130	O6III _f	8.05	6.0
143	93131	WN7; WN6	6.48	3.7
144	93146	O9V; O6.5V	8.45	5.3
144 _n	93159	A0V	8.4	7.3
145	93160/1	O6III/O6.5V; O7; O6.5V	7.82/7.82	4.2±0.0(2)
146	93162	WN7+O7; WN6	8.10	6.0
147	305322	B1—B3	9.5*	8.1
148	305520	B0.5I _{ab}	8.70	7.4
149	305536	O9V; B	8.94	6.1
150	305519	A	9.86	8.4
151	93190	B0IV _{pe} :	8.57	7.0
152	93191	Ac	8.48	7.1
153	93192	B9	8.8**	7.7
154	93204/5	O5V/O3V+O8V; O5.5V	8.42/7.75	4.5±0.1(2)
155	93206	O9.7Ib; B0Ib; O9III; O9.5I+O9III	6.26	4.3
156	1042—59*	—	10.52	8.1
157	2622**	B3—B5	9.9*	7.4

Таблица 2 (продолжение)

1	2	3	4	5
158	305523	O9II; O9III	8.50	6.1
159	93222	O7; O7III	8.10	5.2
160	93249	O8; O9III	8.42	5.1 \pm 0.0(2)
161	2621**	B3—B6	9.86	7.7
162	2602**	B7—B8	10.20	7.3
163	303311	O5	9.05	6.3 \pm 0.1(2)
164	2615**	B4—B5	10.20	7.8
165	93250	O3III; O6; O3Vf; O5	7.38	4.8 \pm 0.1(2)
166	—59°2600	O6V	8.61	6.2 \pm 0.2(2)
167	305524	B	9.28	7.5
168	305534	B1—B3	9.67	7.0
169	—59°2603	O7V	8.80	5.8
170	2716**	B0	9.92	7.5
171	93308	Ap	6.20	4.5 \pm 0.0(2)
172	303308	O3V; O4V	8.17	5.0
173	305533	B	10.32	8.2
174	303300	B0—B2	10.5°	7.6
175	93342	B0:III; B1 ^{lab} —Ib	9.09	7.9
176 ⁶	93343	O7Vn; O8.5; O5V	9.52	6.4 \pm 0.2(2)
177	1043—59°	—	9.78	8.0
178	2720**	O	9.0°	7.0
179	2721**	O5—O9	9.29	7.2 \pm 0.1(2)
180	305528	B3—B5	11.1*	8.4
181	93403	O5f; O7; O5III	7.27	5.2 \pm 0.0(2)
182	305532	B; O6V; O6.5V	10.20	8.4
183	303307	B _e	10.20	7.6
184	93500	B9p; Ap	8.76	7.9
185	93501	B3; B9III	9.08	8.1
186	303304	O5	9.66	7.9
187	93576	B0.5V	9.57	7.8
188	93597/8	B8/B9—A0	9.1/9.1	7.9 \pm 0.1(2)
189	93620	B2II—III	9.15	7.7 \pm 0.1(2)
190	93632	OB _{ce} ; O6III; O4III; O5III	8.38	5.4
191	93646	B5II—III	8.34	7.2 \pm 0.1(2)
192	93682	B8—B9	8.9**	7.8
193	93695	B5V	6.48	3.7 \pm 0.1(2)
194	93711	B8II; B7	9.97	7.8 \pm 0.1(2)
195	93723	B3IV	8.55	6.6

Таблица 2 (окончание)

1	2	3	4	5
196	93737	A0Ia-lab; A1Ia; cA2p	6.00	6.8
197	93753	B6II-III	9.4**	8.0 \pm 0.1(2)
198	93826	B9II-III	9.7**	8.0 \pm 0.1(2)
199	93873	B0.5Ia ¹ ; B1Ia	7.81	7.7
200	93898	B9II; B9.5V	8.02	6.7 \pm 0.2(2)
201	93923	B9III	8.9**	7.7
202	93943	B9.5IV-V; A0	5.88	5.0
203	94024	O8V; O8f	8.72	6.9 \pm 0.1(2)
204	94054	B2III	8.75	8.1
205	94129	B9.5V; B9IV	7.9	7.7 \pm 0.1(2)
206	94201	B2II	9.40	6.8 \pm 0.0(2)
207	94250	B1Iab; B0.5Ib-II	7.79	7.7
208	94258	B3V	8.93	6.6 \pm 0.1(2)
209	94303	B5V	9.58	7.6 \pm 0.1(2)
210	303490	B2-B5	10.5*	7.8
211	303442	O9.5I; O9Ia ^o	8.85	8.1
212	94369	B0.5Ia; B1Ib	7.37	6.8 \pm 0.1(2)
213	94370	O8f; O6.5III O7.5III; O9; B3.5V	7.94	5.5
214	94379	B3-B5	8.4**	6.6 \pm 0.1(2)
215	94394	B8II-III; B9.5V	7.9	6.3 \pm 0.2(2)
216	94409	B8V	8.9	7.4
217	303480	B3-B4	8.9*	8.1
218	303479	B2-B5	9.7*	7.3
219	94475	B3II	9.2**	7.2
220	303500	B1-B3	9.8*	7.4
221	1051-58*	-	-	7.4
222	94489	B8II-III	9.1**	8.2 \pm 0.1(2)
223	94491	B3IV-V; B5V	6.27	4.1
224	94533	B7III	8.78	6.8
225	94558	B9V	8.85	6.8
226	303474	B2-B3	9.9*	7.6
227	94663	O9.5III	9.35	7.4
228	303558	O9III	9.81	8.3
229	303559	B3-B4	11.2*	8.4
230	95085	B9	8.9	6.8
231	95290	B7III; A0	7.68	5.8

45^a) Наблюдалась вместе три звезды—№ 6, 25 и 26 по работе [26].

176^o) Наблюдалась вместе две звезды—HD 93343 и № 9 по работе [12].

классам О—А. В третьем столбце приведены спектральные классы наблюдававшихся звезд по литературным данным [6, 8—26]. Для большинства звезд в четвертом столбце приведены звездные величины в цвете V по тем же источникам, что и спектры. Для тех звезд, для которых не оказалось соответствующих измерений в V , приведены фотовизуальные звездные величины из каталога HD или же глазомерные оценки в B из работы [6]. В пятом столбце приведены измеренные нами значения m_{1640} . В тех случаях, когда звезды наблюдались более одного раза, приводятся и ошибки измерений с указанием в скобках количества наблюдений.



Рис. 1а. Репродукция карты из атласа Франклина-Адамса наблюдавшейся области в Сигна с обозначением обнаруженных звезд.

В табл. 3 приведены координаты звезд, отсутствующих в каталогах. Координаты этих звезд измерены с точностью около 0.1 по картам отождествления, приведенным в работе [6].

Ошибки наших измерений звездных величин m_{1640} , как видно из табл. 2, обычно не превышают 0^m 1. Сравнение же с данными [4, 5]

показывает, что расхождения иногда доходят до $0^m 4$. В одном случае расхождение составляет даже $0^m 5$. Наблюдавшиеся на «Глазаре» на $\lambda 1640 \text{ \AA}$ звезды обозначены на карте, на рис. 1. Нумерация звезд в табл.2 соответствует нумерации на этой фотографии.

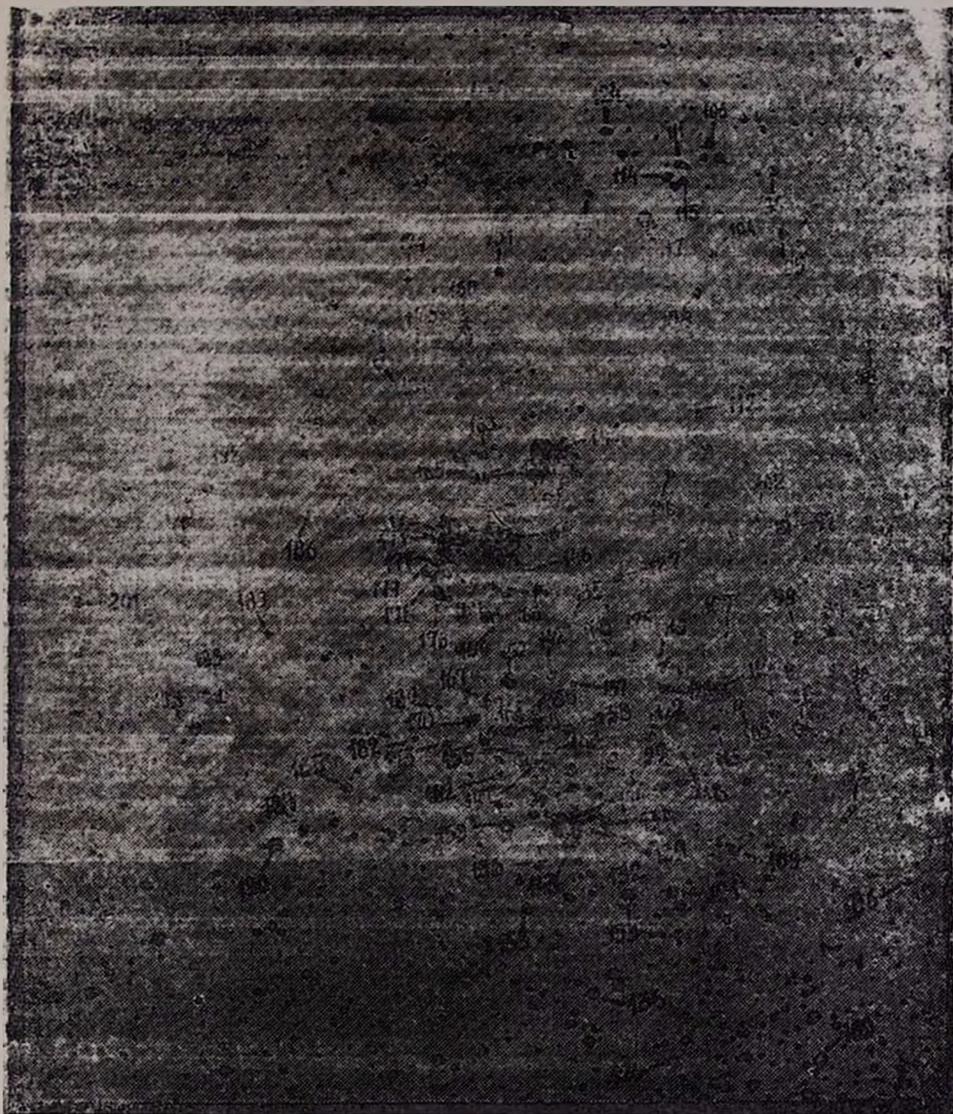


Рис. 1в. Карта для области туманности η (Car) (NGC 3372) с относительно большей плотностью звезд из работы [6].

КООРДИНАТЫ ЗВЕЗД С НЕИЗВЕСТНЫМИ
СПЕКТРАЛЬНЫМИ КЛАССАМИ

№	α (1950)	δ (1950)
23	10 ^h 27 ^m 3	-57°31'
88	10 38.3	-59 07
156	10 42.3	-59 53
177	10 43.2	-59 28
221	10 51.1	-58 30

В заключение авторы выражают признательность С. И. Серовой и В. В. Бутову за большую помощь в организации наблюдений в Центре управления полетами и Н. Л. Нагапетян за помощь при обработке фотопленок на микрофотометре PDS Бюраканской обсерватории.

Бюраканская астрофизическая обсерватория

Женевская обсерватория

Центр подготовки космонавтов

OBSERVATIONS OF THE FIELD OF THE CARINA OB1
STELLAR ASSOCIATION CARRIED OUT BY THE SPACE
TELESCOPE "GLAZAR"

H. M. TOVMASSIAN, R. KH. HOVHANNESIAN, R. A. EPREMIAN,
D. HUGUENIN, A. A. VOLKOV, S. K. KRKALEV

The results of the UV-observations of the field of the Carina OB1 stellar association carried out by the space telescope "Glazar" are presented. In the area of about 13 square degrees 233 stars brighter than 8^m5 at λ 1640Å are observed.

ЛИТЕРАТУРА

1. Г. М. Товмасын, Ю. М. Ходжаиши, М. Н. Кривош, А. Л. Кашин, А. Э. Захарян, Р. Х. Оганесян, М. А. Мкртчян, Г. Г. Товмасын, Д. Юзенин, В. В. Бутов, Ю. В. Романенко, А. И. Лавейкин, А. П. Александров, Письма в Астрон. ж., 14, 291, 1988.

2. Г. М. Товмасын, Р. Х. Оганесян, Р. А. Епремян, М. А. Мкртчян, Ю. М. Ходжаянц, М. Н. Крмоян, А. Л. Кашин, Д. Югенен, Ю. В. Романенко, А. П. Александров, В. Г. Титов, М. Х. Манаров, А. А. Волков, С. К. Крикалев, *Астрофизика*, 32, 197, 1990.
3. Г. М. Товмасын, Р. Х. Оганесян, Р. А. Епремян, Д. Югенен, А. С. Викторенко, А. А. Серебров, *Астрон. ж.*, 68, 942, 1991.
4. G. I. Thompson, K. Nandy, C. Jamar, A. Monfils, L. Houziaux, D. J. Carnochan, R. Wilson, *Catalogue of Stellar Ultraviolet Fluxes*, The Science Research Council, 1978.
5. P. R. Wesselius, R. J. van Dalen, A. R. W. de Jonge, J. W. G. Aalders, W. Luinge, K. L. Wildeman, *Astron. and Astrophys. Suppl. Ser.*, 49, 427, 1982.
6. L. O. Loden, K. Loden, B. Nordstrom, A. Sundman, *Astron. and Astrophys. Suppl. Ser.*, 23, 283, 1976.
7. H. M. Товмасын, Р. КН. Ховханнисян, Р. А. Епремян, Д. Хугенян, Ю. М. Ходжаянц, М. Н. Крмоян, А. Л. Кашин, А. П. Александров, Ю. В. Романенко, *Astrophys. and Space. Sci.*, 188, 217, 1992.
8. Y. M. Blanko, S. Demers, G. G. Douglas, M. P. Fitzgerald, *Publ. US Naval Observ.*, 21, 1, 1968.
9. A. Feinstein, *Mon. Notis. Roy. Astron. Soc.*, 143, 273, 1969.
10. N. R. Walborn, *Astron. J.*, 77, 312, 1972.
11. N. R. Walborn, *Astrophys. J.*, 179, 517, 1973.
12. A. Feinstein, H. G. Marraco, J. C. Muzzlo, *Astron. and Astrophys. Suppl. Ser.*, 12, 331, 1973.
13. R. M. Humphreys, *Astron. and Astrophys. Suppl. Ser.*, 9, 85, 1973.
14. A. J. Moffat, N. Vogt, *Astron. and Astrophys. Suppl. Ser.*, 20, 125, 1975.
15. W. Herbst, *Astron. J.*, 80, 212, 1975.
16. J. C. Mermillind, *Astron. and Astrophys.*, 24, 159, 1976.
17. A. Feinstein, H. G. Marraco, J. C. Forte, *Astron. and Astrophys. Suppl. Ser.*, 24, 389, 1976.
18. W. Herbst, *Astrophys. J.*, 208, 923, 1976.
19. W. Buscombe, *MK Spectral Classification*, Northwestern Univ., Evanston, 1977, 1980, 1981, 1984, 1988.
20. J. J. Claria, *Astron. and Astrophys. Suppl. Ser.*, 27, 145, 1977.
21. B. Nicolet, *Astron. and Astrophys. Suppl. Ser.*, 34, 1, 1978.
22. A. Sundman, *Astron. and Astrophys. Suppl. Ser.*, 35, 327, 1979.
23. A. Hirshfeld, R. W. Sinnott, *Sky Catalogue 2000.0*, v. 1, 2, Cambridge, Univ. Press, Cambridge, 1982, 1985.
24. *Общий Каталог переменных звезд*, IV изд., т. 1, М., 1985.
25. G. Mathys, *Astron. and Astrophys. Suppl. Ser.*, 76, 427, 1988.
26. D. G. Turner, G. R. Grivee, W. Herbst, W. E. Harris, *Astron. J.*, 85, 1193, 1980.

УДК 524.378.6—339

СПЕКТРАЛЬНЫЕ НАБЛЮДЕНИЯ СУБФУОРА V 1143 Ori (1985—1988)

М. ПЕЙМБЕРТ, Э. С. ПАРСАМЯН, К. Г. ГАСПАРЯН
А. С. МЕЛКОНЯН, Г. Б. ОГАНЯН

Поступила 6 сентября 1991

Принята к печати 6 октября 1991

Спектральные наблюдения субфуора V 1143 Ori в 1985—88 гг., когда звезда находилась в минимуме блеска или около него, после очередной вспышки показали, что эмиссионный спектр сохраняется и в этот период. Наблюдаются эмиссионные линии H β , CaII H δ , FeII, TiII, TiII, SrII, SiI, [CaII]. Характер переменной и спектр свидетельствуют о том, что V 1143 Ori-звезда типа T Тельца или родственной объект, принадлежит ассоциации Ориона и вне фуорообразных вспышек демонстрирует быстрые оптические вспышки. Ультрафиолетовый избыток сохраняется и в минимуме блеска. Спектральный класс звезды согласно полосам TiO—M2. Оценка радиуса звезды приводит к заключению $R \sim 1.4R_{\odot}$.

1. *Введение.* В течение 1982—83 гг. в ассоциации Ориона были обнаружены две звезды, изменения блеска которых напоминали вспышки фуоров звезд, претерпевших изменения типа FU Ori. Это звезды V 1143 Ori и V1118 Ori [1—3]. Подобные изменения блеска испытали ранее VY Tui, EX Lup, DR Tau, UZ Tau, NY Ori PV Ser [4]. Характерным для всех них, по-видимому, является медленное повышение блеска за время порядка 100 и более дней, более длительное нахождение в максимуме блеска с малыми колебаниями и последующее медленное затухание. Весь процесс протекает за время порядка 1.5 года. По предложению Амбарцумяна эти звезды были названы субфуорами [5], а Хербитсам—эксорами [4].

Длительный ряд наблюдений, охватывающий период с 1953 г., показал, что лишь начиная с 1982 г. V 1143 Ori вступила в фазу фуорообразной активности [6]. Внешне напоминающие явление фуора в малом масштабе, субфуоры отличаются от них спектральными характеристиками.

Первые же спектральные наблюдения V 1143 Ori, проведенные в период максимума блеска или около него, показали, что спектр звезды

не похож на спектр фуоров, а похож на спектр звезд типа Т Тельца, в частности на спектр DR Tau [7, 8]. Для выяснения явления субфуоров в работе [5] было проведено некоторое сравнение параметров фуоров и субфуоров в рамках гипотезы Амбарцумяна [9] о том, что повышение блеска фуоров можно объяснить тем, что до подъема блеска в области, непосредственно окружающей звезду, имеются источники энергии, большая часть которой выделяется в виде энергии корпускулярного излучения. Благодаря появлению оболочки большого радиуса происходит конверсия энергии корпускул в достигающее нас видимое излучение. В работе [5] было отмечено, что хотя истечение наблюдается у многих нестационарных звезд, в случае субфуоров происходит интенсификация истечения, возможно при тех же скоростях увеличивается мощность потока материи. Это явление приводит к образованию квазистационарной оболочки, которая затем со временем рассеивается.

Для понимания явления субфуора и возможной связи с фуором представляют определенный интерес спектральные наблюдения субфуоров как в максимуме блеска, так и в минимуме. В работе приводятся результаты спектральных наблюдений в периоды между вспышками.

Наблюдения субфуора V 1143 Ogi в течение 1985—88 гг. относятся к тем периодам, когда звезда находилась около минимума блеска или в минимуме. Сводная кривая блеска V 1143 Ogi приводится в работе [6].

2. *Наблюдательный материал.* Наблюдения 20 и 21 марта 1985 г., а также 18 ноября 1987 г. проводились одним из авторов (М.П.) на 2.1-м телескопе Национальной обсерватории Китт-Пик с помощью сканнера IIDS. Были использованы две решетки, охватывающие диапазоны длин волн $\lambda\lambda$ 3400—5200 Å и $\lambda\lambda$ 5600—7400 Å. IIDS—двухпучковый многоканальный спектрометр, каждый спектр длиной ~ 20 м. Двойственные входные отверстия имели 0.3×0.98 мм, что соответствует $3.''8 \times 12.''4$ в плоскости неба, и их разделение составляло $99''$ в направлении восток-запад. Полная ширина у полумаксимального разрешения была 3.8 канала.

Наблюдательные данные были переведены в абсолютные потоки, используя стандартные звезды [10, 11] и связь между наблюдаемым сигналом и интенсивностью в виде $N_c \sim I^{0.97}$ [12].

Наблюдения в течение 1987—88 гг. были проведены на 6-м телескопе Специальной астрофизической обсерватории Академии наук СССР и на 2.6-м телескопе Бюраканской обсерватории Академии наук Армении.

Наблюдения в САО проводились на планетном спектрографе (СП-124) со сканером в фокусе Несмита в диапазоне длин волн $\lambda\lambda$ 3800—7000 Å с дисперсией 1.8 Å/канал, разрешающая сила ~ 4 Å.

Наблюдения на 2,6-м телескопе проводились в фокусе Кассегрена на спектрографе UAGS с обратной дисперсией 101 Å/мм, разрешающая сила ~ 4 Å.

3. Спектральные наблюдения.

1). В период спектральных наблюдений 20 и 21 марта 1985 г. V 1143 Ori находилась около минимума блеска, после второго повышения блеска в 1984 г., когда $m_{\text{vis}} \sim 17.2$. На рис. 1 и 2 приводятся спектры в синей и красной областях. В табл. 1 приводятся отождествленные эмиссионные линии. В случае blends дается лишь отождествле-

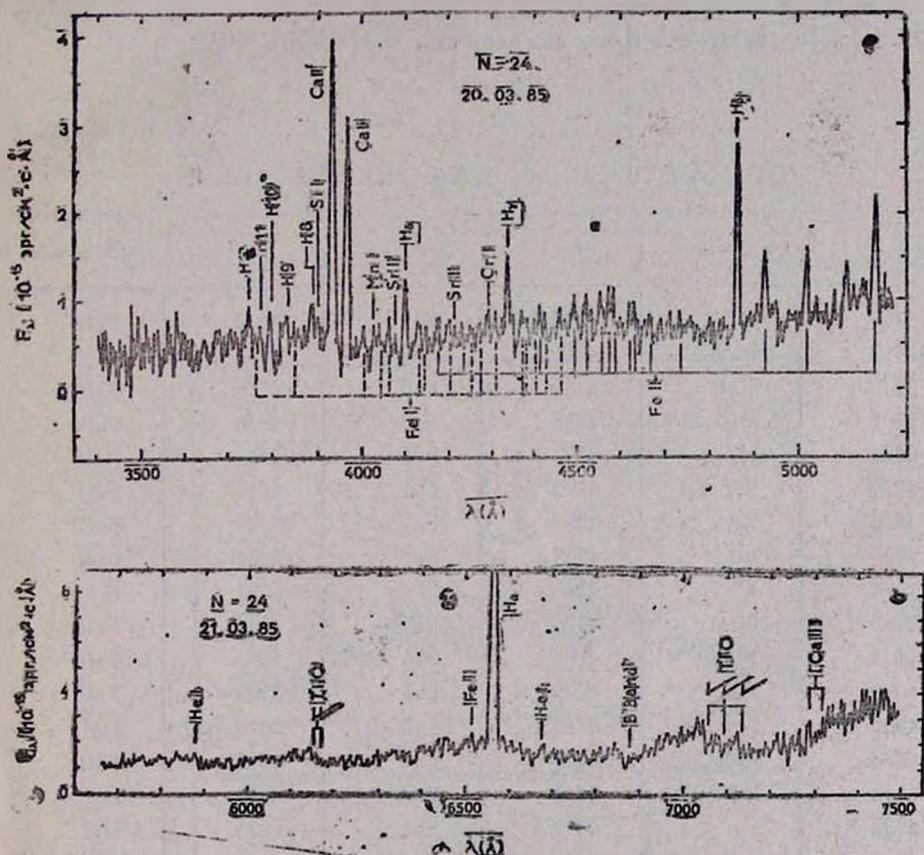


Рис. 1, 2. Спектр V1143 Ori от 2. III. 1985 г. (λλ3400—7400Å).

ние, соответствующее вероятной сильнейшей линии. В табл. 2 приведены наблюдаемые интенсивности линий и эквивалентные ширины для сильнейших эмиссионных линий. Ошибка измерений около 10% для этих двух величин.

2) Наблюдения 21 января 1987 г. проводились на 6-м телескопе. Из кривой блеска [5] следует, что блеск звезды в этот период наблюдений был $m_{pk} \sim 16.8-17.0$, т. е. звезда еще не достигла минимума после третьего повышения блеска. К сожалению, после наблюдений V 1143 Ogi запись на магнитной ленте была утеряна, но сохранилась запись спектра. Эмиссионные линии были отождествлены по имеющимся в спектре линиям ночного неба с точностью $\pm 5-10 \text{ \AA}$. На рис. 3, 4 приводятся записи спектра V 1143 Ogi в синей и красной областях. В спектре наблюдаются эмиссионные линии бальмеровской серии водорода H₁, FeI, FeII, TiII. Характерная линия $\lambda 4924$ часто в виде бленды. В красной области спектра наблюдаются полосы поглощения TiO-6148, 6159. Подозреваются полосы поглощения TiO: 5448, 5862.

Таблица 1

ОТОЖДЕСТВЛЕННЫЕ ЭМИССИОННЫЕ ЛИНИИ

λ	Элемент	λ	Элемент	λ	Элемент
3750	H12	4202	FeI	4520	FeII
3758	FeI	4216	SrII	4549	FeII
3771	H11	4233	FeII	4556	FeII
3797	H10	4251	FeI	4576	FeII
3835	H9	4272	FeI	4584	FeII
3850	FeI	4290	CrI	4621	FeII
3839	H8	4303	FeII	4529	FeII
3906	SiI	4308	FeI	4667	FeII
3934	CaII	4340	H ₇	4861	H ₃
3969	CaII	4376	FeI	4924	FeII
4005	FeI	4384	FeI	5018	FeII
4046	FeI	4405	FeI	5169	FeII
4053	FeI	4415	FeI	5876	HeI
4078	SrII	4417	FeII	6516	FeII
4102	H ₆	4427	FeII	6563	H ₂
4132	FeI	4452	FeI	6673	HeI
4144	FeI	4467	FeI	7291	[CaII]
4173	FeII	4491	FeII	7323	[CaII]
4179	FeII	4515	FeII		

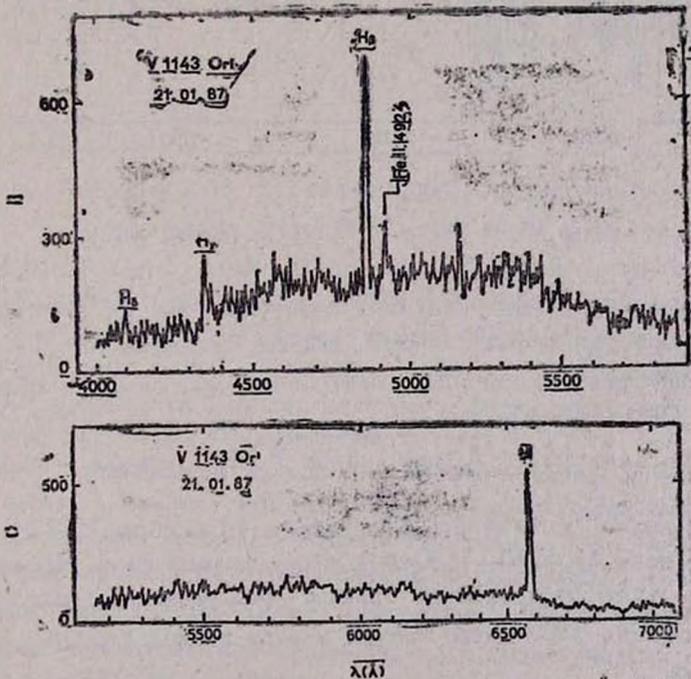
Таблица 2

ИНТЕНСИВНОСТИ ЭМИССИОННЫХ ЛИНИЙ И
ЭКВИВАЛЕНТНЫЕ ШИРИНЫ*

λ	Элемент	$F(\lambda)/F(H_{\beta})$	$W(\lambda)$
3934	CaII	1.63	64.0
3968+3970	CaII + H $_{\gamma}$	1.00	39.5
3970	H $_{\gamma}$	0.19 [*]	...
4102	H $_{\delta}$	0.25	9.5
4340	H $_{\gamma}$	0.44	13.5
4861	H $_{\beta}$	1.00	29.9
4924	FeII	0.57	14.4
5018	FeII	0.35	8.9
5169	FeII	0.51	9.4
6563	H $_{\alpha}$	8.21	72.8
		1.34×10^{-14}	арг см $^{-2}$ с $^{-1}$

* Все наблюдения соответствуют 20 марта 1985 г. кроме H $_{\alpha}$, которая определялась по наблюдениям 21 марта.

** Здесь было предложено, что $F(3934)/F(3968) = 2$.

Рис. 3, 4. Спектр V1143 Ori от 21.I.1987 г. ($\lambda\lambda 4000-7000\text{Å}$).

Судя по полосам поглощения, можно считать, что звезда спектрального типа K7-M, более точно по данному спектру судить трудно. Спектр напоминает спектр V 1143 Ori от 20 марта 1985 г.

Линия поглощения Li λ 6707 под вопросом.

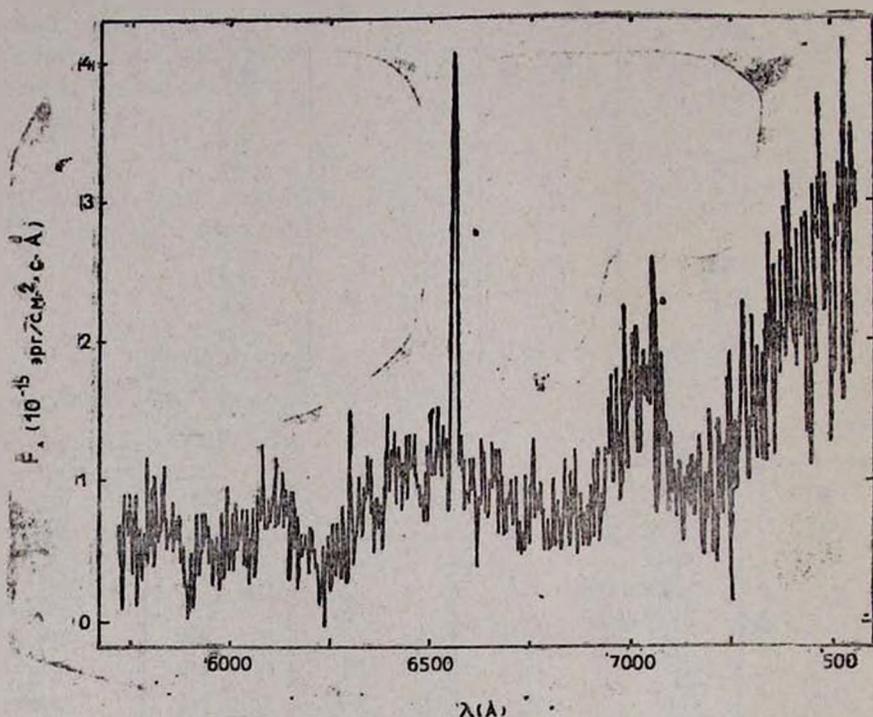


Рис. 5. Спектр V1143 Ori от 18.IX.1987 г. ($\lambda\lambda$ 5750—7500АА).

3) Наблюдения 21 февраля 1987 г. проводились на 2.6-м телескопе Бюраканской обсерватории. Блеск звезды ослабел, $m_{pg} = 17.4$. У звезды наблюдается эмиссионный спектр водорода, сильные линии FeI, FeII, TiII, CrI. Наблюдаются полосы поглощения TiO. Звезда спектрального типа M2. Линия λ 5169 Fe II исчезла, на ее месте полоса TiO.

4) Наблюдения V 1143 Ori 25 марта и 18 ноября 1987 гг. в диапазоне длин волн $\lambda\lambda$ 5750—7500 АА были проведены в Национальной обсерватории Китт-Пик. Спектр звезды эмиссионный, присутствуют полосы поглощения TiO. Блеск звезды в этот период был $m_{pg} \sim 17.5$ —17.8. (рис. 5).

5) Наблюдения V 1143 Ori 14 декабря 1987 г. были проведены в диапазоне длин волн $\lambda\lambda$ 3600—5400 АА на 6-м телескопе. В этот период звезда уменьшала блеск, дойдя до минимума, $m_{pg} \sim 18-18.2$. В спектре наблюдаются эмиссионные линии водорода, CaII, FeI, FeII, TiI, TiII. Абсорбционная линия Ca I под вопросом. Наблюдаются полосы поглощения TiO: 4762, 5167. Спектр M2—M2.5. На рис. 6 приводится запись спектра.

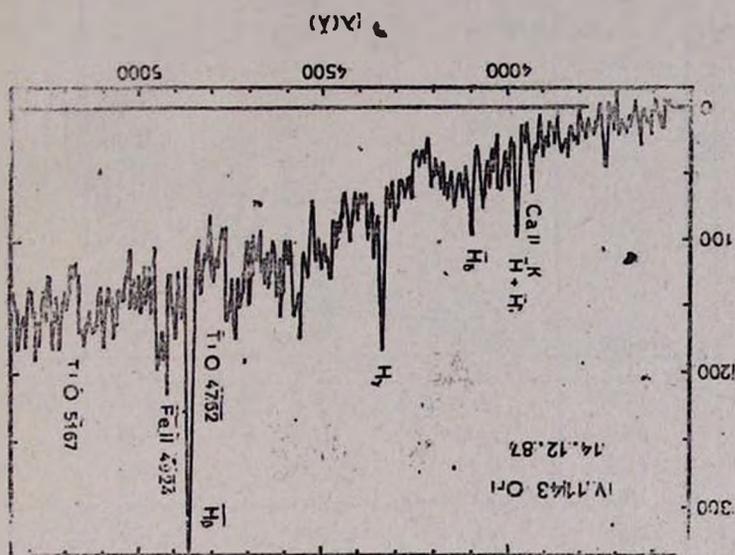


Рис. 6. Спектр V1143 Ori от 14.XII.1987 г. ($\lambda\lambda$ 3500—5300АА).

6) Наблюдения V 1143 Ori 10 января 1988 г. в диапазоне длин волн $\lambda\lambda$ 3700—5000 АА и 4800—6600 АА были проведены на 6-м телескопе САО АН СССР. Блеск звезды 19.1.1988 г. был $m_{pg} \sim 17.8$. Блеск звезды весь 1988 г. находился вблизи минимального значения. На рис. 7,8 приводятся записи спектра в синей и красной областях. Спектральный тип звезды без изменения.

В табл. 3 приводится список эмиссионных линий, наблюдавшихся в спектре звезды в течение 1987—88 гг. В список не были включены линии, отождествление которых вызвало сомнения.

В табл. 4 приводятся относительные интенсивности и эквивалентные ширины эмиссионных линий. Отношение H_α/H_β содержит большую неопределенность, так как линии H_α и H_β определялись по разным спектрам, кроме 21 февраля 1987 г.

Из данных таблиц 2, 4 видно, как изменяются значения потоков, эквивалентных ширин эмиссионных линий, наблюдавшихся в V 1143 Ori.

В табл. 5 приводятся значения $F(H_n)$ и $W(H_n)$ линии H_n в период затухания вспышки V 1143 Ori, когда звезда еще не достигла «нормального» минимума (21.III.85 г., 21.II и 25.III.87 г. и в минимуме 18.IX.87 г. и 10.I.88 г.).

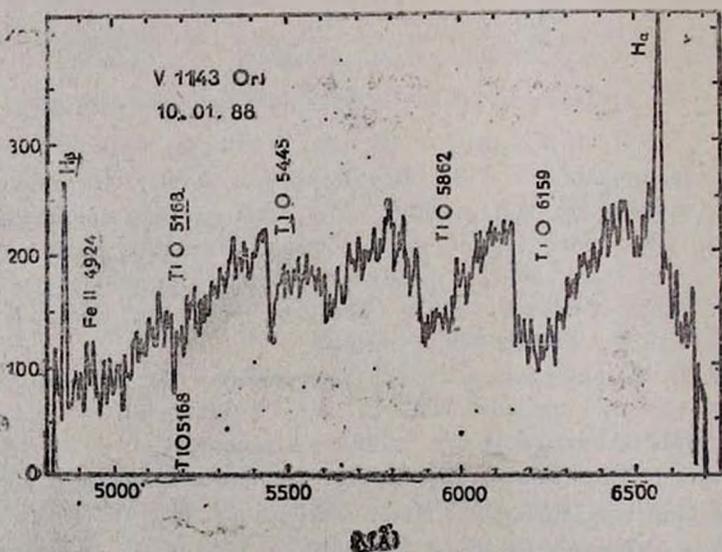
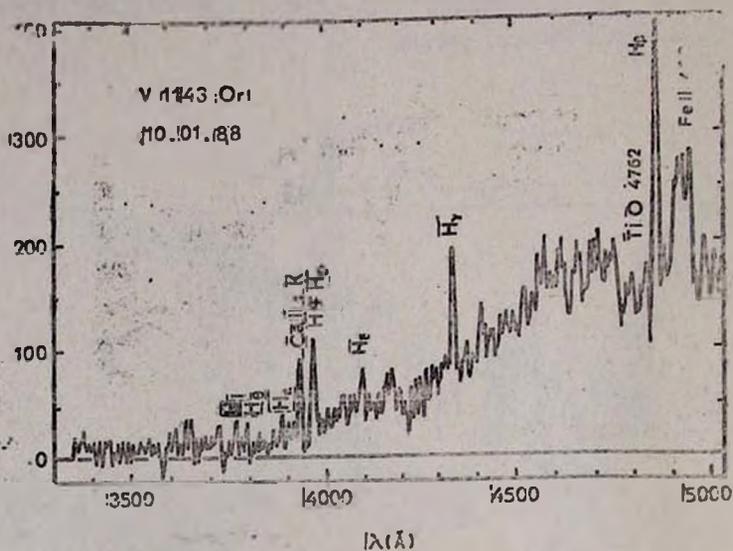


Рис. 7, 8. Спектр V1143 Ori от 10.1.1988 г. (λ 3500—6600Å).

Таблица 3

ОТОЖДЕСТВЛЕННЫЕ ЭМИССИОННЫЕ ЛИНИИ

λ	Элемент ID	λ	Элемент ID	λ	Элемент ID
3733	FeI	4308	FeI	4911	FeII
3771	H11	4340	H ₇	4924	FeII
3797	H10	4376	FeI	4939	FeI
3835	H9	4384	FeI		
3889	H8	4400	TiII	4989	TiI
3906	SiI	4405	FeI	5018	FeII
3934	CoII	4417	FeII	5087	FeII
3968	CaII	4422	FeI	5098	FeI
3996	FeI	4435	FeI	5107	FeI
4026	TiII	4450	TiII	5136	FeII
4030	MnI+FeI	4467	FeI	5144	FeI
4046	FeI	4482	FeI	5169	FeII
4063	FeI	4520	FeII	5234	FeII
4070	FeI	4559	CrII	5270	FeI
4078	SrII	4563	TiII	5275	FeII
4101	H ₆	4571	MgI	5316	FeII
4132	FeI	4576	FeII	5325	FeII
4144	FeI	4584	FeII	5341	FeI
4153	FeI	4616	CrI	5597	FeI
4162	TiII	4621	FeII	5430	FeI
4173	FeI	4654	FeI	5455	FeI
4179	FeII	4667	FeII	5763	FeI
4225	CaI+FeI	4675	FeII	5956	FeI
4247	FeI	4708	TiII	6007	FeI
4282	FeI	4741	FeI	6516	FeII
4290	FeI	4861	H ₇	6563	H ₇

4. *Обсуждение.* Эмиссионные линии, присутствующие в звезде V 1143 Ori в период максимального повышения блеска, на стадии затухания и в минимуме, соответствовали сильнейшим линиям, наблюдаемым в таких звездах, как DR Tau, S CrA, RW Aur, XZ Tau, RU Lup. UZ Tau.

Таблица 4

ОТНОСИТЕЛЬНАЯ ИНТЕНСИВНОСТЬ И ЭКВИВАЛЕНТНАЯ ШИРИНА ЭМИССИОННЫХ ЛИНИЙ

λ	Элемент	$I_{\lambda}/I_{\lambda_0}$	W_{λ}
21. II. 87 4340	H _T	0.50	7.0
4861	H _β	1	15.3
4924	FeII	0.40	7.1
5270	FeI	0.53	4.6
6563	H _α	4.50	23.7
14. XII. 87 3733	FeI	0.02	1.3
3934	CaII	0.09	6.0
3968	CaII	0.40	45.0
4101	H _δ	0.26	13.1
4340	H _T	0.48	12.8
4861	H _β	1.00	17.1
10. I. 88 3789	H _δ	0.16	15.6
3934	CaII	0.21	9.1
3968	CaII	0.36	15.1
4101	H _δ	0.21	6.1
4340	H _T	0.56	9.5
4861	H _β	1	10.5
6563	H _α	1.2	7.4

Таблица 5

ЗНАЧЕНИЯ $F(H_{\alpha})$ и $W(H_{\alpha})$ В ПЕРИОД ЗАТУХАНИЯ ВСПЫШКИ И В МИНИМУМЕ

$F(H_{\alpha})$ ($\text{эрг см}^{-2} \text{ с}^{-1}$)	$W(H_{\alpha})$	Дата
1.10×10^{-13}	72.8	21. III. 85
	23.7	21. II. 87
2.45×10^{-14}	19.3	25. III. 87
1.23×10^{-14}	9.42	18. IX. 87
	7.4	10. I. 88

В спектре V 1143 Ori присутствуют характерные для звезд типа Т Тельда флюоресцентные линии $\lambda\lambda$ 4063, 4132 AA, FeI, H и K Ca II, водородные линии. Согласно Хербигу [13], peculiarная интенсивность линий $\lambda\lambda$ 4063, 4132 AA в мультиплете (43) Fe I возникает благодаря радиационному возбуждению их общего верхнего уровня y^4F° , близко совпадающей FeI λ 3969.26 с крылом CaII λ 3968.47.

Рассмотрим более подробно спектр от 20—21 марта 1985 г., когда звезда еще не достигла минимума блеска.

Линии $\lambda\lambda$ 4068, 4076 [Si II], $\lambda\lambda$ 6300, 6364 [O I], так же, как и $\lambda\lambda$ 4026, 4471 He I, не присутствуют в спектре V 1143 Ori, а λ 5876 и 6678 He I, так же, как и $\lambda\lambda$ 7291, 7323 [Ca II], по-видимому, присутствуют. Нами были отождествлены не все эмиссионные линии в области $\lambda\lambda$ 4900—5200 AA, большинство из которых скорее всего принадлежат Fe II и, в частности, мультиплету (35) $b^4F - Z^6F^{\circ}$.

Из присутствия и интенсивности полос поглощения TiO ($\lambda\lambda$ 6148, 6158, 7054, 7088, 7126) следует, что спектр поглощения соответствует звезде класса M1-M2. Блокирующие доли 6180 и 7100 для спектра от 21 марта 1985 г. в системе Спинарда и Тейлора [14] соответствуют 0.18 ± 0.04 и 0.24 ± 0.04 , соответственно. Эквивалентная ширина в поглощении, благодаря полосе TiO, исчисляется 27 ± 5 А для области 6150—6320 А и 80 ± 6 А для области 7050—7350 А. Область 6600—7000 А также в депрессии из-за полос TiO с $\lambda\lambda$ 6626, 6651, 6681, 6714, 6781, 6786, 6815, 6988. Каких-либо признаков спектра фотосферы для классификации в синей области не было.

Интенсивности линий H_{β} , H_{γ} , H_{δ} (табл. 2) свидетельствуют о малом покраснении и дают $C(H_{\beta}) = 0.20$ или $E(B-V) = 0.13$ для нормального закона покраснения [15, 16].

Тем не менее, наблюдаемые интенсивности бальмеровских линий в звездах типа Т Тау свидетельствуют о том, что у них оптически толстый слой, кроме того без одновременных наблюдений четырех ярчайших бальмеровских линий не легко определить оптическую толщину и покраснение. Мы не сравниваем наши наблюдения с теоретическими вычислениями Куана [17] из-за трех причин: а) интенсивности линий не были исправлены за покраснение, б) отношение H_{α}/H_{β} не реальное, т. к. интенсивности линий были измерены в две разные ночи, и г) вычисления были сделаны Куаном для звезды с $R = 4R_{\odot}$, из наблюдаемых величин m_v (см. ниже), спектрального типа и расстояния Ориона в случае V1143 Ori получаем $R \sim 1.4 R_{\odot}$.

В табл. 6 представлены монохроматические потоки и звездные величины V 1143 Ori, где монохроматические потоки мы измеряли, исполь-

эту область длин волн и центры по возможности ближе к тем, которые использованы в системе *UBVR* Джонсона.

Таблица 6

λ	f_{λ} (10^{-15} эрг см ² с ⁻¹ А ⁻¹)	$\Delta\lambda$	m
3650	0.50	3400—3900	17.30 \pm 0.2
4400	0.72	3900—4900	17.43 \pm 0.2
5556	0.99*	5600—6000	16.44 \pm 0.2
7000	2.11	6600—7400	14.87 \pm 0.2

Для перехода от монохроматического потока в видимые звездные величины были использованы следующие соотношения [18, 19]:

$$m_a = -2.5 \lg f_{\lambda}(3650) - 20.95,$$

$$m_B = -2.5 \lg f_{\lambda}(4400) - 20.425,$$

$$m_v = -2.5 \lg f_{\lambda}(5556) - 21.075$$

и $V-R = 2.5 \lg f_{\lambda}(7000)/f_{\lambda}(5556) + 0.75$, что соответствует $U-B = -0.13 \pm 0.2$, $B-V = 0.99 \pm 0.2$ и $V-R = 1.57 \pm 0.3$.

Экстраполированные потоки непрерывного спектра от голубого спектра к красному и от красного к голубому очень похожи, это означает, что непрерывный спектр не меняется заметно между 20 и 21 марта 1985 г. Поэтому значение $B-V$, по-видимому, соответствует V 1143 Ogi в эти дни; цвета $U-B$ и $B-V$ соответствуют одной почти и должны быть более реальными.

Подтверждением приведенных рассуждений является тот факт, что из кривой изменений $U-B$ в течение 1983—85 гг. [5] следует, что около 20—21 марта 1985 г. $U-B$ был равен ~ -0.2 , а $m_{rv} \sim 17.2$.

В этой же работе было замечено, что наблюдения в максимуме блеска свидетельствуют о посинении V 1143 Ogi.

Напомним, что 19.10.1983 г., когда V 1143 Ogi была в максимуме или на первых этапах спада, $U-B = -0.7$, $B-V = 0.3$ [5].

Значение $B-V = 0.99$ слишком мало для звезды типа M2, и можно думать, что около λ 4400 А в непрерывном спектре существовал избыточный поток, который особенно заметен во время максимума блеска. Измерение потока было сделано с использованием наименьших точек

* Экстраполированная величина.

между эмиссионными линиями. Избыток излучения в коротковолновой области или непрерывная эмиссия в звездах типа Т Тельца известны со времени появления работ Джоя [20] и Амбарцумяна [21]. Хотя удовлетворительного объяснения явлению непрерывной эмиссии не найдено до сих пор, присутствие балмеровских линий в эмиссии говорит о том, что по крайней мере часть ультрафиолетового избытка появляется благодаря балмеровскому континууму.

Представляется возможным вычислить также $V-I$ и m_I двумя равными путями:

а) Предполагая, что $V-R$ значителен у V 1143 Ori, мы можем сравнить его цвета с таковыми у 30 Psc, звездой M3 III, наблюдаемой Джонсоном [22], у которой $V-R = 1.57$ и $V-I = 2.98$; из этого сравнения следует, что $R-I \sim 1.41$ и $m_I \sim 13.46$ для V 1143 Ori.

б) Из предположения, что спектральный тип, определенный по блокирующим линиям TiO, является соответствующим для V 1143 Ori, мы можем сравнить его с χ Peg и 55 Peg (обе звезды спектрального типа M2 III [14, 22]). Это дает $R-I \sim 1.08$ и $m_I \sim 13.79$ для V 1143 Ori. Эти значения m_I свидетельствуют о том, что после вспышки или во время нее звезда поярчала и в инфракрасных лучах. Если возьмем $A_V = 0.2$, типичное для непокарасневшей области комплекса Ориона, и модуль расстояния 8.5 [23], то получаем $M_V = 7.7$ для V 1143 Ori. Это значение M_V вместе со спектральным типом M2, располагает звезду на 2^{m3} выше главной последовательности с радиусом $R \sim 1.4 R_{\odot}$ [18]. Два эффекта могут увеличивать или уменьшать наши вычисления фотосферной визуальной светимости: а) если там существует местное поглощение или околос звездная пыль, то фотосфера может быть ярче наблюдаемой; б) присутствие непрерывного вуалирования может привести к переоценке визуальной светимости, однако заметное присутствие полос TiO указывает на то, что незвездное вуалирование не очень выражено в красной области.

5. **Заключение.** Спектральные наблюдения субфуора V 1143 Ori в 1985—88 гг., когда звезда находилась в минимуме блеска или около него, после очередной вспышки показали, что эмиссионный спектр сохраняется и в этот период. Наблюдаются эмиссионные линии H I, CaII, FeI, Fe II, TiI, TiII, SrII, CrI, [CaII].

Таким образом, в отличие от «неактивного» периода, когда в спектре звезды V 1143 Ori не наблюдается эмиссионный спектр (кроме 20.1.1963 г., когда наблюдалась быстрая вспышка в H_{α} [6]), в «активный» период и в периоды между вспышками эмиссионный спектр

сохраняется. Такое же явление наблюдается и у субфуора VY Тау [24]. В отличие от низковолежественного эмиссионного спектра VY Тау, спектр V 1143 Ori имеет сильные линии H β , FeI, FeII, CaII.

Характер переменности и спектр свидетельствуют о том, что V 1143 Ori—звезда типа T Тельца или родственный объект, принадлежит ассоциации Ориона и вне фуорообразных вспышек демонстрирует быстрые оптические вспышки. В непрерывном спектре наблюдается ультрафиолетовый избыток, который сохраняется и в минимуме. Спектральный класс звезды согласно полосам TiO—M2. Оценка радиуса звезды приводит к значению $R \sim 1.4 R_{\odot}$.

Авторы приносят благодарность д. ф. м. И. М. Копылову и Н. В. Борису за помощь при наблюдениях на 6-м телескопе.

Институт астрономии национального университета Мехики

Бюрокажкая астрофизическая
обсерватория

SPECTRAL OBSERVATIONS OF SUBFUOR V1143 ORI (1985--88)

M. PEIMBERT, E. S. PARSAMIAN, L. G. GASPARIAN, A. S. MELKONIAN,
G. V. OHANIAN

Spectral observations of subfuor V1143 Ori in 1985—88, when the star was at the brightness minimum or near to that, after recurrent flares, show that the emission spectrum remains in this period too. The emission lines of H β , CaII, FeI, FeII, TiII, SrII, CrI, CaII are observed. The character of the variability and the spectrum testify that V1143 Ori is the T Tau type star or related object, it belongs to Orion association and shows rapid flares out of the fuorlike variability. The ultraviolet excess is also observed during the brightness minimum. The spectral type of the star is M2 according to TiO bands. The radius estimation gives $R \sim 1.4R_{\odot}$.

ЛИТЕРАТУРА

1. B. G. Marsden, Cir. IAU, No. 3763, 1983.
2. B. G. Marsden, Cir. IAU, No. 3924, 1984.
3. R. Sh. Natsvitskvtli, IBVS, 2565, 1984.
4. G. H. Herbig, ESO Workshop on Low Mass Star Formation and Pre-Main-Sequence Objects, ed. B. Reipurth, 1989.
5. Э. С. Парсамян, К. Г. Гаспарян, Астрофизика, 27, 447, 1987.

6. Э. С. Парсаян, К. Г. Гаспарян, Г. Б. Огалян, Э. Чавира, *Астрофизика*, 34, 175, 1991.
7. B. G. Marsden, *Cir. IAU*, No. 3771, 1983.
8. B. G. Marsden, *Cir. IAU*, No. 3778, 1983.
9. Б. А. Амбарцумян, *Астрофизика*, 7, 557, 1971.
10. R. P. S. Stone, *Astrophys. J.*, 218, 767, 1977.
11. J. B. Oke, *Astrophys. J. Suppl. Ser.* 27, 21, 1974.
12. M. Peimbert, S. Torres-Peimbert, *Rev. Mex. Astron. and Astrofiz.* 14, 540, 1987.
13. G. H. Herbig, *Adv. Astron. and Astrophys.*, 1, 47, 1962.
14. H. Spinaud, B. J. Taylor, *Astrophys. J.*, 157, 1279, 1969.
15. M. Brocklehurst, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, 153, 471, 1971.
16. A. E. Whitford, *Astron. J.*, 63, 201, 1958.
17. P. Kuan, *Astrophys. J.*, 202, 425, 1975.
18. C. W. Allen, *Astrophys. Quant.*, 1973.
19. D. S. Hayes, D. W. Latham, *Astrophys. J.*, 197, 593, 1975.
20. A. H. Joy, *Astrophys. J.*, 102, 168, 1945.
21. В. А. Амбарцумян, *Сообщ. Бюракан. обсерв.*, 13, 3, 1954.
22. H. L. Johnson, *Bol. Observ. Tonantzintla y Tacubaya*, 3, 305, 1964.
23. S. Sharpless, *Astrophys. J.*, 116, 251, 1952.
24. G. H. Herbig, *The Unusual Pre-Main Sequence Star VY Tau*, Prepr., 1989.

УДК: 524.3 - 355

СПЕКТРАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ГОЛУБЫХ
ЗВЕЗДНЫХ ОБЪЕКТОВ FBS. I

Г. В. АБРАМЯН, А. М. МИКАЕЛЯН

Поступила 16 июля 1991

Принята к печати 12 октября 1991

Приводятся результаты спектральных наблюдений 54 голубых звездных объектов из первых двух списков (полоса $+37^\circ < \delta < +41^\circ$) второй части Первого Бюраканского спектрального обзора (FBS). Изложены особенности целых спектров, полученных на телескопе ЗТА-2.6 м. Все объекты классифицированы согласно общепринятым критериям. Из 54 объектов 11 оказались белыми карликами, 40—горячими субкарликами и 3—звездами класса В горизонтальной ветви. Приводятся ригистрограммы спектров типичных представителей различных классов. Дано описание спектров всех 54 объектов.

1. Введение. В работах [1—4] на пластинках FBS (First Byurakan Survey) обнаружено 429 голубых звездных объектов, из которых 278 являются новыми. Кроме того, около десятка ранее известных объектов не наблюдались спектральным методом. Настоящей работой начато спектральное исследование этих объектов с целью их классификации и детального исследования наиболее интересных из них. Спектральные наблюдения объектов FBS на телескопе ЗТА-2.6 м Бюраканской астрофизической обсерватории начаты в августе 1987 г., сразу же после окончания просмотра первой полосы обзора с $+37^\circ < \delta < +41^\circ$. Кассегреновский фокус ЗТА-2.6 м со спектрографом UAGS с ЭОП идеально подходит для исследования объектов FBS, так как предельная звездная величина, доступная для получения спектров, соответствует пределу пластинок FBS, а именно—17^m.5. Это позволяет получать спектры всех нами выделенных объектов FBS (за редкими исключениями), причем не злоупотребляя телескопным временем для наблюдения заведомо ярких объектов (подавляющее большинство объектов

FBS имеет звездную величину в пределах 14^m — 17^m , мало объектов с $m = 13^m$ и почти нет объектов с $m < 13^m$.

Напомним, что работой [5] начата программа поляриметрических исследований объектов FBS, также на телескопе ЭТА-2.6 м. Этими двумя методами исследований авторы надеются создать наиболее полное представление о выборке FBS, а также выявить среди новых объектов FBS новые яркие квазары, белые карлики, другие интересные галактические и внегалактические объекты.

2. *Наблюдения и обработка данных.* Наблюдения проводились в августе-декабре 1987 г. в кассегреновском фокусе телескопа ЭТА-2.6 м БАО [6] с помощью спектрографа UAGS с трехкаскадным ЭОП УМК-91В [7]. Использовалась решетка с дисперсией 101 А/мм под углом 33° для получения синей части спектра. Наблюдался спектральный диапазон в пределах 3300—6100 А. Спектры снимались на фотопленке Eastman Kodak, II-aO и 103a-O. Спектральное разрешение—3—4 А.

Во время наших наблюдений изображения звезд были в пределах 1—3 секунды дуги, предельная звездная величина колебалась в пределах 16^m — $17^m.5$. Экспозиции для предельных объектов колеблются в пределах 1^h — $1^h.5$. Все объекты наблюдались в пределах зенитного расстояния $z < 20^\circ$ (благодаря удобному $\delta = +39^\circ$) и в коррекции не нуждаются, так как она очень мала.

Обработка спектров производилась на измерительно-вычислительном комплексе PDS-СМ-4 Бюраканской обсерватории в 1988—90 гг. На микроденситометре PDS измерялась плотность почернения эмульсии с окном $20 \times 50 \mu$ и шагом 15μ . В зависимости от длины спектра измерялось от 1300 до 1800 каналов. Спектральная ширина одного канала (дисперсия) равна 1.5 А. На ЭВМ СМ-4 с помощью системы обработки астрономических спектров АДА [8] проводилась редукция, включая перевод каналов микроденситометра в длины волн, переход из плотности в интенсивности, коррекция с помощью стандартной звезды и вычитание фона неба. В качестве стандарта служили звезды Feige 25 ($12^m.5$), ED + 26°4311 ($9^m.7$), Feige 34 ($10^m.4$). Точность перехода в ангстремы—не хуже 0.5 А. Соотношение S/N (сигнал/шум)—около 10:1 для хороших спектров и около 4:1—для плохих. Ошибки определения $FWHM$ (полной ширины линий на уровне половины интенсивности) и $F\omega I$ (полной ширины линий на уровне нулевой интенсивности, т. е. на уровне непрерывного спектра) достигают 30%, что обусловлено невозможностью (в большинстве случаев) точного проведения непрерывного спектра.

В табл. 1 приводится список наблюдаемых объектов и результаты их классификации. В последующих ее столбцах приведены: 1—названия объектов FBS согласно рекомендации подкомиссии № 28 МАС; 2—видимая звездная величина объектов, определенная с пластинок FBS; 3—дата наблюдения; 4—выдержка в минутах; 5—исследованный спектральный диапазон для каждого объекта; 6—обзорный тип объектов согласно работам [1, 2]; 7—спектральный класс. В случае, если спектральный класс объекта определен неуверенно, ставится знак «?».

3. Классификация объектов. Все 54 объекта классифицированы согласно общепринятым критериям. Для белых карликов в основу положена классификация Сайона и др. [9], для горячих субкарликов взяты принципы классификации Грина и др. [10]. Дисперсия наших спектров, спектральное разрешение и качество спектров (отношение сигнал/шум и др.) близки к соответствующим характеристикам спектров обзора Паломара-Грина, но вследствие инструментальных и атмосферных эффектов есть некоторые различия. В частности, линии нейтрального гелия не всегда присутствуют в том порядке, как в спектрах Грина. Линии λ 4026 и 4922 появляются очень часто, даже при слабых λ 4471 и λ 4388, тогда как в паломарских спектрах они являются второстепенными для классификации. Например, эти линии хорошо наблюдаются в спектрах субкарликов sdOA, sdOB и sdOD (а линия λ 4922—даже в спектре sdB—O), причем в случае sdOD λ 4922 даже превосходит λ 4388. В некоторых случаях наблюдаются линии He I λ 4471, 4026 и 4922 без линии λ 4388. Линия λ 4388, по-видимому, вследствие какого-то инструментального эффекта сильно ослаблена. Например, в спектрах sdOB она вообще отсутствует.

В бальмеровской серии водорода в наших спектрах, как правило, наблюдается больше линий (иногда до H_{15} — H_{16}), чем в паломарских спектрах. В среднем же эта серия наблюдается до членов H_{15} — H_{13} .

Для разделения звезд HBV, субкарликов и белых карликов основным критерием служил $F\text{W}OI$. Для звезд горизонтальной ветви $F\text{W}OI \leq 20$ —30 Å (важной особенностью в этом случае является резкий бальмеровский скачок), для субкарликов $F\text{W}OI \sim 20 \div 45$ Å, а для белых карликов $F\text{W}OI \geq 50$ Å для линий водорода и $F\text{W}OI \geq 30$ Å для линий гелия и металлов. Что касается единственного объекта, не показывающего никаких спектральных линий на уровне более 10% от уровня шума, то спектральное распределение, по-видимому, позволяет классифицировать ее как DC, хотя, например, в работе [11] такой объект обозначен как «континуальный», учитывая возможность внегалактической природы этих объектов.

Следует отметить, что на краях спектрального диапазона ($\lambda < 3000$ Å и $\lambda > 5400$ Å) редукция не всегда проводилась хорошо, вследствие

Таблица 1

СПЕКТРАЛЬНЫЕ НАБЛЮДЕНИЯ ОБЪЕКТОВ FBS

Объект FBS	m_v	Дата наблюдения	Выдерж- ка (мин)	Исследованный спектральный диапазон (А)	Обзорный тип согласо- вано [1, 2]	Спектраль- ный класс
1	2	3	4	5	6	7
0034+376	13.5	9.09.87	20	3350--5550	B1	sdB
0046+395	14.5	9.09.87	20	3350--5550	B1	sdOA:
0117+396	15.5	16.09.87	50	3350--6055	B1	sdB—O
0125+386	15	2.09.87	60	3350—5550	B2	sdO
		26.11.87	60			
		16.12.87	20			
0132+370	13.5	2.09.87	15	3350—5550	B1	sdOC
0140+360	16.5	15.09.87	60	3355—6055	B3	sdOA
0203+390	15.5	2.09.87	50	3350—5550	B1	sd
		26.11.87	50			
		16.12.87	40			
0208+401	14.5	15.09.87	20	3350—6055	B3	HBB
0212+385	14.5	15.09.87	15	3350—6055	B1a:	DC
0255+379	14.5	15.09.87	20	3350—6055	B3	sdOA
1652+393	17	15.09.87	60	3355—6055	N1e:	sd:
1730+390	15.5	15.09.87	30	3355—6055	B2	HBB
		17.07.88	90			
1731+383	15.5	21.08.87	60	3600—5600	B3a	DA
1735+382	15.5	23.08.87	60	3450—5550	B2a:	sdOA
1738+372	14.5	21.08.87	60	3600—5600	B2v:	sdB:
1749+373	13	2.09.87	10	3350—5550	B1	sdOB
1750+383	13.5	2.09.87	15	3350—5550	B1	sd
1755+374	12	2.09.87	10	3350—5550	B1	HBB
1756+394	16	20.08.87	40	3600—5550	N1e:	sdB—O
1800+388	17	23.08.87	60	3450—5550	B2	sdB
1801+384	15.5	22.08.87	30	3550—5550	N2a:	sd
1810+389	14.5	20.08.87	15	3500—5600	B1	sdB
1814+381	15.5	15.09.87	20	3355—6055	B1a	DZ
1822+410	15.5	21.08.87	20	3350—5550	B1	DB
2151+406	14	3.09.87	15	3355—5555	N2	sdB
2152+408	13.5	2.09.87	10	3350—5550	N1	sdE
2155+374	15	20.08.87	20	3350—5650	B2	sdB
2158+373	12.5	20.08.87	1	3450—5550	B1	sdB

Таблица 1 (окончание)

1	2	3	4	5	6	7
		20.08.87	2			
		20.08.87	4			
		20.08.87	8			
2159+372	13.5	3.09.87	10	3350—5550	B2	DZ
2204+386	13	3.09.87	10	3350—5550	B1a:	sdB
2207+392	15	20.08.87	30	3450—5550	B1a:	sdOA
2222+394	15	20.08.87	30	3400—5550	B1	DAZ
2227+383	13.5	21.08.87	20	3450—5550	B1	sdB
2227+379	15.5	21.08.87	10	3550—5550	B2a	sdB—O
2227+393	14	21.08.87	20	3450—5570	B1	DBA
2237+397	15.5	23.03.87	25	3450—5550	B2	sdOB
2243+392	15	23.08.87	20	3450—5550	B1	sdOA
2244+401	14	22.08.87	30	3550—5550	B1	sdOD
2245+375	15.5	23.08.87	30	3450—5550	B2	sdB
2246+382	14	22.08.87	20	3550—5550	B1	sdOA
2254+382	15	22.08.87	25	3550—5550	B1	sdB
2254+373	17	23.08.87	50	3450—5550	B2a	sdOD:
2255+385	15.5	22.08.87	35	3550—5550	B1	sdOC:
2255+404	16.5	23.08.87	40	3450—5550	B2	sdOD
2259+384	13	3.09.87	15	3350—5550	B2	sdB—O
2300+374	16.5	21.08.87	50	3450—5550	B1	sdB:
2310+404	15.5	2.09.87	30	3350—5550	B2a:	sdB
2319+388	17	3.09.87	70	3350—5550	B2	sdB—O
2324+397	15.5	23.03.87	25	3450—5550	B1	sd
2329+407	13	3.09.87	15	3350—5550	B1a	DA
2333+395	14.5	21.08.87	20	3450—5550	B1	DAZ:
2341+401	14.5	22.08.87	18	3550—5550	B1	DA:
2345+407	15	22.08.87	20	3550—5550	B1	DA
2347+385	11	21.08.87	0.5	3400—5600	B1	sdB
		21.08.87	1			
		21.08.87	3			

чего эти участки спектров для классификации почти не учитывались. В основном учитывался диапазон $\lambda\lambda$ 3800—5200 А. Уверенность классификации отдельных объектов колеблется также в зависимости от отношения S/N для данного спектра. Это отношение для лучших спектров доходит до 10:1, для худших—до 2:1. В случае плохого S/N субкартики в соответствии с Гринном и др. [10] обозначались sdO (без под-

класса) при наличии линий телия и sd—при наличии лишь двух-трех линий H. В случае неуверенности классификации для спектров, не совсем укладывающихся в стандартные классы, или же требующих дальнейшего уточнения из-за плохого S/N , после спектрального класса ставится знак «:» (всего 8 объектов).

На рис. 1—3 приведены регистрограммы спектров типичных представителей основных классов табл. 1. Относительная интенсивность дана в произвольных единицах, длина волны—в ангстремах.

4. Описание спектров наблюдаемых объектов FBS. Учитывая то обстоятельство, что на рис. 1—3 приведены регистрограммы спектров лишь некоторых объектов, ниже дается краткое описание спектров всех 54 наблюдаемых объектов. Для краткости и удобства символы FBS при названиях объектов опущены.

- 0034+376 sdB — В спектре наблюдаются умеренной ширины ($FWOI \sim 30 \text{ \AA}$) линии поглощения бальмеровской серии $H_{\beta} - H_{\gamma}$.
- 0046+395 sdOA: — Наблюдаются умеренной ширины ($FWOI \leq 40 \text{ \AA}$, глубокие сильные линии $H_{\beta} - H_{\gamma}$ и слабые линии He I $\lambda\lambda$ 4144, 4471, 4388, 4713, 4026 (в порядке ослабления), возможно—He II $\lambda\lambda$ 4686 и 4542.
- 0117+396 sdB—O—Наблюдаются умеренной ширины ($FWOI \sim 30 \text{ \AA}$) глубокие сильные линии $H_{\beta} - H_{11}$ и очень слабые линии He I $\lambda\lambda$ 4471 и 4388.
- 0125+386 sdO — Слабая линия He II λ 4686 и, возможно, линия He I λ 4471.
- 0132+370 sdOC — Сильная линия H_{β} (вместе с He II Брэггета, $FWOI \sim 25 \text{ \AA}$) и сильная линия He II λ 4686 ($FWOI \sim 30 \text{ \AA}$). Линии достаточно широки, и детальное изучение может привести к переклассификации в DO или DAO.
- 0140+360 sdOA — Линии малой ширины $H_{\beta} - H_{10}$ ($FWOI \sim 15 \text{ \AA}$) и линии He I $\lambda\lambda$ 4471, 4922, 4026.
- 0208+390 sd — Линии умеренной ширины ($FWOI \sim 30 \text{ \AA}$) $H_{\beta} - H_{\gamma}$. Из-за плохого S/N другие линии неразличимы.
- 0208+401 HBV — Линии малой ширины ($FWOI \leq 20 \text{ \AA}$) $H_{\beta} - H_{13}$. Скачок довольно резкий. Бальмеровские линии очень глубокие. Типичная звезда HBV.
- 0212+385 DC — Не различаются линии, хотя бы на 10% на уровне непрерывного спектра. Распределение относительной интенсивности указывает на горячую звезду.

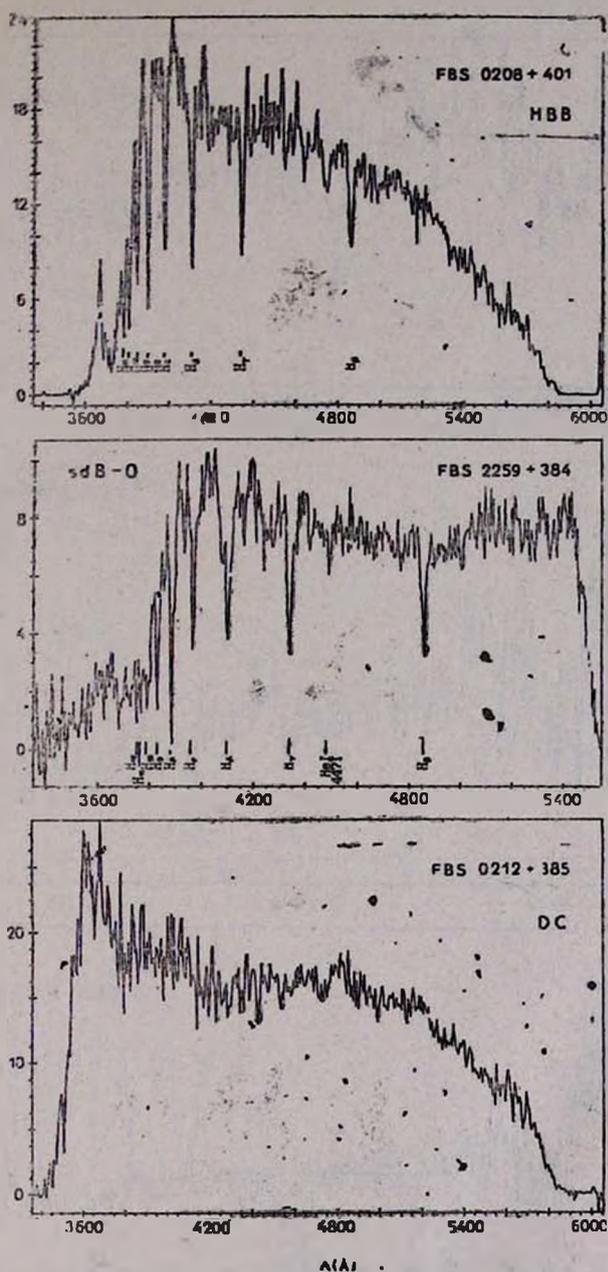


Рис. 1. Спектры типичной звезды HBB субкарлика и белого карлика, полученные на ЗТА-2.6.

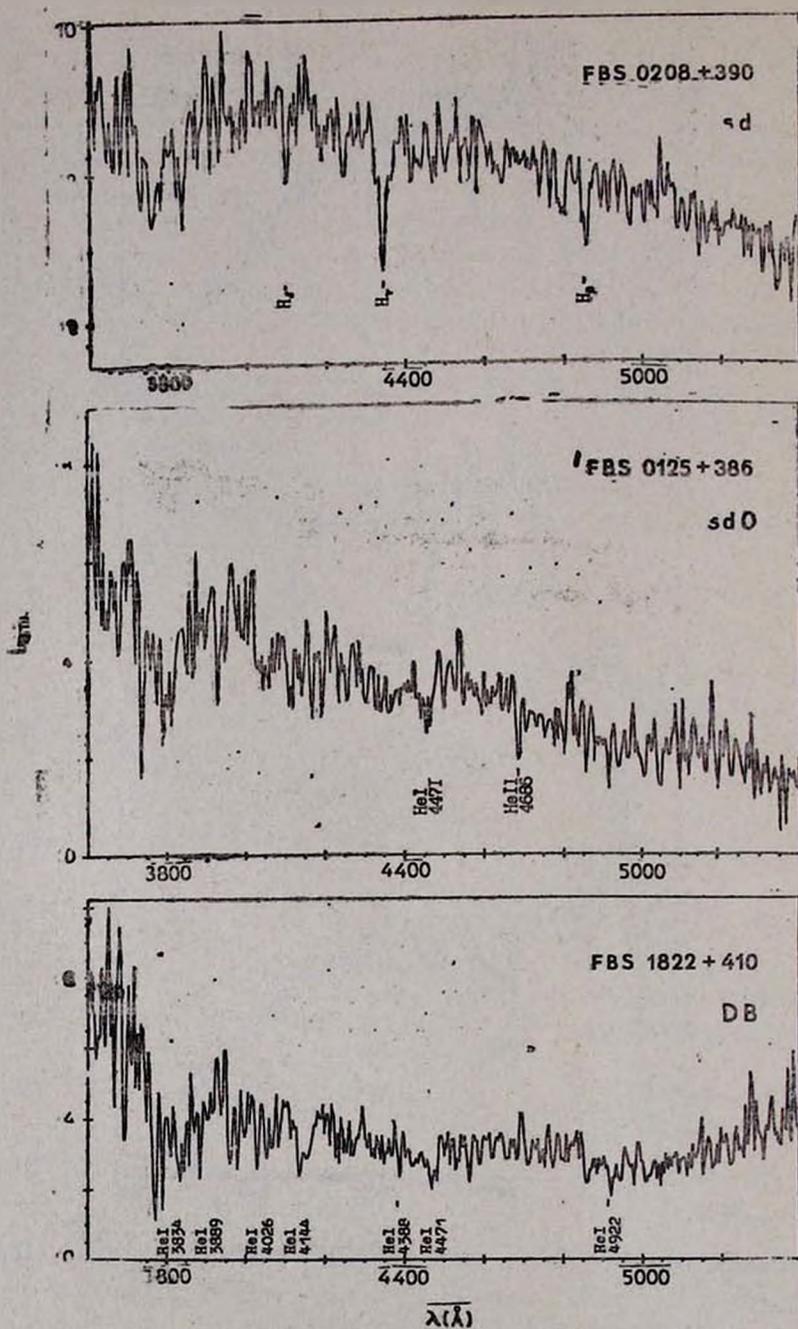


Рис. 2. Спектры типичных субкарликов и белого карлика, полученные на ЭТА-26.

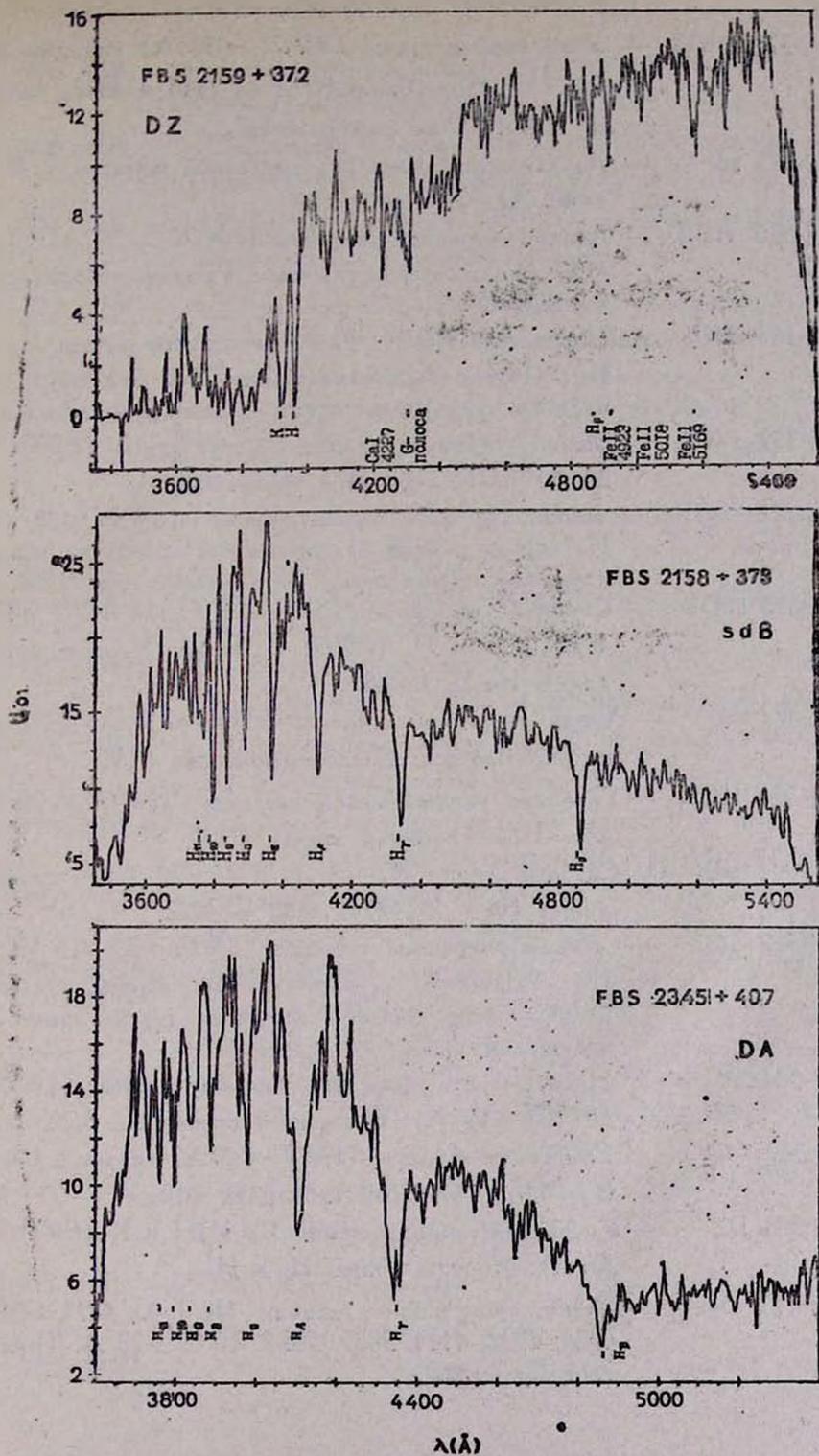


Рис. 3. Спектры типичных белых карликов и субкарлика, полученные на ЗТА-2.6.

- 0255+379 sdOA — Умеренной ширины ($F\text{W}\text{O}\text{I} \sim 30 \text{ \AA}$) сильные линии H_β — H_{11} . Линии He I $\lambda\lambda$ 4388 и 4026. Линия He I λ 4471 не наблюдается.
- 1652+393 sd — Наблюдается линия H_β умеренной ширины ($F\text{W}\text{O}\text{I} = 40 \text{ \AA}$). S/N нехорошее.
- 1730+390 HVB — Линии умеренной ширины ($F\text{W}\text{O}\text{I} \leq 30 \text{ \AA}$) H_β — H_{12} . Линии очень глубокие. Бальмеровский скачок—резкий.
- 1731+383 DA — Широкие ($F\text{W}\text{O}\text{I} \sim 50 \text{ \AA}$) и сильные линии H_β — H_{11} . Объект был отмечен как DA уже по промежуточному спектру во время просмотра пластинок.
- 1735+382 sdOA — Малой ширины, сильные линии H_β — H_9 ($F\text{W}\text{O}\text{I} \sim 20 \text{ \AA}$) и He I $\lambda\lambda$ 4471, 4922, 4026.
- 1738+372 sdB: — Линии H_β — H_8 малой ширины ($F\text{W}\text{O}\text{I} < 20 \text{ \AA}$). He совсем резкий бальмеровский скачок не позволяет классифицировать этот объект как HVB.
- 1749+373 sdOB — Главные линии в спектре— He I $\lambda\lambda$ 4471, 4026, 4922 и H_β — H_8 ($F\text{W}\text{O}\text{I} \leq 30 \text{ \AA}$). Хорошо видна линия He II λ 4686.
- 1750+383 sd — Линия умеренной ширины ($F\text{W}\text{O}\text{I} \sim 30 \text{ \AA}$) H^{δ}_7 . H не наблюдается. Плохое отношение S/N .
- 1755+374 HVB — Глубокие линии малой ширины ($F\text{W}\text{O}\text{I} \leq 20 \text{ \AA}$) H_β — H_{12} . Типичная звезда HVB.
- 1756+394 sdB—O — Сильные линии H_β — H_9 ($F\text{W}\text{O}\text{I} \sim 20 \text{ \AA}$) и слабые линии He I $\lambda\lambda$ 4471, 4388 и 4922.
- 1800+388 sdB — Линии умеренной ширины ($F\text{W}\text{O}\text{I} \sim 25 \text{ \AA}$) H_β — H_{11} . Типичный субкарлик sdB. Кроме сильных бальмеровских линий поглощения другие линии не наблюдаются.
- 1801+384 sd — Наблюдаются умеренной ширины линии H_β — H_8 ($F\text{W}\text{O}\text{I} < 35 \text{ \AA}$). Нехорошее отношение S/N .
- 1810+389 sdB — Умеренной ширины ($F\text{W}\text{O}\text{I} \sim 40 \text{ \AA}$) сильные линии H_β — H_{11} . Типичный субкарлик sdB.
- 1814+381 DZ — Умеренной ширины линии Ca II H и K ($F\text{W}\text{O}\text{I} \sim 30 \text{ \AA}$). Хорошо видны H_β и H_8 .
- 1822+410 DB — Линии умеренной ширины He I $\lambda\lambda$ 4471, 4388, 4026, 4922, 4144, 3889, 3834. $F\text{W}\text{O}\text{I} \sim 20 \text{ \AA}$. Типичный карлик DB.

- 2151+406 sdB — Умеренной ширины ($FWOI \sim 30 \text{ \AA}$) сильные линии $H_8 - H_9$. Типичный субкарлик sdB.
- 2152+408 sdB — Умеренной ширины ($FWOI \sim 30 \text{ \AA}$) сильные линии $H_8 - H_{12}$. Типичный субкарлик sdB.
- 2155+374 sdB — Умеренной ширины ($FWOI \leq 30 \text{ \AA}$) сильные линии $H_8 - H_{14}$. Типичный субкарлик sdB.
- 2158+373 sdB — Умеренной ширины ($FWOI \leq 45 \text{ \AA}$) сильные линии $H_8 - H_{11}$. Типичный субкарлик sdB.
- 2159+372 DZ — Холодный белый карлик. Наблюдаются сильные линии Ca II H и K ($FWOI \sim 45 \text{ \AA}$), H_8 , Ca I λ 4227, Fe II $\lambda\lambda$ 5018, 5169, 4923, G-полоса. Типичный карлик DZ.
- 2204+386 sdB — Наблюдаются умеренной ширины сильные линии $H_8 - H_{13}$. $FWOI \leq 45 \text{ \AA}$.
- 2207+392 sdOA — Умеренной ширины линии $H_8 - H_{11}$, линии He I $\lambda\lambda$ 4471, 4922, 5015, 4026.
- 2222+394 DAZ — Широкие сильные линии $H_8 - H_9$ ($FWOI \sim 50 \text{ \AA}$). Наблюдается Ca II H и, возможно, Ca II K.
- 2227+383 sdB — Наблюдаются линии малой ширины ($FWOI \sim 20 \text{ \AA}$) бальмеровской серии $H_3 - H_8$.
- 2227+379 sdB—O — Умеренной ширины сильные линии $H_8 - H_{16}$ (I). $FWOI \leq 30 \text{ \AA}$. Слабые линии He I $\lambda\lambda$ 4471 и 4922.
- 2227+393 DBA — Умеренной ширины ($FWOI \sim 20 \text{ \AA}$) линии He I $\lambda\lambda$ 4471, 4388, 4026, 4922, H_8 . H_7 очень слабая.
- 2237+397 sdOB — Преобладают линии He I $\lambda\lambda$ 4471, 4922, 4026. He II λ 4686. Хорошо наблюдаются H_8 и H_7 , H_8 . Типичный субкарлик sdOB.
- 2243+392 sdOA — Умеренной ширины сильные линии $H_8 - H_{11}$. ($FWOI \leq 30 \text{ \AA}$). Линии He I $\lambda\lambda$ 4471, 4388, 4922, 4026. Типичный субкарлик sdOA.
- 2244+401 sdOD — Преобладают линии He I $\lambda\lambda$ 4471, 4922. ($FWOI \sim 10 \text{ \AA}$). Наблюдаются H_8 и H_9 .
- 2245+375 sdB — Наблюдаются линии $H_8 - H_{13}$ $FWOI \leq 30 \text{ \AA}$. Типичный субкарлик sdB.
- 2246+382 sdOA — Умеренной ширины сильные линии $H_8 - H_9$.

- $FWOI \sim 30$ А. Сильные линии He I λ 4471. Еле-
заметны He I $\lambda\lambda$ 4388, 4026, 4922.
- 2254+382 sdB — Умеренной ширины ($FWOI \leq 30$ А) сильные линии $H_7 - H_{16}$ (I). Типичный субкарлик sdB.
- 2254+373 sdOD: — Линии He I $\lambda\lambda$ 4471, 4922, 5015, 4388 (?). Ли-
нии бальмеровской серии не наблюдаются. Пло-
хое S/N .
- 2255+386 sdOC: — Наблюдаются линии He II λ 4686 и $H_8 - H_9$
вместе с соответствующими линиями He II Брэ-
кета. Плохое отношение S/N .
- 2255+404 sdOD — Преобладают линии He I $\lambda\lambda$ 4471, 4922, 4143, 5015.
Сильны также H_3 и H_8 , He II λ 4542 (?). Ти-
пичный субкарлик sdOD.
- 2259+384 sdB—O—Умеренной ширины ($FWOI \sim 40$ А) сильные линии $H_3 - H_{12}$. Слабая линия He I λ 4471. Типичный субкарлик sdB—O.
- 2300+374 sdB: — Основные линии— $H_3 - H_8$ ($FWOI \sim 40$ А). Дру-
гие линии трудно выделять из-за плохого отношения S/N . Есть подозрение на наличие линий He I.
- 2310+404 sdB — Умеренной ширины ($FWOI \sim 40$ А) сильные ли-
нии $H_3 - H_9$. Типичный субкарлик sdB.
- 2319+388 sdB—O—Сильные линии $H_3 - H_8$, He I λ 4471. Плохое от-
ношение S/N .
- 2324+397 sd — Умеренной ширины слабые линии $H_3 - H_8$. Плохое
отношение S/N .
- 2329+407 DA — Очень широкие и сильные линии $H_3 - H_8$. ($FWOI$
 > 150 А). $FWHM \sim 50$ А. Типичный белый кар-
лик класса DA. Был отмечен как DA уже во
время просмотра призмных спектров.
- 2333+395 DAZ: — Сильные линии H_3 , H_7 , H и K Ca II. ($FWOI \sim$
 25 А. Наблюдаются также $H_3 - H_9$. Линии баль-
меровской серии не очень широки, что ставит под
сомнение классификацию этого объекта.
- 2341+401 DA: — Наблюдаются сильные линии $H_8 - H_{12}$. Ширина
линий ($FWOI \leq 50$ А) оставляет сомнение в дан-
ной классификации.
- 2345+407 DA — Очень широкие и сильные линии $H_3 - H_8$. $FWOI$:
 $100 - 300$ А. $FWHM \geq 50$ А. Наблюдаются так-
же менее широкие линии $H_3 - H_{12}$. Типичный бе-
лый карлик класса DA.

2347+385 sdB — Умеренной ширны ($F\text{W}OI \leq 40 \text{ \AA}$) сильные линии H_β — H_γ . Типичный субкарлик sdB.

5. *Заключение.* Из первых двух списков голубых звездных объектов FBS получены щелевые спектры 54 объектов. Из них 11 оказались белыми карликами, 40—горячими субкарликами и 3—звездами HBV. В табл. 2 приведено распределение изученных объектов по спектральным классам. Дальнейшее изучение этих объектов может уточнить классы или подклассы некоторых из них, в частности объектов с неуверенной классификацией (8 объектов).

Таблица 2

РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ИЗУЧЕННЫХ ОБЪЕКТОВ ПО СПЕКТРАЛЬНЫМ КЛАССАМ

Спектральный класс	HBV	sdB	sd	sdB—O	sdO и подклассы	DA	DB и DBA	DZ и DAZ	DC
Количество объектов	3	15	5	5	15	4	2	4	1

Можно отметить, что пока не оправдалось ожидание, что среди объектов FBS обнаружится больше белых карликов (в процентном соотношении), чем среди объектов обзора Паломара-Грина. Ввиду недостаточности и предварительности материала не следует делать окончательных выводов. То же касается и обнаружения квазаров и сейфертовских галактик среди объектов FBS, которых в обзоре PG около 7%. В целом изучение 54 объектов пока не может дать представление о выборке FBS, так как самые слабые объекты FBS еще не наблюдались.

Авторы признательны сотрудникам лаборатории электроники Бюряканской обсерватории за оказанную помощь при обработке спектров.

Бюряканская астрофизическая
обсерватория

SPECTRAL INVESTIGATION OF THE FBS BLUE
STELLAR OBJECTS. I

H. V. ABRAHAMIAN, A. M. MICKAELIAN

The results of spectral observations of 54 blue stellar objects from the first two lists (zone $\delta = +39^\circ$) of the second part of the First Byurakan spectral survey (FBS) are presented. The characteristics of

the slit spectra obtained on the ZTA—2.6 m telescope are stated. The objects are classified according to the generally used criteria. 11 of 54 objects turned out to be white dwarfs, 40—hot subdwarfs and 3—horizontal branch B stars. The records of spectra of the typical representatives of various classes are presented. A description of the spectra of all 54 objects is given.

ЛИТЕРАТУРА

1. Г. В. Абрамян, В. А. Липовецкий, Дж. А. Степанян, *Астрофизика*, 32, 29, 1990.
2. Г. В. Абрамян, В. И. Липовецкий, А. М. Микаелян, Дж. А. Степанян, *Астрофизика*, 33, 345, 1990.
3. Г. В. Абрамян, В. А. Липовецкий, А. М. Микаелян, Дж. А. Степанян, *Астрофизика*, 39, 245, 1990.
4. Г. В. Абрамян, В. А. Липовецкий, А. М. Микаелян, Дж. А. Степанян, *Астрофизика*, 34, 1991.
5. А. М. Микаелян, М. А. Ерицян, Г. В. Абрамян, *Астрофизика*, (в печати).
6. Г. В. Абрамян, *Сообщ. Бюракан. обсерв.*, 61, 133, 1989.
7. Г. И. Брюхевич и др., *Астрофизика*, 21, 378, 1984.
8. С. В. Зирацян, Т. Ю. Мазакян, *Сообщ. Бюракан. обсерв.*, 57, 80, 1985.
9. E. M. Ston, J. L. Greenstein, J. Landstreet, J. Liebert, H. L. Shipman, G. Wegner, *Astrophys J.*, 269, 253, 1983.
10. R. F. Green, J. Liebert, M. Schmidt, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, 61, 305, 1986.
11. Дж. А. Степанян, В. А. Липовецкий, А. И. Шаповалова, Л. К. Ерасова, *Астрофизика*, 33, 89, 1990.

УДК 524.822

О ВОЗМОЖНОМ ОБЪЯСНЕНИИ ДИСКРЕТИЗАЦИИ КРАСНЫХ СМЕЩЕНИЙ КВАЗАРОВ

Л. В. МИРЗОЯН, Р. А. ВАРДАНЯН

Поступила 19 декабря 1991

Рассматривается вопрос о дискретизации красных смещений квазаров. Показано, что преимущественные значения красных смещений, обнаруженные у квазизвездных объектов, практически совпадают с красными смещениями, для которых сильные эмиссионные линии Mg II, C IV, Ly α и другие в спектрах этих объектов попадают близко к максимумам чувствительности светофильтров U, B, V. В этом случае их влияние на условия наблюдения квазаров оказывается решающим и приводит к дискретизации красных смещений квазаров. На основании сравнения наблюдаемых красных смещений квазаров с ожидаемыми, в случае справедливости этого объяснения, получено заключение о том, что наблюдаемое явление дискретизации красных смещений квазаров обусловлено изблудательной селекцией, а их периодичность—случайностью.

1. *Восдение.* Прошло почти четверть века после того, как Бербидж и Бербидж [1] впервые обратили внимание на наблюдаемые преимущественные значения красных смещений квазаров.

Этот необычный и совершенно неожиданный наблюдательный факт был подтвержден другими исследователями. Можно упомянуть, например, работы Кована [2], Лейка и Родера [3], Бербиджа и О'Делла [4] и других, выполненные в этот период.

Вскоре Карлсон [5] обнаружил новые пики в распределении квазаров по красному смещению и показал, что все наблюдаемые пики образуют геометрическую серию. В дальнейшем ему удалось показать, что наблюдаемые преимущественные значения красных смещений квазаров довольно хорошо представляются периодической формулой [6, 7].

В дальнейшем периодичность преимущественных красных смещений была установлена для различных выборок квазаров и на более богатом наблюдательном материале. Например, в последней работе Ходячих [8] построены распределения квазаров, квазаров и квазизвездных объектов (~ 2000) при различных предельных звездных и радиовеличинах и на

основе спектрального анализа этих распределений выявлена периодичность, согласуемая с формулой Карлсона-

Имеются, однако, и работы, которые не подтверждают существования преимущественных направлений красных смещений квазаров и их периодичность. Например, в исследованиях Корсо и Барноти [9] и Уилса и Риклефса [10], основанных на красных смещениях 392 и 456 квазаров, соответственно, с эмиссионными спектрами, не была обнаружена периодичность с уровнем значимости, превышающей 75%.

А совсем недавно в работе Хатчингса и др. [11] было получено распределение по красному смещению для более 250 радиоквазаров, лишенное значительных пиков.

В настоящей статье рассматривается вопрос о реальности существования преимущественных красных смещений квазаров и их периодичности.

2. *Влияние эмиссионных линий на наблюдаемые цвета квазаров.* В последнее время одним из авторов [12] было показано, что влияние сильных эмиссионных линий в спектрах квазаров, в зависимости от величины красного смещения, приводит к тому, что между цветами и красными смещениями этих объектов наблюдаются определенные корреляции.

Именно, при определенных значениях красных смещений сильные эмиссионные линии в спектрах квазаров: Mg II, C IV, Ly α и др. оказываются вблизи максимумов чувствительности светофильтров U, B, V и существенно меняют показатели цветов U—B и B—V.

Данные табл. 1, заимствованной из этой работы, подтверждают данное заключение и свидетельствуют о том, что это влияние дискретное. Для некоторых значений смещений это влияние весьма существенно. В табл. 1 z_U , z_B и z_V —значения красных смещений, для которых соответствующие эмиссионные линии попадают близко к максимумам чувствительности светофильтров фотометрических полос U, B, V, вследствие чего они оказывают наибольшее влияние на наблюдаемые цвета квазаров.

Подробнее рассмотрение этого вопроса свидетельствует, что ожидаемые в этом случае корреляции между цветами и красными смещениями квазаров совпадают, с достаточно высокой точностью, с наблюдаемыми корреляциями. Иначе говоря, имеются основания допустить, что наблюдаемые корреляции на самом деле являются прямым следствием влияния эмиссионных линий на цвета квазаров.

Табл. 1 показывает, что влияние эмиссионных линий в спектрах квазаров наибольшее при следующих значениях их красных смещений: $z=0.12, 0.35, 0.67, 0.96, 1.36, 1.93, 2.61$ и 3.57 .

Таблица 1

ЗНАЧЕНИЯ КРАСНЫХ СМЕЩЕНИЙ, ДЛЯ КОТОРЫХ ВЛИЯНИЕ
ЭМИССИОННЫХ ЛИНИЙ МАКСИМАЛЬНОЕ [12]

[O III]	($z_V = 0.11$)	O III	($z_U = 0.11$) $z_{cp} = 0.12$	H II	($z_V = 0.15$)
Mg II	($z_U = 0.32$)	O III	($z_B = 0.35$) $z_{cp} = 0.35$	H II	($z_B = 0.39$)
Mg II	($z_B = 0.60$)	O III	($z_V = 0.66$) $z_{cp} = 0.67$	H II	($z_V = 0.73$)
C III	($z_U = 0.92$)	Mg II	($z_V = 0.99$) $z_{cp} = 0.96$		
C III	($z_B = 1.34$)	C IV	($z_U = 1.38$) $z_{cp} = 1.36$		
C IV	($z_B = 1.86$)	C III	($z_V = 1.91$) $z_{cp} = 1.93$	Ly α	($z_U = 2.03$)
C VI	($z_U = 2.57$)	C IV	($z_V = 2.59$) $z_{cp} = 2.61$	Ly α	($z_B = 2.67$)
Ly α	($z_V = 3.57$)		$z_{cp} = 3.57$		

Последовательность этих красных смещений с достаточно высокой точностью совпадает с наблюдаемыми преимущественными красными смещениями квазаров. Очевидно, что такое «совпадение» нельзя объяснить случайностью.

Это дает веское основание считать правдоподобной идею о нерреальности наблюдаемой дискретизации красных смещений квазаров.

3. *Наблюдения красных смещений квазаров.* Вопрос о преимущественных значениях красных смещений квазаров, на основе наблюдательных данных, наиболее полно освещен в недавней работе Арпа и др. [13].

С помощью исследования распределений красных смещений нескольких выборок квазаров (радиоквазары, кратные квазары вблизи ярких галактик, яркие квазизвездные объекты с малыми и большими красными смещениями и др.) в этой работе [13] было подтверждено существование преимущественных значений в наблюдаемых красных смещениях квазаров и их периодичность. Эта периодичность удовлетворительно представляется формулой Карлссона [5—7]. К уже известным преимущественным значениям красных смещений квазаров авторы добавили еще три: $z=0.05$, 2.64 и 3.47, обнаруженные ими.

Следует отметить, что для двух выборок квазаров в работе [13] приняты значения преимущественных красных смещений, вытекающие из формулы Карлсона [5—7].

Сводка преимущественных значений красных смещений квазаров, принятых в работе Арпа и др. [13], представлена в табл. 2.

Таблица 2

МАКСИМУМЫ РАСПРЕДЕЛЕНИЙ КРАСНЫХ СМЕЩЕНИЙ КВАЗАРОВ [13]

Выборка	Преимущественные значения z						
Кратные квазары вокруг ярких галактик	0.30	0.50	0.96	1.41	1.96	—	—
Радио квазары около $RA=0^h$	0.30	0.60	0.95	1.41	1.96	—	—
Радио квазары около $RA=12^h$	0.54	0.65	1.02	1.48	2.05	—	—
0^h — квазары	—	—	—	1.42	1.97	2.65	—
12^h — квазары	—	—	—	1.47	2.03	2.73	3.58
Абсорбционные линии	12^h	—	—	1.47	2.13	2.73	—
	0^h	—	—	0.97	—	1.97	—
Среднее	0.31	0.62	0.98	1.44	1.99	2.71	3.58

4. Сравнение значений преимущественных красных смещений квазаров, наблюдаемых и ожидаемых по работе [12]. Для сравнения значений преимущественных красных смещений квазаров, выделенных из наблюдений и ожидаемых, при решающем влиянии на наблюдения квазаров эмиссионных линий, были использованы данные табл. 1 и 2.

К ним добавлены значения $z=0.06$, обнаруженное в работе [13] и $z=0.04$, полученное в работе [12], исходя из возможного сходства сейфертовских галактик типа S1 и квазаров. При этом значении наблюдается максимальное число сейфертовских галактик типа S1 среди галактик с ультрафиолетовым избытком. Возможно, что это значение z обусловлено влиянием эмиссионных линий [Ne V] 3426 и H γ [12].

В табл. 3 представлено это сравнение.

Последняя строка табл. 3 показывает, что только в одном случае разность между наблюдаемыми и ожидаемыми значениями преимущественных красных смещений квазаров достигает величины 0.10. Во всех остальных случаях она значительно меньше.

Трудно считать такое «совпадение» случайностью. В пользу этого заключения можно привести следующий примечательный факт.

Таблица 3

СРАВНЕНИЕ НАБЛЮДАЕМЫХ И ОЖИДАЕМЫХ ЗНАЧЕНИЙ
ПРЕИМУЩЕСТВЕННЫХ КРАСНЫХ СМЕЩЕНИЙ
КВАЗАРОВ ПО РАБОТАМ [13] и [12]

Наблюдаемые	[13]	0.06	—	0.31	0.62	0.98	1.44	1.99	2.71	3.58
Ожидаемые	[12]	0.04	0.12	0.35	0.67	0.96	1.36	1.93	2.61	3.57
Разность		0.02	—	-0.04	-0.05	0.02	0.08	0.06	0.10	0.01

Между значениями преимущественных красных смещений квазаров, выведенных Арпом и др. [13] из наблюдений и ожидаемыми по работе [12], имеется одно существенное различие. Это отсутствие, как видно из табл. 3, значения $z = 0.12$ у Арпа и др. [13]. Оно обусловлено влиянием эмиссионных линий [O III], O III и H II (табл. 1), которые значительно слабее самых интенсивных эмиссионных линий в спектрах квазаров Mg II, C IV и Ly α . Несмотря на это мешающее обстоятельство на рис. 7 работы Арпа и др. [13], относящееся к ярким квазарам Паломарского обзора, намечается небольшой пик у $z = 0.13$.

Обращает на себя внимание и тот удивительный факт, что новые преимущественные значения красных смещений квазаров, обнаруженные Арпом и др. [13], также были предсказаны в работе [12].

5. Периодичность красных смещений квазаров. Еще в 1977 г. Карлсон [5—7] обнаружил, что значения преимущественных красных смещений квазаров составляют геометрическую серию, а несколько позже предложил математическую формулу для их представления:

$$\Delta \lg(1+z) = 0.089.$$

Имея в виду, что значения красных смещений квазаров, для которых наблюдается наибольшее влияние эмиссионных линий в спектрах этих объектов, почти «совпадают» со значениями преимущественных красных смещений, выведенных из наблюдений [13], естественно заключить о периодичности красных смещений, приведенных в табл. 1.

Табл. 4 подтверждает это очевидное заключение.

Данные табл. 4 показывают также, что средний период изменения величины $\lg(1+z)$ очень близок к периоду, даваемому формулой Карлсона: 0.087.

Результаты аналогичных расчетов для преимущественных значений красных смещений квазаров, выведенных из наблюдений Арпом и др. [13], приведены в табл. 5. В этом случае средний период величины равен 0.091.

Таблица 4

ПЕРИОДИЧНОСТЬ ПРЕИМУЩЕСТВЕННЫХ ЗНАЧЕНИЙ КРАСНЫХ
СМЕЩЕНИЙ КВАЗАРОВ ОЖИДАЕМЫХ ПО РАБОТЕ [12]

z	$\lg(1+z)$	$\Delta \lg(1+z)$
0.12	0.049	—
0.35	0.130	0.081
0.67	0.223	0.093
0.96	0.292	0.069
1.36	0.373	0.081
1.93	0.467	0.094
2.61	0.558	0.091
3.57	0.660	0.102
Среднее		0.087 ± 0.012

Таблица 5

ПЕРИОДИЧНОСТЬ ПРЕИМУЩЕСТВЕННЫХ ЗНАЧЕНИЙ КРАСНЫХ
СМЕЩЕНИЙ КВАЗАРОВ ПО РАБОТЕ АРПА И ДР. [13]

z	$\lg(1+z)$	$\Delta \lg(1+z)$
0.06	0.025	—
0.31	0.117	0.092
0.62	0.210	0.093
0.98	0.297	0.087
1.44	0.387	0.090
1.99	0.476	0.089
2.71	0.569	0.093
3.58	0.661	0.092
Среднее		0.091 ± 0.005

Таким образом, в обоих случаях выдерживается удовлетворительное согласие с предложенной Карлсоном формулой периодичности.

Однако среднее отклонение от теоретически ожидаемого шага более чем в два раза меньше в случае наблюдений. Это, по-видимому, можно объяснить тем, что в работе Арпа и др. [13] значения преимуществен-

ных красных смещений квазаров для первых двух выборок были приняты в точном соответствии с формулой Карлсона (табл. 2).

Следует подчеркнуть, что периодичность значений преимущественных красных смещений квазаров, ожидаемых в том случае, когда это явление обусловлено полностью влиянием эмиссионных линий на цвета квазаров, в зависимости от их красного смещения, вытекает автоматически, вследствие «совпадения» этих значений с наблюдаемыми (табл. 3).

6. *Возможное объяснение наблюдаемой дискретизации красных смещений квазаров.* В настоящее время нет единого мнения о явлении дискретизации красных смещений квазаров. Одни исследователи считают его результатом влияния на условия наблюдений сильных эмиссионных линий в спектрах квазаров. Другие же, принимая это явление и в особенности его периодичность, стараются объяснить его глубокими процессами, происходящими в окружающей нас Вселенной.

Для выбора между этими двумя альтернативными объяснениями следует выяснить вопрос, является ли наблюдаемая дискретизация красных смещений квазаров реальной или она обусловлена наблюдательной селекцией?

Нам кажется, что наблюдения красных смещений квазаров дают основание считать более предпочтительной вторую из этих возможностей: наблюдаемая дискретизация красных смещений квазаров—явление нереальное и обусловлено влиянием эмиссионных линий на условия обнаружения квазаров.

Эта идея о влиянии эмиссионных линий в спектрах квазаров на условия их обнаружения не нова. Она встречается почти со времени открытия рассматриваемого явления.

Первое объяснение явлению дискретизации красных смещений квазаров, основанное на этой идее, предложили Карицкая и Комберг [14] еще в 1970 г. По их мнению, влияние эмиссионных линий в спектрах квазаров решающим образом сказывается на их отождествлении. Например, квазар 3С 9 ($z = 2.0$) на расстоянии, соответствующем красному смещению $z = 2.2$ на двухцветной диаграмме ($U-B$, $B-V$) был бы неотличим от нормальных звезд, вследствие попадания сильной эмиссионной линии $\text{Ly}\alpha$ в фильтр B . На этом основании авторы пришли к выводу, что крупномасштабное распределение квазизвездных объектов по красному смещению, может быть в общих чертах объяснено влиянием сильных эмиссионных линий на условия их отождествления.

Идея о влиянии эмиссионных линий на условия отождествления квазаров была использована и Басу [15]. Им было показано, что вхождение эмиссионных линий квазизвездных объектов в фотометрические полосы U , B , V могут изменить показатели цветов $U-B$ и

$B-V$ настолько, что они будут идентичными с соответствующими показателями цветов главной последовательности. Этот эффект может привести, из-за неправильного отождествления квазизвездных объектов, к появлению некоторых «дыр» в их распределении по красным смещениям.

Эти и аналогичные исследования дают основание допустить, что наблюдаемая дискретизация красных смещений квазаров является нереальной и обусловлена влиянием эмиссионных линий в спектрах квазаров.

Дополнительным свидетельством в пользу этой идеи являются данные, приведенные в предыдущих разделах. В частности, «совпадение» преимущественных значений красных смещений квазаров, выведенных Арпом и др. [13] из наблюдений и ожидаемых согласно работе [12] (табл. 3), является веским основанием в пользу этого заключения.

Действительно, для определения красных смещений квазаров необходимо иметь карты их отождествления. При массовых обзорениях эти карты включают в себя прежде всего сравнительно яркие квазары в какой-либо фотометрической полосе. Вследствие того, что сильные эмиссионные линии в большинстве случаев определяющим образом влияют на наблюдаемые яркости квазаров, в списки объектов, подлежащих спектральному наблюдению, большей частью попадают те квазары, которые находятся на расстояниях, при которых влияние сильных эмиссионных линий на спектр максимальное. По этой причине таких квазаров в соответствующих обзорениях оказывается значительно больше других. Иначе говоря, квазары, имеющие красные смещения, соответствующие этим расстояниям, наблюдаются чаще остальных. В результате, квазары должны иметь преимущественные значения красных смещений, равные значениям, приведенным в табл. 1.

В том случае, когда выборка квазаров свободна от отмеченных эффектов наблюдательной селекции, в распределении этих квазаров по красному смещению, не должны наблюдаться соответствующие пики (преимущественные красные смещения). По-видимому, близка к этому требованию выборка радиоквазаров в работе Хатчиниса и др. [11]. Этим следует объяснить отсутствие в их распределении по красному смещению явных пиков (см. рис. 3 в этой работе), если не учесть небольшого прироста количества радиоквазаров в области $z = 0.6-0.9$ и около $z = 2.0$.

Указанный эффект наблюдательной селекции должен меньше сказываться на близких квазарах и возрастать по мере увеличения красных смещений, то есть расстояний квазаров. Величина эффекта должна зависеть также от интенсивности эмиссионных линий.

Например, о возрастании этого эффекта с возрастанием красного смещения, по-видимому, свидетельствует рис. 1 работы Арпа и др. [13].

В случае очень близких квазаров, на спектры которых влияют существенно более слабые эмиссионные линии, этот эффект очень небольшой. Кроме того, в этом случае сильно падает и число наблюдаемых квазаров.

Отмеченный нами эффект наблюдательной селекции вместе с эффектами, уже рассмотренными в работах [14, 15], вполне способен объяснить крупномасштабное распределение квазаров селективным влиянием на наблюдения сильных эмиссионных линий в спектрах этих объектов, в зависимости от величины красного смещения.

Иначе говоря, следует признать, что наблюдаемая дискретизация красных смещений квазаров является нереальной. В этом случае выведенную Карлсоном [6, 7] периодичность наблюдаемых преимущественных красных смещений квазаров можно рассматривать как следствие случайного благоприятного расположения сильных эмиссионных линий в спектрах квазаров.

7. Заключение. Приведенные в настоящей статье данные, относящиеся к дискретизации красных смещений квазаров, и «совпадение» преимущественных значений красных смещений этих объектов со значениями, ожидаемыми вследствие влияния сильных эмиссионных линий в спектрах квазаров на условия их наблюдений, позволяют принять следующее правдоподобное объяснение наблюдаемому примечательному явлению.

Как свидетельствуют данные, приведенные в табл. 1, наибольшее влияние на спектры квазаров оказывают сильные эмиссионные линии Mg II, C IV, Ly α и другие, вследствие того, что они, при наблюдаемых преимущественных значениях, попадают близ максимумов пропускания светофильтров фотометрической системы U, B, V. В конечном результате, квазары, имеющие соответствующие красные смещения, наиболее часто наблюдаются, и при этих значениях красных смещений являются пики в распределении квазаров по красному смещению.

Отсюда следует, что наблюдательная дискретизация красных смещений квазаров обусловлена наблюдательной селекцией, связанной решающим влиянием на условия наблюдений квазаров сильных эмиссионных линий, а периодичность наблюдаемых преимущественных значений красных смещений является делом случайности (табл. 4).

При справедливости этого заключения следует признать, что попытки построения моделей космологического масштаба, основанные на периодичности не существующих преимущественных значений красных смещений квазаров (см., например, [13, 16]), заранее обречены на провал.

ON THE POSSIBLE EXPLANATION OF THE QUASAR
REDSHIFT'S DISCRETIZATION

L. V. MIRZOYAN, R. A. VARDANIAN

The problem of the quasar redshift's discretization is considered. It is shown that the preferable values of redshifts, found for quasistellar objects coincide practically with the redshifts for which strong emission lines of Mg II, CIV, Ly α and others in their spectra find themselves near the maximum sensifivity of the U, B, V filters. Therefore their influence on the conditions of quasar observations turns out to be decisive and brings to the discretization of quasar redshifts. On the base of a comparison of the observed quasar redshifts with the expected ones a conclusion is obtained, that the observed phenomenon of the discretization of quasar redshlfts is conditioned by the observational section, and their periodicity—by chance.

ЛИТЕРАТУРА

1. G. R. Burbidge, E. M. Burbidge, *Astrophys. J. Lett.*, 148, L107, 1967.
2. C. L. Cowan, *Nature*, 224, 665, 1969.
3. R. G. Lake, R. C. Roeder, *J. Roy. Astron. Soc. Canada*, 66, 111, 1972.
4. C. R. Burbidge, S. L. O'Dell, *Astrophys. J.*, 178, 583, 1972.
5. K. G. Karlsson, *Astron. and Astrophys.*, 13, 333, 1971.
6. K. G. Karlsson, *Nature*, 245, 68, 1973.
7. K. G. Karlsson, *Astron. and Astrophys.*, 58, 237, 1977.
8. М. Ф. Ходячих, *Астрофизика*, 31, 87, 1989.
9. G. J. Carso, J. M. Barnothy, *Bull. American Astron. Soc.*, 7, 269, 1975.
10. D. Wills, R. L. Ricklefs, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, 175, 81P, 1976.
11. J. B. Hutchings, D. Durand, J. Pazder, *Publ. Astron. Soc. Pacif.*, 103, 21, 1991.
12. Р. А. Варданиян, *Астрофизика*, 34, 41, 1991.
13. H. Arr, H. G. Bl, Y. Chu, X. Zhu, *Astron. and Astrophys.*, 239, 33, 1990.
14. Е. А. Коричкая, Б. В. Комберг, *Астрон. ж.*, 47, 43, 1970.
15. D. Vasi, *Astrophys. Lett.*, 16, 53, 1975.
16. J. M. Barnothy, M. F. Barnothy, *Publ. Astron. Soc. Pacif.* 88, 337, 1975.

УДК 524.33 + 524.352—36

ФОТОМЕТРИЧЕСКИЙ СПОСОБ ОТБОРА ХОЛОДНЫХ УГЛЕРОДНЫХ ЗВЕЗД

Г. В. ХОЗОВ

Поступила 3 июня 1991

Принята к печати 20 октября 1991

Предложен фотометрический критерий для отбора холодных углеродных звезд на основе единичного измерения в RIK-цветах.

Возможно ли, исходя из особенностей химсостава углеродных звезд, проводить их первичный отбор, воспользовавшись лишь разовым широкополосным фотометрическим наблюдением в нескольких цветовых полосах? Такой вопрос в числе других мы ставили перед собой, проводя сравнительное изучение фотометрических характеристик красных гигантов переменного блеска в рамках долгосрочной наблюдательной программы Астрономической обсерватории Госуниверситета Санкт-Петербурга.

Положительный ответ на поставленный вопрос был получен нами на основании анализа результатов многолетних RIK-наблюдений холодных M, S и C-звезд, представленных преимущественно долгопериодическими и полуправильными переменными. Всего анализировались около 300 наблюдений 21 кислородной, 3 циркониевых и 14 углеродных звезд. Наблюдавшиеся объекты представлены в табл. 1 в порядке, соответствующем номерам каталога двухмикронного обзора неба [1]. Остальные данные взяты из ОКПЗ [2].

При анализе каждое отдельное наблюдение звезды независимо от фазового момента рассматривалось как наблюдение самостоятельного объекта с фиксированным «мгновенным» значением фотометрической характеристики в виде звездной величины и показателей цвета. Для включения проявления физических особенностей того или иного объекта, связанных с фазовым моментом, для подавляющего большинства звезд использованы наблюдения, охватывающие весь диапазон фаз. При этом рассматривались лишь только измерения, выполненные одновременно во

ОБЪЕКТЫ НАБЛЮДЕНИЙ

IRC	Звезда	Спектр	Тип поремк.	Период	Примечания
1	2	3	4	5	6
-20642	R Aqr	M5e—M8.5e+pec	M	386.96	
+10050	IK Tau	M6e—N10e	M	465*	NML Tau
+10121	BL Ori	C6.3(N8; Tc)	Lb	?	
+10215	R Leo	M6e—M9e	M	309.95	
+10216	CW Leo	C9.5	M	630*	
+10406	R Aql	M5e—M9e	M	284.2	
+10527	R Peg	M6e—M9e	M	378.1	
+20127	U Ori	M6e—M9.5e	M	368.1	
+20207	T Cnc	C3.8—C5.6(R6—N6)	SRb	482	
+20298	U Her	M6.5e—M9.5e	M	406.10	
+20328	MW Her	M8—M9	M	500*	CIT 9
	T Her	M2.5e—M8e	M	164.98	Нет в IRC
+30215	R LMi	M6.5e—M9e	M	372.19	
+30219	RW LMi	C4.3ev	M	605*	CIT 6
+30260	R Boo	M3e—M8e	M	223.40	
+30283	RU Her	M6e—M9e	M	484.83	CIT 8.
+30395	X Cyg	S6.2e—S10.4e	M	408.05	
+40004	—	?	M	723*	CIT 1
+40009	R And	S3.5e—S8.8e(M7e)	M	409.33	
+40273	V CrB	G6.2e(N2e)	M	357.63	
+40397	RS Cyg	C8.2e(NOpe)	SRa	417.39	
+40442	DG Cyg	M7e—M9.5e	M	457.61	CIT 10
+40448	V1489 Cyg	M4.5—M7.9 IA—III	SRa	1045*	NML Cyg
+40485	V1426 Cyg	C7.2e	M	475*	CIT 13
+40489	V460 Cyg	C6 4(N1)	SRb	180:	
+50096	V384 Per	C(N)	M	540*	CIT 5
	Y Per	C4.3e(R4e)	M	248.60	Нет в IRC
+50141	R Aur	M6.5e—M9.5e	M	457.51	
+50301	R Cyg	S2.5e—S6.9e	M	426.45	
+50306	RT Cyg	M2e—M8.8elb	M	190.28	
+50314	Z Cyg	M5e—M9e	M	263.69	
+50324	U Cyg	C7.2e—C9.2e(Npe)	M	463.21	
+50338	V Cyg	C5.3—C7.4e(Npe)	M	486.84	
+50484	R Cas	M6e—M10e	M	388.14	

Таблица 1 (продолжение)

1	2	3	4	5	6
+60009	T Cas	M6e—M9e	M	444.83	
+60255	T Dra	C6.2e—C8.3e(N0e)	M	421.62	
+70168	T Cep	M5.5e—M8.8e	M	388.14	
+80048	S Cep	G7.4e(N8e)	M	486.84	

Примечание. Звездочками отмечены наши определения типа переменности и периода по временном интервале, охватывающем 10—15 циклов изменения блеска объекта.

всех цветах. Поскольку для разных звезд межзвездное покраснение различается и, возможно, в широких пределах, мы использовали при анализе Q -параметр, не зависящий от величины межзвездного покраснения [3]:

$$Q_{RIK} = (R - 1) - \frac{E_{R-1}}{E_{I-K}} (I - K).$$

На рис. 1 приводятся зависимости Q_{RIK} от показателя $I-K$, который в данном случае характеризует степень «холодности» той или иной звезды, а также фазовый момент наблюдения. В нашем случае холодными звездами считаем все объекты, которые даже в максимуме блеска имеют $(I-K) > 2^m$, что соответствует эффективным температурам ниже 3300 К. Этому критерию удовлетворяют все 38 звезд, использованных при анализе, независимо от химсостава. Из всех наблюдений лишь в четырех случаях были получены значения $(I-K) < 2^m$, но они скорее всего обусловлены ошибками измерений, поскольку не соответствовали фазам максимального блеска объекта в рассматриваемых цветах. Сплошной линией нанесена зависимость Q -параметра для чернотельного излучения, а штриховыми ограничены зоны заполнения M и S звездами—в верхней части, C -звездами—в нижней части рисунка.

Из рисунка очевидно, что эти зоны заполнения хорошо различаются. К сожалению, зависимости Q -параметра от $I-K$ для кислородных и циркониевых звезд не различаются, хотя последние и имеют некоторую тенденцию к расположению вблизи нижней границы верхней зоны заполнения этими звездами. Если в интервале $2^m 0 < (I-K) < 2^m 5$ границы зон отстоят примерно на $0^m 8 - 1^m 0$, то расхождение границ между зонами в интервале $2^m 5 > (I-K) > 9^m 5$ составляет не менее $1^m 1$. Все без исключения значения Q_{RIK} для углеродных звезд отрицательны и по абсолютной величине больше 1^m . Верхняя и нижняя

границы зон могут быть представлены следующими выражениями в интервале $3^m 0 < (I-K) < 9^m 5$, соответственно:

$$Q_C = -0.80(I-K) + 1.52 \text{ и } Q_{MS} = -0.80(I-K) + 2.62.$$

Следует отметить, что в интервале $2^m 5 < (I-K) < 3^m 5$ для кислородных и циркониевых звезд Q -параметр положителен.

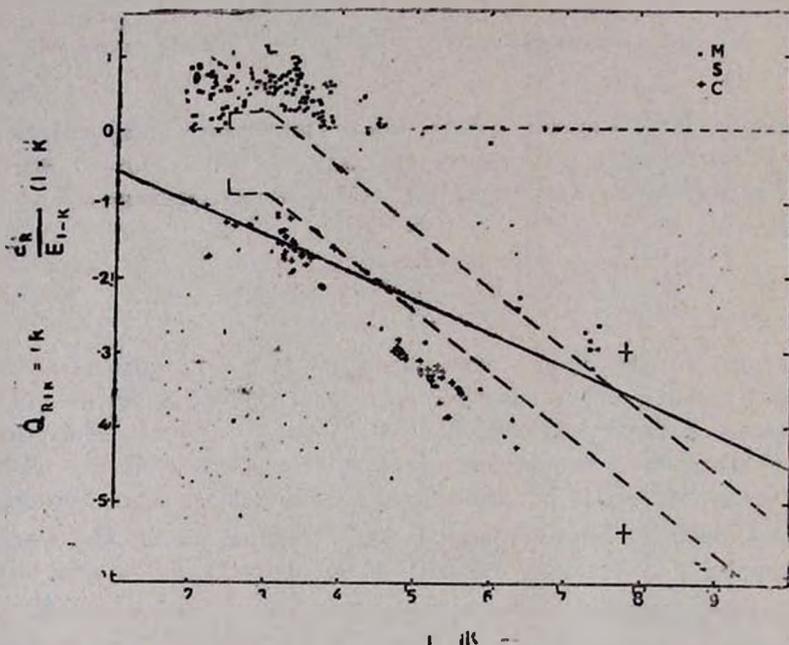


Рис. 1. Параметр Q_{RIK} для кислородных (○), циркониевых (○) и углеродных (+) звезд в зависимости от наблюдаемых значений $(I-K)$ в различные фазовые моменты изменений блеска.

Большими крестами в правой части каждой из зон на рисунке отмечены ошибки определений показателей цвета $R-I$ и $I-K$ для случаев самых слабых объектов. При этом горизонтальная черта характеризует ошибку в определении $I-K$, а вертикальная—суммарную ошибку вычисленного Q -параметра, учитывающую ошибки определений $R-I$ и $I-K$ при наблюдениях.

Параметр Q_{RIK} в данном случае вычислялся в соответствии с «нормальным» законом распределения межзвездного поглощения по длинам волн [4]. Рассмотрение всех имеющихся данных о возможных от-

клонениях поглощения от «нормального» в отдельных областях неба показывает, что найденные нами соотношения лишь в незначительной степени могут измениться, не влияя на сделанный вывод.

А вывод заключается в том, что любая наблюдаемая звезда с показателем $I-K > 2^m$, для которой в любой фазовый момент установлено значение $Q_{RIK} < -1^m$, является углеродной звездой.

Таким образом, отмеченная закономерность может быть использована при отборе холодных углеродных звезд на основании одного фотометрического наблюдения объекта в цветовых полосах R , I и K .

Государственный университет
Санкт-Петербурга

A PHOTOMETRIC METHOD FOR THE SELECTION OF THE COOL CARBON STARS

G. V. KHOZOV

The photometric criterion for the selection of the cool carbon stars on the base of a single measurement of RIK -colours is suggested

ЛИТЕРАТУРА

1. G. Neugebauer, R. B. Leighton. Two-micron sky survey, Preliminary Catalog, NASA SP-3074, Washington, 1969.
2. П. Н. Холопов и др. Общий каталог переменных звезд, т. I—III, Наука, М., 1985.
3. В. Страйхис, Многоцветная фотометрия звезд, изд. «Мокслас», Вильнюс, 1977.
4. H. L. Johnson, Nebulae and Interstellar Matter, ed. B. M. Middlehurst, L. Aller, Univ. Chicago Press, 1968.

УДК 524.7

СТРУКТУРА ЦЕНТРАЛЬНЫХ ОБЛАСТЕЙ НЕКОТОРЫХ ГАЛАКТИК МАРКАРЯНА

А. Р. ПЕТРОСЯН, К. А. СААКЯН

Поступила 24 июня 1991

Принята к печати 14 августа 1991

Представлены результаты прямых наблюдений галактик Маркаряна на 2.6-м телескопе Бюраканской обсерватории. Приведены список, описание, некоторые параметры, а также картины изоденс 15 галактик, в которых обнаружена сложная центральная структура—в основном двойные или кратные ядра. Наблюдения не подтвердили двухъядерной структуры у ранее заложившихся 20 галактик. Приводится их краткое описание и морфологическая классификация.

1. *Введение. Наблюдательный материал.* По наблюдениям в первичном фокусе ($f/4$) 2.6-м телескопа Бюраканской обсерватории ведется систематическое исследование детальшой морфологической структуры галактик Маркаряна. Особое внимание уделяется исследованию центральной структуры этих галактик. К настоящему времени нами [1—4], а также другими исследователями [5—9] открыты более 100 галактик со сложной ядерной структурой—в основном галактики с двумя и кратными ядрами.

Наблюдения ведутся в голубых лучах с использованием пластинок Zu-21 без фильтра. Масштаб на снимках $20.7''/\text{мм}$. Для морфологического исследования используются пластинки с изображениями не более $2''$.

Изображения галактик, описанных в настоящей работе, обработаны на измерительном комплексе PDS 1010A+CM-4 Бюраканской обсерватории с помощью пакета программ обработки протяженных объектов, действующего в рамках вычислительной системы АДА Бюраканской обсерватории. Сканирование изображений галактик проведено с диафрагмой 0.5×0.5 . После первичной цифровой фильтрации изображений построены карты изоденс, а в некоторых случаях и изофот галактик в звездных величинах с кв. секунды. Оценены интегральные звездные величины галактик и обнаруженных отдельных деталей в ядерной области галактик, а также геометрические характеристики последних. Ошибки фотометрирования в системе В не превышают 0.25 . При

вычислении светимостей и линейных размеров для постоянной Хаббла принимается значение $H = 75$ км/с на Мпк.

2. *Результаты.* В табл. 1 приведены данные о галактиках Маркаряна со сложной ядерной структурой. В столбцах таблицы последовательно приведены: название галактики; ее морфологический тип по нашим наблюдениям; галактоцентрическая лучевая скорость по [10, 11]; видимая и абсолютная B -величина галактики; обозначение сгущений; видимые и абсолютные B -величины, а также угловые и линейные размеры отождествленных в центральной области галактик сгущений. Отметим, что переход от измеренных фотографических звездных величин к B -величинам проведен согласно [12].

На рис. 1 приведены карты изоденс или изофот всех 15 галактик со сложной ядерной структурой. На картах сгущения обозначены в соответствии с табл. 1.

Описание этих галактик приводится ниже.

Маркарян 338. Спиральная галактика с перемычкой с большим углом наклона к лучу зрения. Расположение отождествленных трех сгущений асимметрично относительно геометрического центра галактики. По всей вероятности, центральное сгущение является ядром галактики, а два крайних—гигантскими III-областями на концах перемычки галактики. Вероятно также, что два южных сгущения являются ядрами галактики.

Маркарян 510. Вытянутая спиральная галактика, слабые ветви которой хорошо вычерчены на Паломарских картах. В центральной области имеются два сгущения примерно одинаковой яркости. Сложная ядерная структура может быть обусловлена также поглощением пыли в плоскости галактики.

Маркарян 532. Является галактикой неясной морфологической структуры. Минимум два сгущения расположены в центральной области галактики и окружены неоднородной сферической оболочкой.

Маркарян 599. Спиральная галактика с перемычкой со средним углом наклона к лучу зрения. В перемычке галактики выделяются два тесно расположенных сгущения, которые могут быть результатом флуктуации яркости.

Маркарян 613. Спиральная галактика с псевдо-перемычкой. Бароподобную структуру обеспечивают два близко расположенных, высокой поверхностной яркости сгущения.

Маркарян 696. Имеет очень слабую сферическую оболочку. Примерно одинаковой яркости два сгущения очень тесно расположены друг к другу.

Таблица 1

ГАЛАКТИКИ МАКАРЯНА СО СЛОЖНОЙ ЯДЕРНОЙ СТРУКТУРОЙ

Галактика	Морф. тип	V_r (км/с)	Галактика		Сгущение	Сгущение		Размеры сгущ.		
			m	M		m	M	угловые (I)I	лин. (впк)	
Марк. 338	SBc	5400	15 ^m 5	-18 ^m 8	a	18 ^m 1	-16 ^m 2	3.0	1.0	
						b	18.8	-15.5	1.8	0.6
						c	18.8	-15.5	1.5	0.5
510	Sb	7470	16.0	-19.0	a	18.5	-16.5	2.0	1.0	
						b	18.8	-16.2	1.5	0.7
532	Pec.	7920	15.6	-19.5	a	19.1	-16.0	2.0	1.0	
						b	19.3	-15.8	1.8	0.9
599	SBb	8880	16.0	-19.4	a	19.6	-15.8	2.0	1.1	
						b	19.9	-15.5	1.5	0.9
613	SBc	6270	16.0	-18.6	a	19.6	-15.0	1.6	0.6	
						b	19.9	-14.7	1.3	0.5
696	Epec,	7320	16.0	-18.9	a	18.9	-16.0	1.8	0.9	
						b	19.1	-15.8	1.3	0.6
814	SBc	3870	14.5	-19.1	a	19.0	-14.6	2.0	0.5	
						b	19.1	-14.5	2.0	0.5
958	Sbc	6000	16.0	-18.5	a	19.2	-15.3	3.5	1.4	
						b	19.5	-15.0	3.0	1.2
983	SBb	14400	16.0	-20.4	a	19.0	-17.4	2.3	2.1	
						b	19.2	-17.2	1.6	1.5
1032	pair	10170	16.0	-19.7	a	17.5	-18.2	1.8	1.2	
						b	18.1	-17.6	1.3	0.9
1080	SBc	690	13.1	-16.7	a	18.3	-11.5	5.5	0.2	
						b	18.5	-11.3	4.5	0.2
						c	18.8	-11.0	2.5	0.1
1083	SOpec	7980	15.1	-20.0	a	18.1	-17.0	1.6	0.8	
						b	18.8	-16.3	1.0	0.5
1104	Sa	2310	13.5	-18.9	a	17.0	-15.4	1.8	0.3	
						b	18.0	-14.4	1.2	0.2
1114	SBbpec	8790	15.5	-19.8	a	17.7	-17.6	3.0	1.7	
						b	18.0	-17.3	2.0	1.1
1426	Epec	1770	15.5	-15.4	a	19.2	-12.7	1.2	0.1	
						b	19.4	-12.5	1.2	0.1

Маркарян 814. Известна как SBc галактика NGC 5657. Имеет расщепленную центральную область со сложной структурой. В линз-видной центральной части вдоль экваториальной плоскости можно отождествить два вытянутые сгущения. Они могут быть также следствием присутствия поглощающей материи в центральной области галактики.

Маркарян 958. Наблюдаемая с ребра спиральная галактика. Наблюдаются два сгущения, расположенные симметрично относительно геометрического центра галактики. На карте изофот видны еще несколько более слабых сгущений. Видимая клочковатая структура может быть обусловлена присутствием пыли в плоскости галактики.

Маркарян 983. Спиральная галактика с перемычкой. Кроме центрального яркого сгущения наблюдается расположенное вне центральной области галактики второе более слабое сгущение. Оно по всей вероятности является гигантской HII-областью на конце перемычки галактики.

Маркарян 1032. Западный компонент взаимодействующей пары, который в свою очередь разрешается на два сгущения. Восточный компонент—видимая с боку спиральная галактика без заметного ядра.

Маркарян 1080 (NGC 1507). Наблюдаемая с ребра спиральная галактика, в экваториальной плоскости которой расположены по крайней мере три сгущения. Галактика богата также гигантскими и обычными HII-областями.

Маркарян 1083. Интересной структуры галактика. Ее внешние области удивительно симметричны, внутренняя же сильно клочковата. В центральной области объекта отождествлены три ярких сгущения.

Маркарян 1104. Высокой поверхностной яркости спиральная галактика (другое название Аракелян 497). Центральная область галактики состоит из двух сферических компактных сгущений. Из юго-восточного сгущения в направлении физического соседа галактики наблюдается выброс.

Маркарян 1114. Спиральная галактика с перемычкой со средним наклоном к лучу зрения. Перемычка фактически состоит из двух сгущений. Еще одно более слабое сгущение наблюдается в начале южного спирального рукава галактики.

Маркарян 1426. Овальная галактика с симметричной внешней и сложной центральной структурой. Отождествлены по крайней мере два одинаковой яркости сгущения, расположенные в центральной области объекта.

Авторами Первого Бюраканского спектрального обзора неба (FBS) из 1500 обнаруженных объектов у 137 галактик была заподозрена сложная ядерная структура. К настоящему времени из этих 137 объектов для 75 имеются крупномасштабные снимки. У 40 из этих 75 галактик

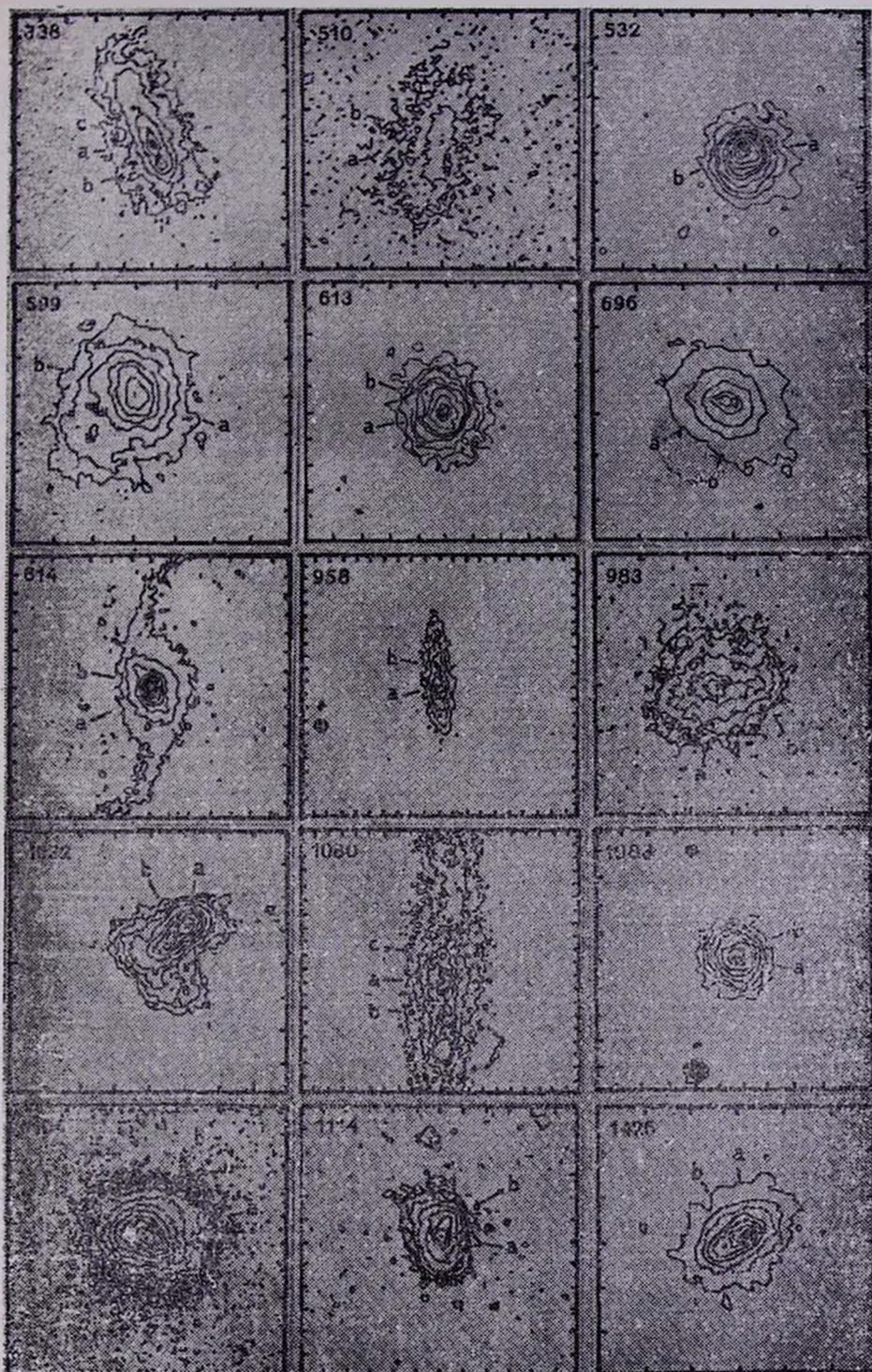


Рис. 1. Картины излучения или изюфот галактик Макарена со сложной ядерной структурой Сгущения обозначены в соответствии с табл. 1; каждое деление соответствует 5".

была подтверждена двух или многоядерная структура (см., например, [11]). У 20 же сложная ядерная структура не наблюдалась. В табл. 2 приводится список этих 20 галактик. Там же даются определенные нами их морфологические типы.

Краткое описание этих галактик, с вероятным объяснением причины подозрения их сложной ядерной структуры, приводится ниже.

Таблица 2

ГАЛАКТИКИ МАРКАРЯНА, СЛОЖНАЯ ЯДЕРНАЯ СТРУКТУРА
КОТОРЫХ НЕ БЫЛА ПОДТВЕРЖДЕНА

Галактика	Морфологический тип	Галактика	Морфологический тип
Марк. 109	SBc	Марк. 848	Sc
170	SBc	862	Sc
203	SBb	892	E0
330	Sa	896	Sc
373	SBc	909	S0
687	Sc	929	SBb
780	S0	938	Sb
838	Sc	965	SBa
846	E0	1356	E0
847	E5	1398	E0

Маркарян 109. Хорошо изучена [13]. Является галактикой со сверхассоциациями (СА). Самая яркая СА, возможно, была принята за второе ядро.

Маркарян 170. Изучена в [13]. Является видимой с боку галактикой с 4 СА. По-видимому, самое яркое из этих СА создало впечатление двойственности.

Маркарян 203. Имеется крупномасштабный снимок, полученный как на 2.6-м, так и 6-м телескопах. Это спиральная галактика с развитыми рукавами. Центральная область галактики не разрешается на снимке 6-м телескопа.

Маркарян 330. Является иррегулярной галактикой. Состоит минимум из 9 сгущений, два из которых по яркости почти на три величины отличаются от остальных. Вероятно, что эти два сгущения и были приняты за ядра галактики.

Маркарян 373. Кроме центрального звездообразного ядра в галактике другие сгущения не были наблюдаемы.

Маркарян 687. Спиральная галактика с единственным компактным ядром.

Маркарян 780. Сфероидальная галактика с центральным компактным ядром и с двумя слабыми сгущениями. Имеющее вид отростка северное сгущение, вероятно, и было принято за второе ядро галактики.

Маркарян 838. Единственное сгущение наблюдается в центре галактики.

Маркарян 846. Состоит из яркого звездообразного ядра, окруженного слабой, вытянутой оболочкой.

Маркарян 847. Никаких конденсаций в галактике не наблюдается.

Маркарян 848. Известна как галактика со звездообразным ядром и несколькими СА [13].

Маркарян 862. В галактике кроме слабого звездообразного ядра и однородной эллиптической оболочки других деталей не наблюдается.

Маркарян 892. Наблюдается яркое звездообразное ядро в слабой, однородной, вытянутой оболочке.

Маркарян 896. Имеет очень яркое компактное ядро, из которого выходят два толстых, коротких спиральных рукава. Южный рукав около ядра очень интенсивен, это и создает впечатление тесной пары.

Маркарян 909. Имеет яркое звездообразное ядро в центре вытянутой однородной оболочки.

Маркарян 929. Имеет вид полукольца, в центре которого расположена яркое компактное ядро.

Маркарян 938. Кроме яркого, компактного центрального сгущения наблюдается ряд вытянутых деталей высокой поверхностной яркости. Одна из этих деталей может быть принята за второе ядро.

Маркарян 965. Вытнутый, эллиптический объект, в котором наблюдается яркая, довольно однородная перемишка.

Маркарян 1356. Пара сфероидальных галактик. Описание «тесная пара», по-видимому, относится к северному компоненту пары, который не расщепляется на снимке 2.6-м телескопа.

Маркарян 1398. Имеет звездообразное ядро, окруженное сферической оболочкой. От ядра к западу тянется короткая струя. Она может быть принята за второе ядро.

3. *Обсуждение.* Крупномасштабные наблюдения показывают, что из описанных в FBS, как имеющих сложную структуру, галактик только половина реально является таковыми. В настоящее время число галактик со сложной ядерной структурой приближается к 150. Среди них большая часть новых, ранее не заподозренных объектов. Некоторые из них имеют ядра, расположенные по склонению. Из-за специфики Первого Бюраканского обзора (на пластинках 1-м телескопа спектры объек-

тов расположены по склонению) сложную ядерную структуру некоторых галактик технически невозможно было наблюдать в ходе FBS.

Отметим следующие факты. Из 15 галактик со сложной структурой 13 в FBS имеют d или ds описание спектра. 11 объектов являются спиральными галактиками. Маркарян 338, 983, 1032 и 1104 являются компонентами пар или групп галактик.

Бюраканская астрофизическая
обсерватория

THE STRUCTURE OF THE CENTRAL REGIONS OF SOME MARKARIAN GALAXIES

A. R. PETROSIAN, K. A. SAHAKIAN

The results of imagery of Markarian galaxies at Byurakan Observatory 2.6 m telescope are reported. The lists, descriptions, some parameters and isophotal maps for 15 galaxies with newly discovered complex—mainly double or multiple nuclear structure are presented. The observations did not confirm the double nuclei structure of 20 galaxies earlier suspected. Short description and morphological classification of the latter objects are presented.

ЛИТЕРАТУРА

1. А. Р. Петросян, К. А. Саакян, Э. Е. Хачикян, *Астрофизика*, 14, 69, 1978.
2. Ю. П. Коровяковский, А. Р. Петросян, К. А. Саакян, Э. Е. Хачикян, *Астрофизика*, 17, 231, 1981.
3. A. R. Petrosian, K. A. Sahakian, E. Ye. Khachikian, IAU Symp. No 134, "Active Galactic Nuclei", Eds. D. E. Osterbrock, J. S. Miller, Kluwer Academic Publ. Dordrecht, 1989, p. 445.
4. Г. В. Абрамян, К. А. Саакян, *Астрофизика*, 31, 447, 1989.
5. C. Barbieri, P. Rafanelli, *Astron. and Astrophys. Suppl. Ser.*, 37, 541, 1979.
6. C. Casini, J. Heidmann, *Astron. and Astrophys. Suppl. Ser.*, 34, 191, 1978.
7. R. Gonzales-Risstra, M. Rago, J. Zamorano, *Astron. and Astrophys.*, 202, 27, 1988.
8. W. L. W. Sargent, *Astrophys. J.*, 173, 7, 1972.
9. T. F. Adams, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, 33, 19, 1977.
10. J. H. Mazzarella, V. A. Balzano, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, 62, 751, 1986.
11. Б. Е. Макарян, В. А. Липовецкий, Дж. А. Степанян, Л. К. Ерстцова, А. И. Шановилова, *Сообщ. Спец. Астрофиз. Обсерв.*, 62, 5, 1989.
12. G. Fasano, *Astron. and Astrophys. Suppl. Ser.*, 60, 287, 1985.
13. А. Р. Петросян, К. А. Саакян, Э. Е. Хачикян, *Астрофизика*, 22, 229, 1985.

УДК 524.7—42

О ФОТОМЕТРИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИКАХ ВЗАИМОДЕЙСТВУЮЩИХ ГАЛАКТИК

В. П. РЕШЕТНИКОВ

Поступила 20 ноября 1991

Принята к печати 30 ноября 1991

Рассмотрены стандартные соотношения между глобальными фотометрическими характеристиками (μ_e , r_e , μ_0 , h) балджей и дисков взаимодействующих галактик. Показано, что в целом рассматриваемые зависимости близки к таковым для нормальных галактик. Отмечены следующие особенности фотометрической структуры взаимодействующих галактик. Во-первых, зависимость $\mu_e - \lg r_e$ для E и SO галактик в составе взаимодействующих систем несколько смещена относительно стандартной зависимости для нормальных галактик. Во-вторых, распределение значений поверхностной яркости центров экваториальных дисков взаимодействующих галактик имеет почти плоскую форму. Среднее значение $\mu_0(0)$ в полосе B равно 21,25, что примерно на 0,5 ярче соответствующего значения для невзаимодействующих галактик.

1. *Введение.* Взаимодействие между галактиками является одним из важнейших факторов, определяющих их эволюцию. В многочисленных работах, посвященных наблюдательному и теоретическому изучению взаимодействующих галактик, показано, что взаимодействие способно стимулировать процессы звездообразования в галактиках, активность их ядер [1, 2], а также приводить к изменению таких важнейших характеристик, как морфологический тип, размер и распределение массы [3]. Целью нашей работы является рассмотрение в рамках стандартной двухкомпонентной модели вопроса о влиянии внешнего воздействия на глобальные фотометрические характеристики балджей и дисков галактик.

2. *Стандартная фотометрическая модель.* Предположим, что галактика состоит из двух подсистем—сфероидальной (балдж) и дисковой, описываемых следующими законами распределения поверхностной яркости [4, 5]:

$$\mu_{bulge}(r) = \mu_e + 8.325 [(r/r_e)^{1/4} - 1] \text{ и}$$

$$\mu_{\text{disk}}(r) = \mu_0 + 1.086 r/h,$$

где r_0 — эффективный радиус балджа, μ_0 — соответствующая поверхностная яркость балджа, μ — поверхностная яркость центра диска (μ_0 и μ_0 выражены в зв. вел. с кв. секунды) и h — экспоненциальный масштаб диска. Такая модель, зависящая от шести параметров — μ_0 , r_0 , b/a (bulge), μ_0 , h и b/a (disk), удовлетворительно описывает фотометрическую структуру большинства галактик и часто используется в качестве первого приближения при их исследовании.

При определении параметров модели сжатия балджа и диска обычно находят по изофотам галактики, а μ_0 , r_0 , μ_0 и h — на основе разложения фотометрического разреза галактики вдоль большой оси. Предложен целый ряд способов такого разложения наблюдаемых разрезов [6]. При анализе результатов наших наблюдений мы использовали алгоритм, сходный с описанным в работе [7] и обеспечивающий точность определения параметров не хуже 20% в диапазоне отношения светимостей балджа и диска $0.1 < B/D < 10$ [8].

3. *Выборка галактик.* В нашу выборку включены члены взаимодействующих систем галактик (в основном из каталогов [9, 10]), для которых опубликованы результаты декомпозиции в цветовой полосе B . Для восьми галактик наблюдения и разложение разрезов выполнены нами (см. табл. 1), для NGC 5194 декомпозиция также выполнена нами по опубликованному в [11] разрезу (использованы данные для области $r \leq 32''$). Итоговый список объектов приведен в табл. 1, где в первом столбце указано название объекта, а во втором — морфологический тип. В третьем и четвертом столбцах приведены характеристики балджа: эффективная поверхностная яркость с учетом поправки за поглощение в Галактике ($\mu_0^* = \mu_0 - 0.2 \text{ csc } |b|$) и логарифм эффективного радиуса в килопарсеках ($H_0 = 75 \text{ км/с Мпк}$). В пятом и шестом столбцах указаны поверхностная яркость центра диска с учетом поправок за поглощение в Галактике и за наклон ($\mu_0(0) = \mu_0 - 0.2 \text{ csc } |b| - 2.5 \lg \frac{b}{a}$), а также логарифм масштаба диска в килопарсеках. В последнем столбце приведены ссылки на работы, из которых взяты данные о поверхностной фотометрии и декомпозиции. Типичные ошибки параметров μ_0 и μ_0 составляют около 0.3, а $\lg r_0$ и $\lg h$ — 0.1.

Таблица 1

ХАРАКТЕРИСТИКИ БАЛДЖЕЙ И ДИСКОВ ВЗАИМОДЕЙСТВУЮЩИХ ГАЛАКТИК

Галактика	T	ρ_0^0	$\lg r_0$	$\mu_0(0)$	$\lg A$	Литература
NGC 34	(3)	—	—	—	0.47	[18]
NGC 660	1	—	—	22.65	0.59	[19]
NGC 2685	-2	19.0	-0.31	20.25	0.12	[20]
NGC 3031	2	21.8	0.23	21.7	0.40	[12]
NGC 3623	1	—	—	20.4	0.40	[21]
NGC 3627	3	—	—	20.5	0.28	[21]
NGC 3628	3	—	—	(21.4)	0.53	[21]
NGC 3718	3	19.0	-0.59	21.8	0.46	[22]
NGC 4382	-1	20.8	0.32	—	—	[13]
NGC 4435	-2	—	—	22.0	0.52	[5]
NGC 4438	0	—	—	23.3	—	[15]
NGC 4485	10	—	—	19.6	-0.22	[23]
NGC 4490	7	—	—	19.6	0.20	[23]
NGC 4567	4	—	—	20.0	—	[15]
NGC 4649	-5	21.3	0.53	—	—	[13]
NGC 5194	4	17.5	-1.40	—	—	[11]
NGC 6027	-2	—	—	19.5	0.18	[24]
NGC 6027B	-2	—	—	20.7	0.18	[24]
NGC 6621	2	—	—	(23.3)	(0.5)	[25]
NGC 6622	-5	(26.6)	(1.0)	—	—	[25]
NGC 7173	-5	18.4	-0.24	—	—	[26]
NGC 7469	1	—	—	—	0.34	[18]
NGC 7603	3	—	—	—	0.94	[18]
NGC 7674	4	—	—	—	0.79	[18]
VV 150B	1	(22.2)	(0.6)	(22.6)	(0.6)	[27]
VV 150C	0	21.3	0.00	20.8	0.20	[27]
VV 150D	2	21.6	-0.10	22.2	0.36	[27]
VV 150E	-2	22.1	0.18	21.5	0.00	[27]
533 G 20	(-3)	18.1	-0.09	—	—	[26]
533 G 21	(-3)	16.3	-0.21	—	—	[26]

ПРИМЕЧАНИЯ К ТАБЛИЦЕ 1

NGC 34, VV 850.

NGC 660—согласно [32, 33] является результатом слияния двух галактик.

NGC 2685, Arp 33—галактика с полярным кольцом. Согласно современным представлениям является результатом столкновения двух галактик.

NGC 3031, M 81, CPG 218.

NGC 3623/7/8, VV 308, Agr 317.

NGC 3718, Agr 214, CPG 290.

NGC 4382, M 85, CPG 234.

NGC 4435/38, VV 188, Agr 120.

NGC 4485/90, VV 30, Agr 269, CPG 341.

NGC 4567, VV 219, CPG 347.

NGC 4649, M 60, VV 206, Agr 116.

NGC 5194, VV 1, Agr 85, CPG 379.

NGC 6027/27B, VV 115.

NGC 6621/22, VV 247, Agr 81, CPG 534.

NGC 7173—согласно [26] образует взаимодействующую пару с NGC 7176 ($\Delta V_R = 100$ км/с).

NGC 7469, Agr 298, CPG 575.

NGC 7603, Agr 92.

NGC 7674, VV 343, Agr 182.

VV 150B—E, Agr 322.

533 G 20/G 21—образуют взаимодействующую пару согласно [26] ($\Delta V_R = 8$ км/с).

4. Стандартные зависимости между фотометрическими параметрами. В многочисленных работах, посвященных анализу фотометрической структуры галактик, установлен ряд эмпирических соотношений между фотометрическими параметрами, а также их зависимостей от морфологического типа [6]. Рассмотрим, как согласуются с этими зависимостями характеристики взаимодействующих галактик.

4.1. Характеристики балджей. На рис. 1 изображены зависимости μ_0 и $\lg r_0$ от морфологического типа по данным табл. 1 (кружки). Точками на рисунке показаны средние значения для нормальных галактик согласно [12]. Как видно на этом рисунке, характеристики балджей взаимодействующих галактик расположены примерно в том же диапазоне, что и характеристики балджей нормальных галактик, однако разброс индивидуальных значений очень велик.

На рис. 2 показана зависимость между эффективной поверхностной яркостью и эффективным радиусом. Пунктирные линии—зависимости для балджей нормальных спиральных галактик ($T > 0$) и для E и S0 галактик ($T \leq 0$) согласно [12]. Из рисунка видно, что характеристики балджей спиральных взаимодействующих галактик хорошо согласуются со средней зависимостью для обычных галактик. Для эллиптических и S0 галактик согласие хуже—разброс значений от средней зависимости достигает 3". Если не рассматривать наименее точные данные для галактики NGC 6622, то оказывается, что, в среднем, характеристики E и S0 галактик в составе взаимодействующих систем располагаются на рис. 2 ниже стандартной зависимости для нормальных галактик этих ти-

пов. Это означает, что при той же эффективной поверхностной яркости взаимодействующие E и S0 галактики имеют больший эффективный радиус или при том же радиусе имеют более высокую поверхностную яркость. Наиболее простым образом эту особенность можно объяснить.

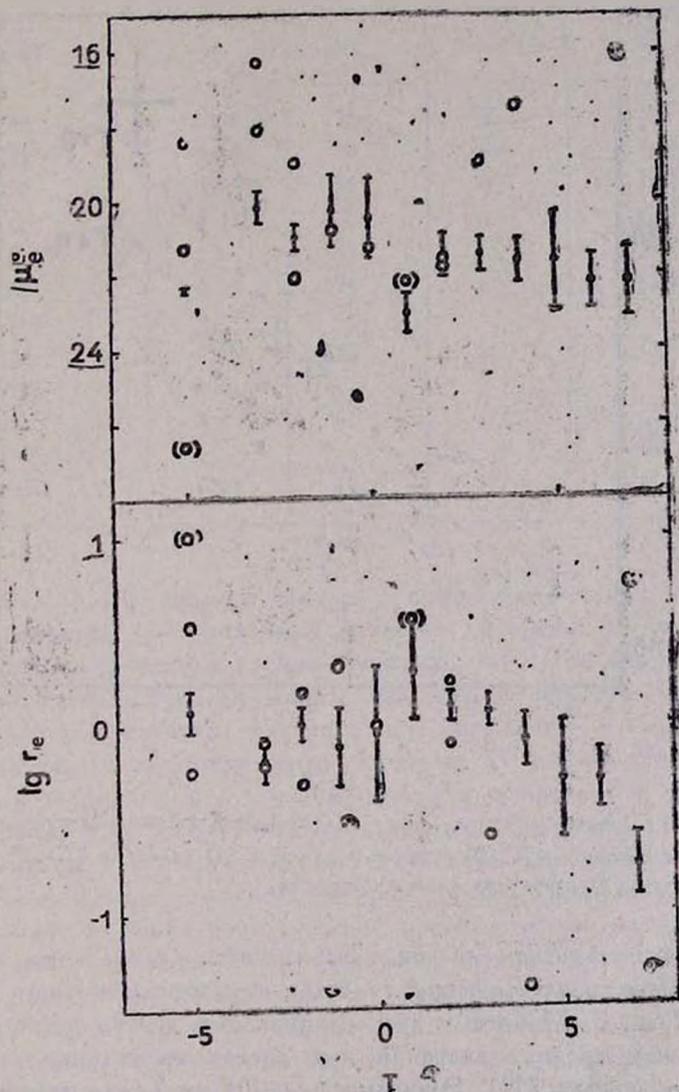


Рис. 1. Зависимости μ_0° и r_e от T для балдней взаимодействующих галактик (кружки). Точки с барями—данные для нормальных галактик согласно [12].

тем, что E и SO галактики в составе взаимодействующих систем часто окружены протяженными оболочками [13]. Следует также отметить, что подобным образом на диаграмме $\mu_e - \lg r_e$ расположены ярчайшие эллиптические галактики скоплений [14], являющиеся, возможно, результатом слияния нескольких галактик.

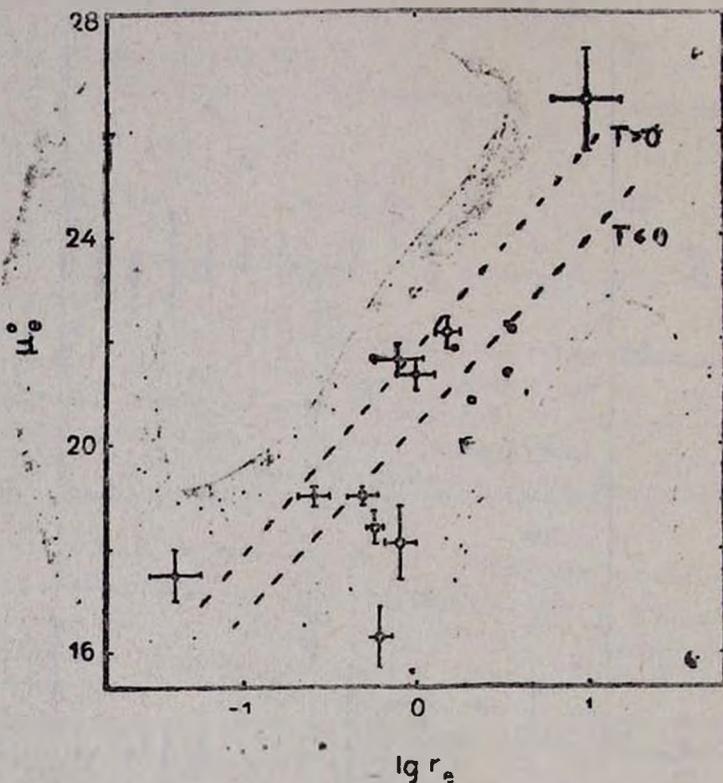


Рис. 2. Зависимости $\mu_e - \lg r_e$ для нормальной взаимодействующей спиральной галактики ($T > 0$) — точки и для E и SO галактики ($T < 0$) в составе взаимодействующих систем — кресты.

4.2. Характеристики дисков. Зависимости глобальных характеристик дисков взаимодействующих галактик от морфологического типа приведены на рис. 3. Масштабы экспоненциальных дисков расположены на рис. 3 вблизи средних значений для дисков нормальных спиральных галактик по данным [12]. Зависимость $\mu_0(0)$ от T для галактик нашей выборки сравнивается на рис. 3 со средней зависимостью для дисков нормальных галактик согласно [15]. Как видно из этого рисунка, дан-

ные для взаимодействующих галактик смещены относительно зависимости для обычных галактик в сторону более высоких поверхностных яркостей. Величина этого сдвига составляет примерно $\Delta\mu \approx 0.5$.

Таблица 2

СРЕДНИЕ ЗНАЧЕНИЯ $\mu_0(0)$ ПО ДАННЫМ РАЗНЫХ АВТОРОВ

$\mu_0(0)$	σ_μ	N	Фильтр	Литература
21.65	0.30	28	B	[5]
21.79	0.94	24	B	[15] virgo
21.79	0.78	15	B	[11]
21.65	0.90	78	B	[12]
21.9	1.0	43	B	[28] SyG
20.81	0.99	74	r	[29]
(21.7)B				
21.05	0.75	167	V	[30] virgo
(21.7)B				
21.8	0.6	51	J	[31]
(21.9)B				
21.25	1.23	19	B	Наст. раб.

В табл. 2 мы собрали данные о средних значениях $\mu_0(0)$ по выборкам галактик, исследованных разными авторами. В первом столбце этой таблицы приведено среднее значение $\mu_0(0)$, во втором—стандартное отклонение, в третьем—объем выборки, в четвертом—цветовая полоса, в которой изучены галактики, и в последнем—ссылка и, в некоторых случаях, характеристика выборки. В скобках под значениями $\mu_0(0)$ в полосах r, V и J указаны оценки в фильтре B с учетом редуций, приведенных в оригинальных работах. В последней строке таблицы указаны характеристики исследованной нами выборки. Как показывает табл. 2, данные разных авторов хорошо согласуются друг с другом. Среднее значение поверхностной яркости центра экспоненциального диска в полосе B равно 21.8, стандартное отклонение составляет 0.8—0.9 и мало зависит от объема выборки. Значение $\mu_0(0)$ для взаимодействующих галактик меньше этого значения и это различие значимо. Наглядно отличие распределений величин для выборки нормальных и взаимодействующих галактик показано на рис. 4. Как видно на этом рисунке, распределения, построенные по выборкам нормальных галактик, имеют хорошо выраженные пики при $\mu_0(0) = 21-22$. У взаимодейст-

вующих галактик этот пик отсутствует и разные значения $\mu_0(0)$ в диапазоне от 19 до 23 встречаются почти равновероятно.

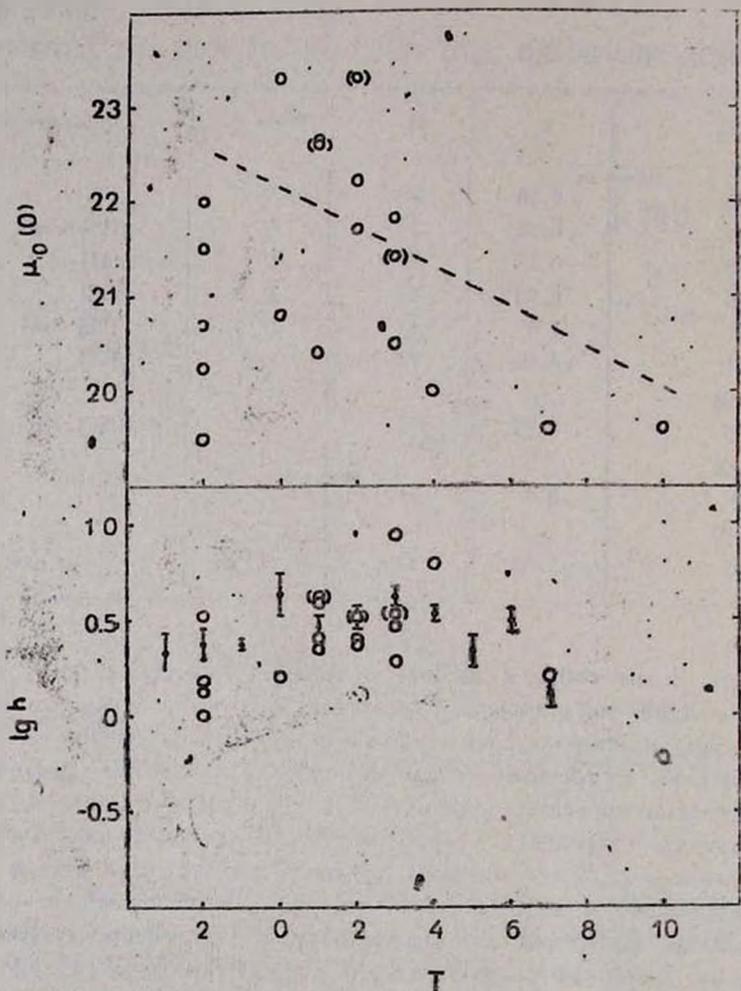


Рис. 3. Зависимости $\mu_0(0)$ и h от морфологического типа для взаимодействующих галактик — кружки. Пунктир — средняя зависимость для дисков нормальных галактик по [15].

На рис. 5 изображена зависимость $\mu_0(0)$ от логарифма масштаба диска. Непрерывными линиями показаны прямые постоянной светимости ($\mu_0 = 5 \lg h + M_d + 38.57$). Как и в случае нормальных галактик (см. например, [5, 11]), характеристики дисков взаимодействующих га-

Галактики располагаются примерно вдоль прямых постоянной светимости дисков.

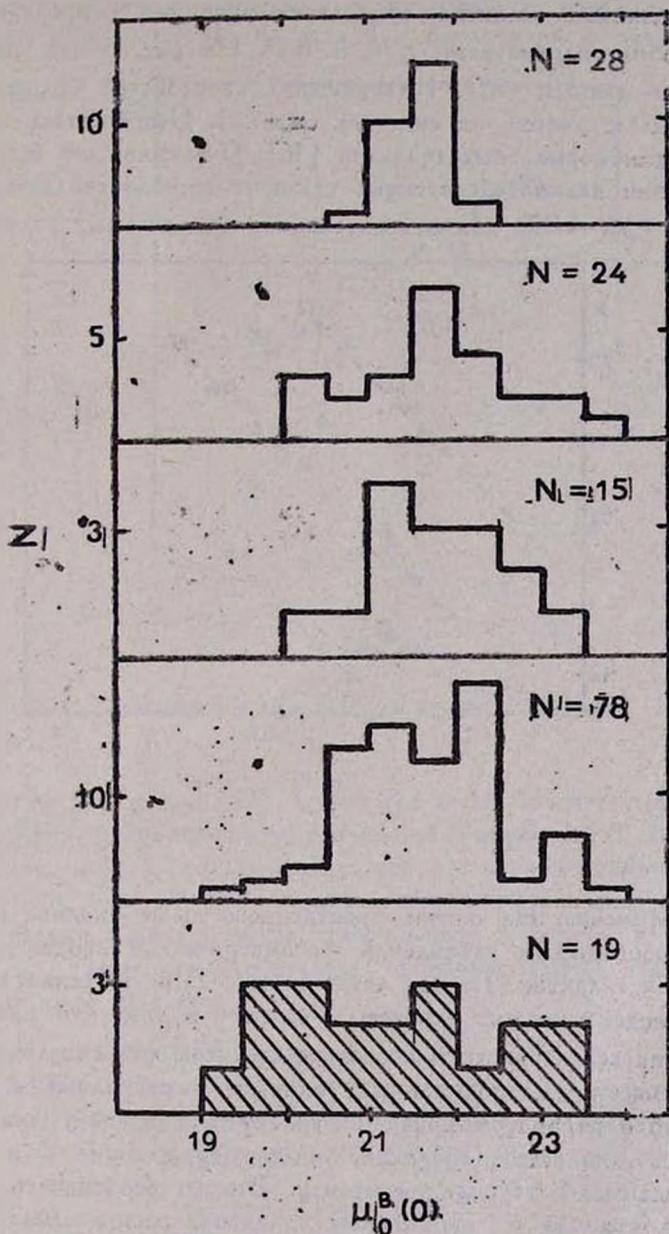


Рис. 4. Распределения значений $\mu_0(0)$ для выборок нормальных галактик по данным работ (сверху вниз) [5, 15, 11, 12] и для взаимодействующих галактик по нашим данным (заштрихованная гистограмма).

4.3. Соотношение $r_e/h-B/D$. В работе автора [16] было показано, что у нормальных галактик существует значимая корреляция между безразмерными параметрами r_e/h и B/D . На рис. 6 эта зависимость построена по данным табл. 1 (отношения светимостей балджа и диска были найдены с учетом их видимых сжатий). Непрерывная линия—соотношение для нормальных галактик [16]. Очевидно, что безразмерные характеристики взаимодействующих галактик хорошо согласуются с зависимостью $r_e/h-B/D$ для относительно изолированных галактик.

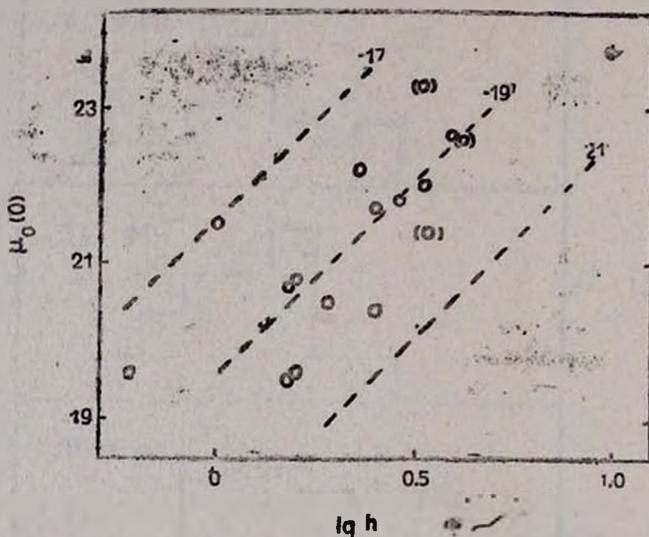


Рис. 5. Зависимость $\mu_0(0) - \lg h$ для дисков взаимодействующих галактик (кружки).

5. **Заключение.** На основе проведенного выше анализа нами отмечены две особенности глобальной фотометрической структуры взаимодействующих галактик. Первая относится к E и S0 галактикам в составе взаимодействующих систем и состоит в том, что на диаграмме $\mu_e - \lg r_e$ их характеристики несколько смещены относительно стандартной зависимости для нормальных галактик и расположены в той же области, что и параметры ярчайших галактик скоплений. Причиной этого, возможно, являются сблочки, часто окружающие E и S0 галактики во взаимодействующих системах. Вторая особенность состоит в том, что, в отличие от нормальных галактик, распределение значений поверхностной яркости центров экспоненциальных дисков взаимодействующих галактик имеет почти плоскую форму. Среднее значение $\mu_0(0)$ для взаимодействующих галактик в полосе B равно 21.25, что ярче соответствующего значения для нормальных галактик, равного 21.8. При-

чина этой особенности не ясна. Возможно, что к уменьшению $\mu_0(0)$ приводят инициируемые взаимодействием области звездообразования, повышающие поверхностную яркость как околоядерной области, так и

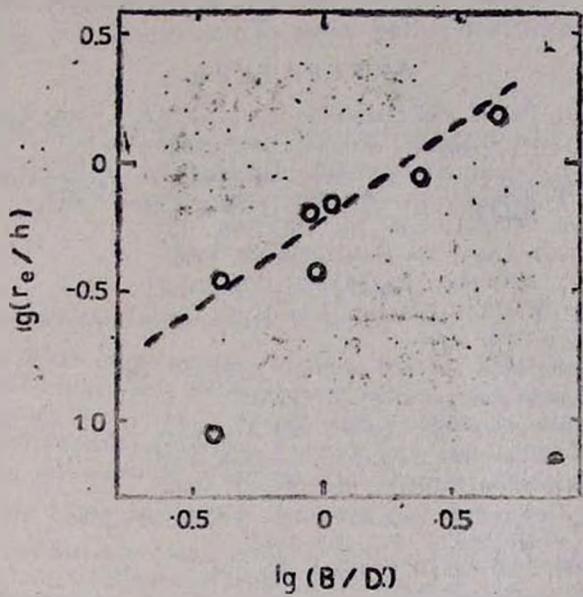


Рис. 6. Зависимость $r_e/h - B/D$ для взаимодействующих галактик (кружки).

диска галактики в целом [17]. Суммируя в заключение результаты нашего краткого обзора фотометрических характеристик взаимодействующих галактик, можно сделать вывод, что достаточно сильное приливное взаимодействие, при котором расстояние между галактиками сравнимо с их диаметрами (такие объекты преобладают в нашей выборке), относительно мало изменяет глобальные фотометрические характеристики дисков и балджей галактик.

Ленинградский государственный университет

ON THE PHOTOMETRIC CHARACTERISTICS OF INTERACTING GALAXIES

V. P. RESHETNIKOV

The standard relationships between the global photometric parameters (μ_0 , r_e , $\mu_0(0)$, h) of bulges and disks of interacting galaxies are considered. It is shown that on the whole these relationships are the same as for non-interacting galaxies. The following features of the glo-

bal photometric structure of interacting galaxies are noted. Firstly, for E and S0 galaxies relation $\mu_0 - \lg r$, is a little displaced in respect to the standard relationship for normal galaxies. Secondly, the distribution of the values $\mu_0(0)$ have almost flat shape. The mean value $\mu_0(0)$ in the B band is equal to 21.25 which is approximately $\Delta\mu = 0.5$ brighter than for the corresponding value of non-interacting galaxies.

ЛИТЕРАТУРА

1. R. C. Kennicutt, Paired and Interacting Galaxies, Eds. J. W. Sulentic, W. C. Keel, C. M. Telesco, NASA CP-3098, 1990, p. 269.
2. T. M. Heckman, Paired and Interacting Galaxies, Eds. J. W. Sulentic, W. C. Keel, C. M. Telesco, NASA CP-3098, 1990, p. 359.
3. B. C. Whitmore, ST Sci Prepr. No. 410, 1990.
4. G. de Vaucouleurs, Ann. Astrophys., 11, 247, 1948.
5. K. C. Freeman, Astrophys. J., 160, 811, 1970.
6. F. Stmlen, The World of Galaxies, Eds. H. G. Corwii, L. Bottiaelli, Springer-Verlag, 1988, p. 293.
7. J. M. Schombert, G. D. Bothun, Astron. J., 92, 60, 1987.
8. В. П. Решетников, Диссертация, Л., 1990.
9. В. А. Воронцов-Вельяминов, Astron. and Astrophys. Suppl. Ser., 28, 5, 1977.
10. H. Arp, Atlas of Peculiar Galaxies, Pasadena, 1966.
11. T. Borozon, Astrophys. J. Suppl. Ser., 46, 177, 1981.
12. F. Stmlen, G. de Vaucouleurs, Astrophys. J., 302, 564, 1986.
13. J. Kormendy, Astrophys. J., 218, 333, 1977.
14. J. M. Schombert, Astrophys. J. Suppl. Ser., 64, 643, 1987.
15. C. W. Fraser, Astron. and Astrophys. Suppl. Ser., 29, 161, 1977.
16. В. П. Решетников, Кинемат. и физ. небесн. тел., 6, 30, 1990.
17. Н. А. Вушouse, Astrophys. J., 320, 49, 1987.
18. В. Л. Афанасьев, в сб. «Активные ядра и звездная космогония», МГУ, 1987, с. 34.
19. P. Benvenuti, M. Capaccioli, S. D'Odorico, Astron. and Astrophys., 53, 141, 1976.
20. В. В. Макаров, В. П. Решетников, В. А. Яковлева, Астрофизика, 30, 15, 1989.
21. M. S. Burkhead, D. J. Hutter, Astron. J., 86, 523, 1981.
22. В. А. Гаец-Торн, В. П. Решетников, В. А. Яковлева, Астрофизика, 32, 255, 1990.
23. M. F. Dival, Astron. and Astrophys., 98, 352, 1981.
24. D. H. Martinus, G. Chincarini, Astrophys. J., 209, 372, 1976.
25. В. П. Решетников, О. К. Сильченко, Астрофизика, 33, 157, 1990
26. R. R. de Souza, L. N. da Costa, Astrophys. J. Suppl. Ser., 68, 173, 1988.
27. В. П. Решетников, Астрофизика, 30, 581, 1989.
28. J. M. Mackenty, Astrophys. J. Suppl. Ser., 72, 231, 1990.
29. S. M. Kent, Astrophys. J. Suppl. Ser., 59, 115, 1985.
30. K. Kodaira, M. Watanabe, S. Okamura, Astrophys. J. Suppl. Ser., 62, 703, 1986.
31. P. C. van der Kruit, Astron. and Astrophys., 173, 59, 1987.
32. S. T. Gottesman, M. E. Mahon, Paired and Interacting Galaxies, Eds. J. W. Sulentic, W. C. Keel, C. M. Telesco, NASA CP-3098, 1990, p. 209.
33. В. П. Решетников, В. А. Яковлева, Астрофизика (в печати).

УДК 524.7—332

КРУПНОМАСШТАБНАЯ ПРОСТРАНСТВЕННАЯ ОРИЕНТАЦИЯ БОЛЬШИХ ОСЕЙ ПРОТЯЖЕННЫХ ДВОЙНЫХ РАДИОИСТОЧНИКОВ

Т. Г. АРШАКЯН

Поступила 23 мая 1991

Принята к печати 3 сентября 1991

На основе статистического анализа показано наличие крупномасштабной ($z \approx 0.5$) пространственной ориентации больших осей для 165 классических двойных радиопочников высокой светимости, в направлении $l = 298^\circ$, $b = -30^\circ$. Для наилучшей выборки из 82 объектов ориентация больших осей проявляется в виде дипольного распределения наблюдаемого параметра $(Q-1)/(Q+1)$ относительно направления $l = 300^\circ$, $b = -31^\circ$, с амплитудой $\bar{V}_0/c = 0.07$ (где $Q = R_1/R_2$ — отношение видимых расстояний протяженных компонентов от родительской галактики, \bar{V}_0 — средняя скорость удаления этих компонентов относительно родительской галактики). Полученное направление в пределах ошибок совпадает с направлением регулярного метагалактического магнитного поля. Высказывается предположение, что ориентация больших осей радиопочников обусловлена влиянием этого поля.

1. *Восдение.* Исследованию анизотропного распределения параметров внегалактических объектов посвящено много работ. Статистические и теоретические исследования в этой области имеют большое значение для выяснения вопроса существования крупномасштабной анизотропии в скоплениях галактик [1, 2], сверхскоплениях [3, 4] и в Метагалактике [5, 6]. Решение этой проблемы имеет важное космологическое значение, так как может служить критерием для выбора правильной теории образования, строения и эволюции Вселенной.

Пространственное анизотропное распределение в основном обусловлено существованием выделенного направления в пространстве:

I) Направление peculiarного движения Местной Группы относительно микроволнового фона [7] или же систем далеких галактик [8—10].

II) Направление регулярного магнитного поля метагалактического масштаба, в пределах $l = (280^\circ \div 295^\circ)$ и $b = (5^\circ \div (-15^\circ))$, найденных в работах [11, 12], и $l = 280^\circ$, $b = 20^\circ$ в работе [13]; это проявляется в анизотропном распределении мер вращений внегалактических радиопочников.

III) Направление оси вращения космических систем и Метагалак-

тики, возможными проявлениями которого являются преимущественная ориентация позиционных углов галактик в скоплениях [14, 15], сверхскоплениях [4], а также больших осей скоплений [3] и дипольная анизотропия в направлениях ($l = 320^\circ$, $b = 20^\circ$), ($l = 312^\circ$, $b = 25^\circ$), ($l = 295^\circ$, $b = 52^\circ$), полученные в работах Берча [16], Кендалла, Юнга [17] и Андреасяна [18], соответственно.

В работах [13, 16] были использованы разности углов между радио и магнитными осями классических двойных радиоисточников и между радио- и малой осями оптических изображений радиогалактик, соответственно. Разности этих углов преимущественно положительны в одном полушарии и отрицательны в другом. Наблюдаемый эффект, по мнению авторов, обусловлен вращением Вселенной.

Эта идея оспаривалась многими авторами [18—20], которые пытались объяснить этот эффект наблюдательной селекцией. Другие [20] на основе наблюдательных данных оценивали верхний предел для угловой скорости вращения Метагалактики, который оказывается меньше, чем угловая скорость, полученная Берчем [16]. Кроме того, данные Берча чувствительны к наличию крупномасштабного магнитного поля Галактики и Метагалактики (хотя последнее может считаться проявлением анизотропии Метагалактики).

Позиционные углы малых осей галактик, используемые в работе Андреасяна [13], имеют погрешности (в пределах $\pm 20^\circ$) из-за влияния поглощающей материи Галактики на используемую предельную изопоту галактик, а также из-за размытости изопот используемых слабых эллиптических галактик с $m_b = 17^\circ$.

В настоящей работе показано наличие крупномасштабной ориентации больших осей классических двойных радиоисточников высокой светимости в направлении, близком к вышеуказанному (в пункте II). Заметим, что параметр, используемый в данной работе, свободен от указанных выше эффектов селекции.

2. *Выборка протяженных двойных радиоисточников и постановка задачи.* В эту выборку классических двойных радиоисточников входят двойные радиоисточники типа FR II по классификации Фонарова и Рили [21], с отождествленным центральным объектом—эллиптической галактикой или квазаром. Параметр Q , равный отношению видимых расстояний протяженных компонентов от родительской галактики (R_1/R_2 , причем $R_1 > R_2$), используется нами для статистического анализа.

Величина параметра Q , вычисленная для одного и того же источника на частотах 4.8, 5 и 15 ГГц, соответственно, отличается в среднем на 15%. Поэтому мы считаем возможным объединить в одну выборку все двойные радиоисточники, которые наблюдаются на частотах более 4.8 ГГц.

Величины параметра Q для 66 объектов взяты из работы Лонгейера и Рили [22]. Для других источников этот параметр измерен автором по радиокартам, опубликованными в разных работах (ссылки указаны в табл. 1). Для 165 радиоисточников в первом столбце табл. 1 приводится номер радиоисточника, во втором—параметр Q , в третьем—соответствующие ссылки.

Для постановки задачи сделаем два предположения.

1) Большие оси протяженных двойных радиоисточников типа FR II ориентированы в метагалактическом пространстве относительно некоторого выделенного направления.

Приведем обоснование. Во многих работах [4, 14, 15, 23, 24] показано, что скопления галактик вытянуты в направлении больших оптических осей ярчайших членов скоплений, которые обычно отождествляются с гигантскими и нормальными эллиптическими галактиками.

Другие работы (например, [1, 3, 4, 25]) указывают на ориентацию больших осей скоплений галактик для масштабов порядка $4 \text{ H}^{-1} \text{ Мпк}$. Поэтому большие оси эллиптических галактик, находящиеся в различных скоплениях, также должны быть ориентированы в пространстве. Ориентация последних означает, что малые оси этих галактик также имеют ориентацию. С другой стороны, известно, что эллиптические галактики являются в основном родительскими галактиками протяженных двойных радиоисточников типа FR II, а для этого типа радиоисточников разность позиционных углов большой оси радиоисточника и малой оптической оси эллиптической галактики составляет в среднем малый угол ~ 0 (см. [26, 27]). Следовательно, наличие ориентации малых осей галактик равносильно ориентации больших осей радиоисточников.

Кроме того, Уилсоном [28] найдено, что радиоисточники, расположенные на угловых расстояниях меньше 10° , обнаруживают тенденцию к параллельной ориентации, причем эффект намного сильнее для неотождествленных мощных двойных радиоисточников.

2) Выбросы у двойных радиоисточников происходят одновременно в противоположных направлениях, а различие видимых расстояний протяженных компонентов от центрального источника обусловлено эффектом Доплера (см., например, [24, 29]). Учитывая это, из простых соображений получаем

$$Q = \frac{R_1}{R_2} = \frac{1 + V_0 \cos \theta/c}{1 - V_0 \cos \theta/c}, \quad (1)$$

где V_0 —скорость продвижения разделенных компонентов, c —скорость света, θ —острый угол между лучом зрения и направлением выбросов радиокомпонентов.

Объект	Q	Лит.	Объект	Q	Лит.	Объект	Q	Лит.
1	2	3	1	2	3	1	2	3
0003-006	1.24	[38]	0257-398	1.33	[37]	0821+621	1.13	[32]
0013+790	1.03	[22]	0307+169	1.22	[22]	0824+294	1.26	[22]
0017+154	1.15	[22]	0307-305	1.33	[37]	0833+654	1.05	[32]
0023-330	1.46	[37]	0356+102	1.20	[22]	0835+580	1.17	[32]
0033+183	2.00	[22]	0410+110	1.17	[22]	0849+420	1.12	[32]
0038+328	1.02	[22]	0453+227	1.08	[22]	0850+140	1.14	[22]
0040+517	1.00	[41]	0459+252	1.10	[22]	0855+143	1.00	[22]
0041+007	1.34	[38]	0518-458	1.21	[42]	0903+169	1.48	[34]
0045-009	2.70	[38]	0505+480	1.52	[22]	0905+380	1.65	[22]
0045-024	1.32	[38]	0642+210	1.11	[39]	0906+546	1.03	[32]
0048+509	6.42	[42]	0651+542	1.32	[22]	0917+458	1.01	[22]
0051-008	1.30	[38]	0702+749	1.29	[22]	0926+793	1.20	[22]
0059+017	2.08	[38]	0710+118	1.29	[22]	0927+362	1.32	[36]
0059+027	2.21	[38]	0718-340	1.06	[37]	0936+361	1.19	[35]
0106+130	1.25	[22]	0722-090	1.24	[40]	0938+390	1.04	[33]
0106+729	1.74	[22]	0724+506	1.02	[42]	0939+139	1.57	[22]
0109+492	1.04	[42]	0725+147	1.09	[22]	0941+100	1.24	[22]
0110+297	1.11	[33]	0733+705	1.16	[22]	0947+145	1.10	[22]
0125+287	1.02	[22]	0734+805	1.33	[35]	0955+320	1.23	[42]
0132+376	1.64	[22]	0738+336	1.08	[42]	0958+290	1.36	[22]
0133+207	1.12	[22]	0755+480	1.04	[42]	1002-320	1.12	[37]
0154+286	1.46	[29]	0803+243	1.18	[22]	1003+351	1.62	[22]
0230-027	1.60	[38]	0806+420	1.23	[34]	1007+417	1.19	[32]
0233-025	1.03	[38]	0809+483	1.25	[22]	1024+485	1.39	[42]
0242+028	1.65	[38]	0819-300	1.12	[42]	1030+585	1.13	[22]
0247-207	1.44	[37]	0821+447	1.04	[32]	1048+240	1.70	[34]
1057+740	1.14	[40]	1308+277	1.43	[22]	1726+318	1.46	[35]
1100+772	2.10	[22]	1330+022	1.29	[38]	1825+740	1.25	[41]
1106+252	3.49	[22]	1331+025	1.19	[38]	1832+474	1.15	[22]
1107+379	1.31	[42]	1340+606	1.21	[34]	1833+320	1.05	[40]
1108+359	1.93	[22]	1342-016	1.15	[38]	1842+455	1.06	[33]
1137+660	1.83	[22]	1345+002	1.18	[38]	1845+797	1.17	[22]
1140+220	1.41	[34]	1356+581	1.16	[32]	1939+605	1.44	[22]
1140+223	1.06	[22]	1400+020	1.07	[40]	1959+636	2.17	[32]
1140+400	7.10	[22]	1409+524	1.06	[22]	1951+498	1.01	[32]
1142+318	1.15	[22]	1417-190	1.25	[40]	2013-308	1.15	[37]

Таблица 1 (окончание)

1	2	3	1	2	3	1	2	3
1143+500	2.00	[22]	1420+198	2.35	[22]	2019+090	1.03	[39]
1148+477	1.44	[32]	1519+512	1.09	[42]	2059-311	1.03	[37]
1157+732	1.56	[42]	1529+242	1.07	[22]	2104+763	1.38	[22]
1158+310	1.04	[35]	1539+343	1.2	[33]	2117+430	1.08	[35]
1158+351	1.22	[41]	1545+210	1.57	[34]	2117+600	1.09	[35]
1159-036	1.22	[38]	1547+215	2.19	[36]	2120+168	1.51	[22]
1206+439	1.52	[22]	1549+628	1.59	[22]	2153+377	1.17	[22]
121+538	1.50	[32]	1606+289	1.06	[35]	2153-219	1.03	[38]
1216+507	1.57	[42]	1609+560	1.05	[41]	2154-184	1.05	[38]
1228-335	1.05	[37]	1615+320	1.05	[40]	2157-191	1.57	[38]
1232+216	1.08	[22]	1622+238	1.07	[22]	2158-160	1.05	[38]
1232+414	1.09	[33]	1626+278	1.29	[22]	2158-380	1.40	[37]
1211+166	1.74	[42]	1627+299	2.89	[22]	2159-192	1.66	[38]
1247+450	1.66	[32]	1658+471	1.08	[22]	2201-216	1.25	[38]
1241+278	1.43	[34]	1709+460	1.10	[22]	2213-167	1.24	[38]
1254+476	2.00	[41]	1621+343	1.02	[42]	2213-179	1.12	[38]
2243+394	1.06	[22]	2353+010	1.96	[38]	2355+40	1.02	[32]
2300+230	1.33	[34]	2353-018	1.20	[38]	2356+018	1.01	[38]
2350-374	1.40	[37]	2355+320	1.40	[41]	2357+004	1.30	[38]

Предположим, большие оси радиоисточников выравнены в галактическом пространстве в неизвестном пока направлении (l_0, b_0) . Обозначим через φ_i угол между искомым направлением и наблюдаемыми источниками, где $i = 1, \dots, N$ (N —число наблюдаемых радиоисточников). Заметим, что для источников, образующих с направлением (l_0, b_0) угол $\varphi_i < 90^\circ$ (см., рис. 1), выполняется равенство $\cos \theta_i = \cos \varphi_i$. Для источников, у которых $\varphi_i > 90^\circ$, $\cos \theta_i = |\cos \varphi_i|$. Это дает возможность представить соотношение (1) как функцию от $\cos \varphi_i$ для любого радиоисточника в виде

$$\frac{Q_i - 1}{Q_i + 1} = \frac{V_{oi}}{c} |\cos \varphi_i|, \quad (2)$$

где индекс i указывает принадлежность i -ому радиоисточнику, а $Q_i = R_{1i}/R_{2i}$. Величина скорости V_{oi} не определена для всех радиоисточников. Поэтому, для проведения расчетов, заменим соотношение (2) приближенной формулой, правая сторона которой содержит искомые параметры, а левая—наблюдаемые

$$\frac{Q_i - 1}{Q_i + 1} \approx \frac{\bar{V}_0}{c} |\cos \varphi_i|. \quad (3)$$

где $\bar{V}_0 = \sum_{i=1}^N V_{0i}/N$ — средняя скорость удаления горячих пятен от центральной галактики.

Таким образом, если существует ориентация больших осей радиосточников, тогда в том же направлении должна наблюдаться дипольная анизотропия (описываемая уравнением (3)) для наблюдаемого параметра $D_i = (Q_i - 1)/(Q_i + 1)$, с амплитудой \bar{V}_0/c . Параметр D_i имеет пространственное аксиально-симметричное распределение относительно выделенного направления (l_0, b_0) , что несомненно удобно для проведения статистических расчетов (см. ниже).

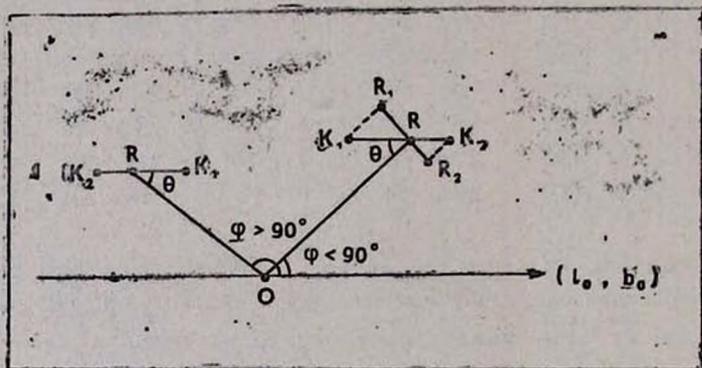


Рис. 1. O — точка отсчета наблюдателя, R — родительская галактика, K_1, K_2 — большая ось радиосточника, а RR_1 и RR_2 — видимые расстояния протяженных компонентов от родительской галактики.

3. Статистический анализ наблюдаемых данных и обсуждение результатов. В работах [13, 30] уравнения типа $f_1(y_i) = f_2(y_i) T_1 \cos \varphi_i + T_2$, описывающие широкий класс аксиально-симметричных распределений, аналитически разрешены относительно неизвестных параметров, что позволяет, применив метод наименьших квадратов, определить наиболее вероятные параметры (T_1, T_2 и l_0, b_0 — направление анизотропии). Для нашего случая $f_1(Q_i) = (Q_i - 1)/(Q_i + 1)$, $f_2 = 1$, $T_1 = \bar{V}_0/c$, $T_2 = 0$. Модуль косинуса не разлагается на линейные множители, поэтому, для проведения расчетов, выбирается направление (l, b) и плоскостью, перпендикулярной этому направлению, небесная сфера делится на два по-

лушария. Затем в одном полушарии параметру D_i искусственным образом присваивается знак «+», а в другом — «-». Это дает возможность аналитически определить наиболее вероятные параметры модели (3) для конкретного направления. Для определенной выборки радиогалактик из всех направлений выбирается то, для которого величина σ достигает наименьшего значения (где $\sigma = \sqrt{(D_i - \hat{D})^2 / (N-3)}$). — среднее квадратическое отклонение наблюдаемых величин от теоретических значений, получаемых по модели). Наилучшей выборкой считается та, при которой величина $\bar{V}_0/c\sigma$ достигает наибольшего значения.

Найденные направления анизотропии для разных выборок по параметру D_i совпадают в пределах 10° , но наибольшего значения величина $\bar{V}_0/c\sigma = 2.35$ достигает для выборки радиоисточников с параметром $0 < D_i < 0.1$. Для 82 радиоисточников была получена дипольная анизотропия в направлении $l_0 = 300^\circ$ и $b_0 = -31^\circ$, с амплитудой, равной $\bar{V}_0/c = (0.073 \pm 0.007)$, что соответствует средней скорости $\bar{V}_0 = 21000$ км/с удаления разделенных компонентов от родительской галактики (D_i, Q_i) с $= (21000 \pm 2100)$ км/с). Получена оценка среднего абсолютного отклонения наблюдаемых величин от принятой модели $S = |D_i - \hat{D}|/N = 0.026$. Сделанное выше приближение (3) и отклонение реальности от наших предположений вносят свой вклад в величину S . Так как мы не имеем возможности учитывать отдельный вклад каждого, оценим по величине S наибольшее среднее отклонение для каждого параметра модели.

Для модели диполя получено $\bar{V}_0/c = (0.073 \pm 0.026)$, что соответствует среднему диапазону скоростей удаления радиокомпонентов $V_0 = (13200 - 28800)$ км/с. Этот результат хорошо согласуется с результатами других работ [22, 31]. Вероятно, существует верхний предел скоростей разлета компонентов, равный $0.3c$. Поэтому различие R_1, R_2 для скоростей $V_0 > 30000$ км/с, возможно, обусловлено неодновременностью выбросов радиокомпонентов, а также несимметричным распределением межгалактического вещества относительно родительской галактики. Указанные ситуации существуют и при скоростях $V_0 < 0.3c$. Поэтому, при наличии крупномасштабной ориентации, они вносят свой вклад в величину среднего отклонения (S).

Оценено среднее отклонение от коллинеарности больших осей радиоисточников ($\pm 28^\circ$). Значит, отклонение от направления ($300^\circ, -31^\circ$) составляет в среднем $\pm 28^\circ$. Это подтверждает сделанное нами предполо-

ложение о преимущественной ориентации в метагалактическом пространстве протяженных двойных радиисточников типа FR II. Эффект значим на расстояниях до $z \approx 0.5$ (для большинства используемых объектов красные смещения $z < 0.5$).

Полученное нами направление находится на угловом расстоянии порядка 60° от направлений, полученных в работах [7, 13, 18, 19], и приблизительно в 20° от направлений регулярного метагалактического магнитного поля, полученных в работах [12, 13]. Найденное направление в пределах ошибок совпадает с последним. Поэтому, по мнению автора, ориентация больших осей радиисточников, вероятно, обусловлена влиянием этого поля.

Представляет интерес исследование крупномасштабной ориентации больших осей для классических двойных радиисточников—членов скоплений галактик и избегающих скоплений в отдельности.

Автор искренне признателен кандидату физ.-мат. наук Р. Р. Андреасяну за проявленный интерес к работе и полезные замечания.

Бюраканская астрофизическая
обсерватория

THE LARGE-SCALE SPACE ORIENTATION OF THE MAJOR AXIS OF EXTENDED DOUBLE RADIO SOURCES

D. G. ARSHAKYAN

On the basis of statistical analysis the presence of large scale ($z \sim 0.5$) space orientation of major axis of high luminosity classical-double radio sources towards $l = 298^\circ$, $b = -30^\circ$ is shown. For the best selection from 82 objects the orientation of major axis is exhibited as the dipole distribution of observed parameter $(Q - 1)/(Q + 1)$ in relation to the direction $l = 300^\circ$, $b = -31^\circ$, where $Q = R_1/R_2$ is the ratio of observed distances of extended components from parent galaxy. The dipole amplitude is $\bar{V}_0/c = 0.07$, \bar{V}_0 — average velocity of these components in relation to a parent galaxy. In the range of errors this direction coincides with the direction of the regular Metagalaxy magnetic field. A supposition that orientation of major axis of radio sources are caused by the influence of this field is put forward.

ЛИТЕРАТУРА

1. P. G. Argyres, E. J. Groth, P. J. E. Peeble, M. F. Struble, *Astron. J.*, 91, 471, 1985.
2. А. В. Манджос, А. Я. Грегуль, И. Ю. Изотова, В. В. Тельнюк-Адамчук, *Астрофизика*, 26, 321, 1987.

3. *Y. Gao*, *Astrophys. and Space Sci.* **138**, 369, 1987.
4. *S. Djorgovski*, *Nearly Normal Galaxies. From the Plank time to the present.* 1987, p. 227.
5. *R. M. Maradian*, *Symp. IAU*, **121**, 341, 1987.
6. *А. Иваненко, В. Короткий, Ю. Обухов*, *Астрон. циркуляр.*, 1458, 1, 1986.
7. *G. F. Smoot, G. De Amici, S. D. Friedman, et al.*, *Astrophys. J. Lett.* **291**, 2, 23, 1985.
8. *O. Lahav*, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, **225**, 213, 1987.
9. *M. Plionis*, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, **234**, 401, 1988.
10. *R. T. Harmon, O. Lahav, E. J. A. Meurs*, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, **228**, 5P, 1987.
11. *M. Reinhardt, M. A. F. Thiel*, *Astrophys. Lett.*, **101**, 1970.
12. *Y. Sofue, M. Fujimoto, K. Kawabata*, *Publ. Astron. Soc. Jap.*, **31**, 125, 1979.
13. *Р. Р. Андреасян*, *Астрофизика*, **24**, 363, 1986.
14. *G. S. Tasker, J. B. Peterson*, *Astron. J.*, **95**, 298, 1988.
15. *D. G. Lambas, E. J. Groth, P. J. E. Peebles*, *Astron. J.*, **95**, 996, 1988.
16. *P. Birch*, *Nature*, **298**, 451, 1982.
17. *D. G. Kendall, G. A. Young*, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, **207**, 637, 1984.
18. *M. F. Bietenholz, P. P. Kronberg*, *Astrophys. J.*, **287**, L1, 1984.
19. *J. D. Barrow, R. Juszkiewicz, D. H. Sonoda*, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, **213**, 917, 1985.
20. *V. K. Kupahi, R. Subrahmanyam, A. K. Stngal*, *Nature*, **313**, 463, 1985.
21. *B. L. Fonaroff, J. M. Riley*, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, **167**, 31p, 1974.
22. *M. S. Longair, J. M. Riley*, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, **188**, 625, 1979.
23. *D. Carter, N. Metcalf*, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, **191**, 325, 1980.
24. *O. Brusco, D. G. Lambas*, *Bol. Asoc. Argent. Astron.*, **32**, 218, 1987.
25. *R. Fong, P. R. F. Stevenson, T. Shanks*, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, **242**, 146, 1990.
26. *Р. Р. Андреасян*, *Астрофизика*, **21**, 93, 1984.
27. *Р. Р. Андреасян*, *Сообщ. Бюраканской обсерв.*, **63**, 75, 1990.
28. *M. A. G. Wilson*, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, **155**, 275, 1972.
29. *C. D. Mackay*, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, **162**, 1, 1973.
30. *Т. Г. Аршакян*, *Астрофизика*, **35**, 619, 1991.
31. *P. G. Hargrave, M. Ryle*, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, **166**, 37, 1974.
32. *F. N. Owen, J. J. Puschell*, *Astron. J.*, **89**, 932, 1984.
33. *J. O. Burns, J. P. Basart*, *Astrophys. J.*, **283**, 515, 1984.
34. *G. G. Pooley, S. N. Henbest*, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, **169**, 477, 1974.
35. *J. M. Riley, G. G. Pooley*, *Mem. Roy. Astron. Soc.*, **80**, 105, 1976.
36. *C. J. Jenkins, G. G. Pooley, J. M. Riley*, *Mem. Roy. Astron. Soc.*, **84**, 61, 1977.
37. *R. D. Ekers*, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, **236**, 737, 1989.
38. *J. S. Dunlop, J. A. Peacock, A. Savage, et al.* *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, **238**, 1171, 1989.
39. *A. L. Fey, S. R. Spangler, S. T. Myers*, *Astron. J.*, **91**, 1279, 1986.
40. *R. R. J. Antonucci*, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, **59**, 499, 1985.
41. *R. A. Laing*, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, **195**, 261, 1981.
42. *A. K. Stngal*, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, **233**, 87, 1988.

УДК 524.3 - 726

СПЕКТР ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНОЙ
ВОДОРОДНО-ГЕЛИЕВОЙ ПЛАЗМЫ

Н. А. КАТЫШЕВА

Поступила 15 ноября 1991

Принята к печати 25 ноября 1991

На основе теории движущихся сред Соболева для случая ударных возбуждений и ионизаций рассчитан спектр высокотемпературной ($T_e = 4 \cdot 10^4 - 10^5$ К) и плотной ($N_e = 10^{10} - 10^{14}$ см $^{-3}$) водородно-гелиевой плазмы с нормальным отношением Н/He. Показано, что энергия, излучаемая в водородных линиях, сравнима с энергией, излучаемой в линиях ионизованного гелия. Оказалось также, что у высокотемпературной водородной плазмы, оптическая толщина которой за пределом серии Лаймана превышает единицу, линии субординатных серий водорода являются оптиически толстыми ($\tau > 100$).

1. *Введение.* Из результатов расчетов ионизационной и тепловой структур разреженного горячего газа (см., например, [1]) обычно делается вывод о том, что при высоких электронных температурах газ, состоящий из смеси водорода и гелия, светится, в основном, в линиях ионизованного гелия, а линии водорода слабы из-за полной ионизации последнего. В тех же случаях, когда в спектрах видны и линии водорода, и линии иона гелия, полагают, что они образуются в разных по температуре областях. Однако возникают некоторые сомнения относительно такого вывода. Например, вычисления рентгеновского и ультрафиолетового спектров оптически тонкой плазмы [2] при электронных температурах от 10^4 до 10^6 К показывают наличие водородной линии L_{α} , являющейся одной из самых сильных линий в диапазоне длин волн от 1 до 2000 А. Есть, возможно, и наблюдательные свидетельства образования линий ионизованного гелия и водорода в одной области. Так, в спектрах ряда катаклизмических переменных (например, звезд типа AM Геркулеса) наряду с линиями водорода присутствуют и сильные линии ионизованного гелия λ 1640 А и λ 4686 А [3—6]. По-видимому, в этом случае как линии гелия, так и линии водорода образуются в аккреционной ко-

лонке с электронной плотностью $N_e > 10^{12} \text{ см}^{-3}$, возникающей при падении вещества спутника на белый карлик, поскольку по оценкам Шахтера и др. [6] область свечения очень компактна ($R = 10^8 - 10^9 \text{ см}$) и, вероятно, не сильно стратифицирована, а ширины линий гелия и водорода сравнимы.

В свою очередь, Ульрих и др. [7] для звезды типа Т Тельца DR Тац, у которой наблюдаются слабые линии иона гелия $\lambda 4686 \text{ \AA}$ и $\lambda 5411 \text{ \AA}$, предложили турбосферную модель, в которой температура турбулентного слоя, образованного в результате аккреции газа на холодную звезду, равна 65000 К. Вычислив по методике Дрейка и Ульриха [8], бальмеровский декремент (без учета H_α), они получили согласие с наблюдениями для нескольких значений электронной плотности и размеров слоя. Однако в этой работе не рассчитывался спектр ионизованного гелия, линии которого должны появиться в спектре при такой температуре.

Хотя многие катаклизмические переменные, в том числе и полярны, определены как источники рентгеновского излучения [9], которое может сильно ионизовать как водород, так и гелий, тем не менее имеет смысл рассмотреть вопрос о том, каков вклад водорода в спектр излучения горячей ($T_e > 40000 \text{ К}$) и плотной ($N_e > 10^{10} \text{ см}^{-3}$) водородно-гелиевой среды с нормальным отношением $\text{H/He} = 10$ для случая чисто ударных возбуждений и ионизаций.

Относительные интенсивности водородных и гелиевых линий для плотных сред с более низкими электронными температурами ($T_e < 40000 \text{ К}$) вычислялись во многих работах, в основном посвященных объяснению эмиссионных спектров активных галактик и квазаров, например, [10, 11]. Расчеты же спектров высокотемпературной водородно-гелиевой плазмы производились, в основном, применительно к звездам типа Вольфа-Райе. Например, вклад водородного излучения в наблюдаемый спектр звезд типа Вольфа-Райе изучался в работе Ильмас и Нугиса [9], показавших, что он мал вследствие прозрачности оболочки в большинстве водородных линий. Следует заметить, однако, что у звезд типа Вольфа-Райе, во-первых, водорода на порядок меньше, чем гелия, а, во-вторых, велика температура ионизирующего континуума ($T_e = 90000 \text{ К}$).

Целью настоящей работы являются: расчет спектра горячей и плотной водородно-гелиевой плазмы и исследование влияния на интенсивности линий оптической толщины, плотности и температуры.

Подчеркнем также, что настоящая статья является первой из серии статей, посвященных расчетам спектров плотной и горячей водородно-гелиевой плазмы. В настоящих расчетах не принимается во внимание

радиационное взаимодействие между водородом и гелием, подобное боуэповскому механизму излучения [6, 11]. Учет радиативного взаимодействия предполагается осуществить в последующих статьях.

2. Основные уравнения. Рассмотрим однородной плотности и температуре слой плазмы с крупномасштабными движениями. Система уравнений стационарности водородного атома для случая движущейся среды описана, например, в [13]. Для ионизованного гелия система уравнений стационарности имеет такой же вид, изменены лишь коэффициенты возбуждений и ионизаций: эйнштейновские коэффициенты вероятностей переходов увеличены в 16 раз, аппроксимационные формулы для коэффициентов ударных возбуждений и ионизаций взяты из [14].

Предположим, что температура слоя довольно высока, $T_e \geq 40000$ К, и нет ионизирующего внешнего излучения а высокая температура слоя поддерживается другими источниками нагрева (аккреция, ударная волна и т. д.), в этом случае система уравнений стационарности определяется тремя параметрами—электронной концентрацией, электронной температурой и геометрической толщиной слоя. Правда, необходимо знать еще градиент скорости в среде, либо скорость расширения слоя. Примем, как и в [13], скорость расширения равной 300 км/с. Для сравнения скажем, что средняя тепловая скорость в среде с $T_e = 40000$ К—100000 К находится в диапазоне от 30 до 50 км/с.

Модифицированным методом Ньютона [13] были решены последовательно две системы уравнений—одна для водорода, вторая для ионизованного гелия. Связь между водородом и гелием осуществлялась через уравнения ионизационного равновесия для He I, He II и H I соответственно:

$$N_I (B_{ic}^I \rho_{ic} + N_e q_{ic}^I) = N_e N_{II} \sum_i (C_i^I + N_e q_{ci}^I), \quad (1)$$

$$N_{II} (B_{ic}^{II} \rho_{ic} + N_e q_{ic}^{II}) = N_e N_{III} \sum_i (C_i^{II} + N_e q_{ci}^{II}), \quad (2)$$

$$\sum_i N_i (B_{ic}^H \rho_{ic} + N_e q_{ic}^H) = N_e N^+ \sum_i (C_i^H + N_e q_{ci}^H), \quad (3)$$

где N_I , N_{II} , N_{III} —концентрация атомов и ионов однажды и дважды ионизованного гелия, N_i —количество атомов водорода на i -ом уровне, N_e —электронная концентрация, коэффициенты рекомбинации и тройной рекомбинации на i -ый уровень водорода и гелия обозначены через C_i и q_{ci} с соответствующими верхними индексами, коэффициенты удар-

ной и вынужденной ионизации—через q_{1c} и $B_{1c} \rho_{1c}$ соответственно. Коэффициенты рекомбинаций нейтрального гелия были взяты из [15], для ионизованного гелия рассчитывались по формуле для водородоподобных ионов [16].

Концентрацию электронов в водородно-гелиевой среде N_e в 1 см^3 можно найти из соотношения

$$N_e = N^+ + N_{II} + 2N_{III}, \quad (4)$$

где N^+ —число ионов водорода в единице объема.

Если количество атомов и ионов гелия составляет долю p от количества атомов и ионов водорода, то можно записать уравнение состояния для гелия

$$N_I + N_{II} + N_{III} = p(N^+ + \sum N_i). \quad (5)$$

Уравнения (1)—(5) составляют систему пяти уравнений с пятью неизвестными N_I , N_{II} , N_{III} , N^+ и N_e (или N_H) в зависимости от того, что принимается за параметр задачи—концентрация электронов или концентрации атомов и ионов водорода, и, следовательно, все неизвестные могут быть выражены через p , N_e (N_H). Поскольку считается, что водород и гелий находятся в одном объеме, должно также выполняться условие

$$Z = 1/N_1 k_{12} \beta_{12} = 1/N_1'' K_{12} \beta_{12}'',$$

где Z —геометрическая толщина слоя, β_{12} и β_{12}'' —вероятности выхода кванта из среды [17], а k_{12} и K_{12} —коэффициенты поглощения в линиях L_α водорода и иона гелия соответственно.

Были решены системы уравнений для H I и He II, связанные между собой уравнениями (1)—(5) для $T_e = 4 \cdot 10^4 - 10^5 \text{ К}$ и ряда геометрических толщин Z . В настоящих расчетах параметром являлась электронная концентрация, принимающая значения 10^{10} , 10^{12} и 10^{14} см^{-3} , доля гелия p полагалась равной 0.1. Одновременно для водорода и для гелия по методике, описанной в [18], проводились вычисления непрерывного спектра.

В отличие от [13], где коэффициент рекомбинации на первый уровень C_1 полагался равным нулю, как только оптическая толщина за пределом основной серии становилась равной единице, в данных расчетах в области $\tau_{L_\alpha} \sim 1$ применялось следующее приближение [19].

Предполагалось, что для всякой точки, находящейся в центре однородного по плотности и температуре слоя с функцией источников в

континууме за пределом i -ой серии

$$S_{ic} = 2h\nu^3/c^2(b_i \exp(h\nu/kT) - 1), \quad (6)$$

интенсивность диффузного излучения может быть представлена в виде

$$J^d \propto S_{ic} (1 - \exp(-\tau)). \quad (7)$$

Тогда число фотоионизаций с первого уровня равно

$$N_1 B_{1c} J_{1c} = 3.93 \cdot 10^9 N_1 (1 - \exp(-\tau)) \int_0^1 1/y (b_1 \exp(x_1/y) - 1) \cdot dy, \quad (8)$$

где считается, что $x_1 = h\nu/kT_e$ и $\tau \propto 1$ слабо зависит от частоты, и используется связь между оптической толщиной за пределом основной серии и вероятностью выхода кванта в линии L_i [13]

$$\tau_{L_c} \propto 4.76 \cdot 10^{-6} \nu/\beta_{12}, \quad (9)$$

где ν —скорость крупномасштабных движений в среде.

С помощью (8) и (9) рассчитывалась разность между числом рекомбинаций на первый уровень и членом фоторекомбинаций на этот уровень.

3. *Результаты вычислений.* Результаты вычислений представлены на рис. 1—6. На рис. 1 (а-d) показана зависимость энергии, излучаемой в линии H_β водорода и соответствующей пикеринговской линии ионизованного гелия (переход $8 \rightarrow 4$), от толщины слоя Z , температуры и плотности.

Энергию в линии ik , излучаемую единичным объемом слоя в единичном телесном угле, можно найти по формуле

$$E_{ik} = N_i A_{ik} \beta_{ik} h\nu_{ik} / 4\pi \text{ (эрг/см}^3\text{с стер)}. \quad (10)$$

Из (10) следует, что отношение энергии, излучаемой в линии H_β , к энергии, излучаемой в гелиевой линии Pi_8 пропорционально

$$E(H_\beta)/E(Pi_8) \propto N_1 \beta_{21} / N_8^H \beta_{48}^H,$$

или

$$\lg(E(Pi_8)) \propto \lg(E(H_\beta)) + \lg(N_8^H/N_1) + \lg(\beta_{48}^H/\beta_{21}).$$

Когда обе линии прозрачны, то $\lg(E(Pi_8)) \propto \lg(E(H_\beta)) + \lg(N_8^H/N_1)$, и в случае постоянства последнего слагаемого линии должны быть параллельны.

На рис. 1 можно увидеть, что при $T_e = 8 \cdot 10^4 - 10^5$ К кривые, действительно, параллельны друг другу, причем при малых толщинах

линии идут практически параллельно оси абсцисс, т. е. энергия, излучаемая слоем в данных линиях, постоянна. Дальнейшее увеличение толщины слоя приводит к уменьшению потока излучения в этих линиях при сближении потоков между собой (исключение составляет $N_e = 10^{10} \text{ см}^{-3}$, при которой обе кривые параллельны оси абсцисс при всех толщинах и всех рассматриваемых температурах). Это связано с тем, что при увеличении толщины слоя увеличивается оптическая толщина в линиях последующей серии, и, следовательно, населенность рассматриваемого уровня падает. Несколько другая картина вырисовывается при уменьшении температуры до 60000 К. Если для $N_e = 10^{10} - 10^{12} \text{ см}^{-3}$ картина аналогична той, что была для более высоких температур, то при $\lg N_e = 14$ видно, что энергия, излучаемая в пикеринговской линии, сначала увеличивается, а затем падает. При $T_e = 40000 \text{ К}$ остается неизменным лишь вид кривых $E(H_\beta)$ и $E(Pi_8)$ при низкой плотности.

Такое поведение связано, по-видимому, с тем, что при более низких температурах (40000—60000 К) и малой оптической толщине населенность верхних уровней гелия (а именно, восьмого) мала. При увеличении оптической толщины, когда второй уровень иона гелия заполняется, начинаются ударные перераспределения на более высокие уровни и, следовательно, рост энергии в субординатных сериях, а именно, в серии Пикеринга. Для водорода же падение излучаемой в H_β энергии означает, что увеличивается оптическая толщина в серии Пашена.

Как следует из рис. 1, пока слой достаточно тонкий, даже при $T_e = 10^5 \text{ К}$, энергия, излучаемая в линии H_β более, чем на порядок превышает энергию соответствующей пикеринговской серии. Сравнение энергий происходит при увеличении оптических толщин в субординатных сериях при доминировании ударных процессов возбуждений и ионизаций ($N_e = 10^{12} - 10^{14} \text{ см}^{-3}$).

При расчетах выявилась интересная особенность в поведении оптических толщин субординатных серий водорода: до тех пор, пока оптическая толщина за пределом серии Лаймана (τ_{L_c}) не превышает единицы, вероятность выхода кванта в субординатных сериях, как обычно, больше, чем в лаймановских линиях. Когда же τ_{L_c} превысит единицу, все субординатные серии становятся непрозрачными практически одновременно, а в некоторых случаях β_{23} может стать меньше β_{12} , т. е. оптическая толщина в линии H_α может превысить τ_{L_c} . Пример такого поведения вероятностей выхода кванта показан на рис. 2 для $T_e = 10^5 \text{ К}$.

7-54

Энергия в эВ

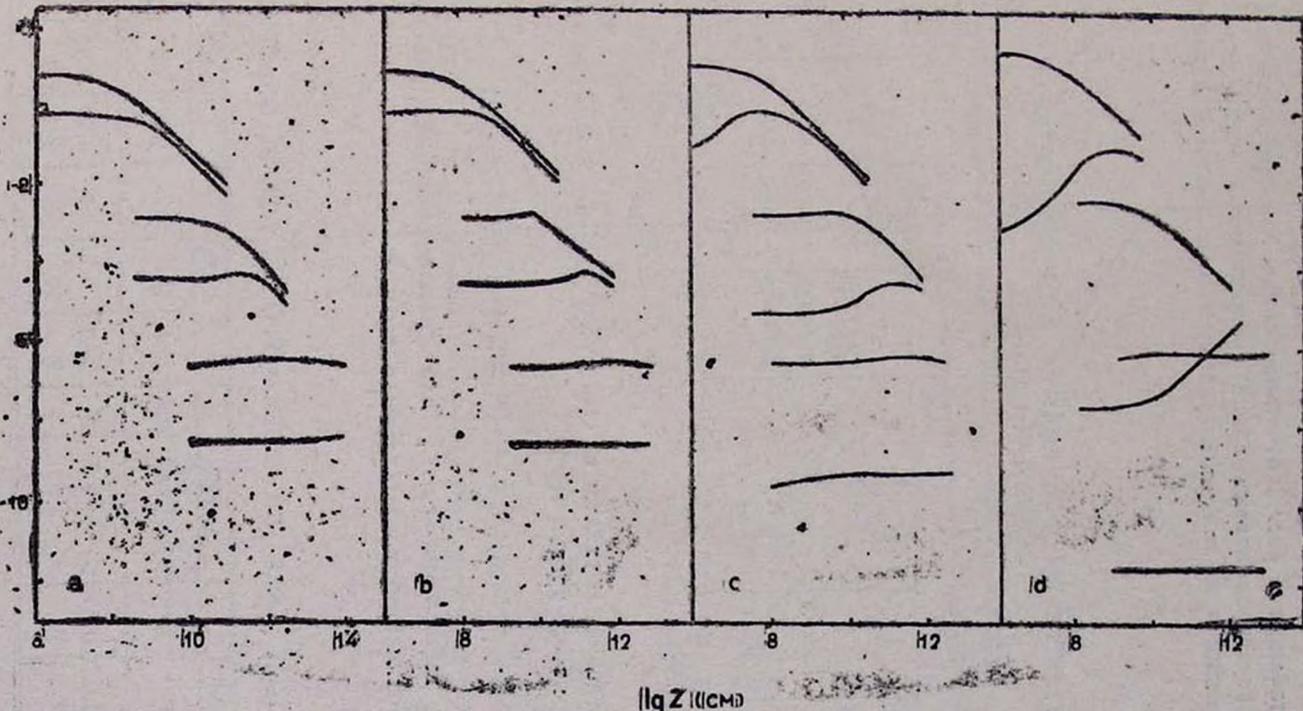


Рис. 1. Зависимость энергии, выделяемой в линии H_2 водорода и линии $He I_6$ гелия от температуры, плотности и геометрической толщины Z : а) $T_e = 10^6 K$, б) $T_e = 80\,000 K$, в) $T_e = 60\,000 K$, г) $T_e = 40\,000 K$. Цифрами рядом с парами кривых обозначена величина электронной плотности. Верхняя кривая из каждой пары — энергия в линии H_2 , нижняя — энергия в линии $He I_6$.

Примером может также служить табл. 1, в которой даны вероятности выхода кванта для первых четырех серий водорода и ионизованного гелия для случая $T_e = 40\,000\text{ K}$, $N_e = 10^{14}\text{ см}^{-3}$ и $Z = 3.19 \cdot 10^8\text{ см}$.

Из этой таблицы и рис. 2 отчетливо видно, что при высоких (для водорода) температурах первые линии субординатных серий являются оптически толстыми и их толщины (для некоторых значений параметров) сравнимы с τ_{L_n} .

Таблица 1

ВЕРОЯТНОСТИ ВЫХОДА КВАНТА В ПЕРВЫХ ЧЕТЫРЕХ СЕРИЯХ H I И He II

	Водород				Гелий			
	1	2	3	4	1	2	3	4
2	1.86-3*				7.21-7			
3	1.14-2	1.54-2			4.43-6	3.86-3		
4	3.25-2	1.01-2	1.94-2		1.27-6	2.74-2	6.09-1	
5	6.94-2	2.85-1	1.23-1	1.46-2	2.71-5	8.17-2	9.35-1	9.61-1

*) 2-3 означает $2 \cdot 10^{-3}$.

Оценим отношение уходов с четвертого уровня атома водорода вверх к уходам с этого уровня вниз

$$N_4/N_1 \propto N_e(q_{43} + q_{40}) / (N_e q_{43} + (A_{41}\beta_{14} + A_{42}\beta_{21} + A_{43}\beta_{34})).$$

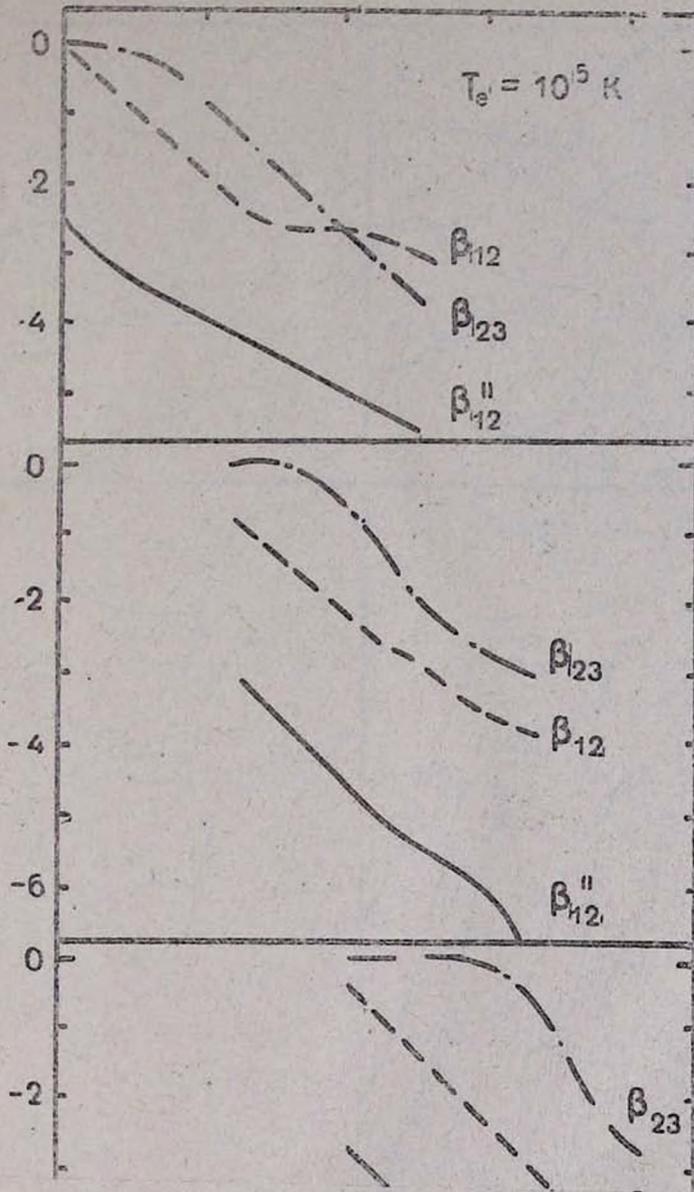
Результаты вычисления N_4/N_1 для рассматриваемых диапазонов плотностей и температур представлены в табл. 2.

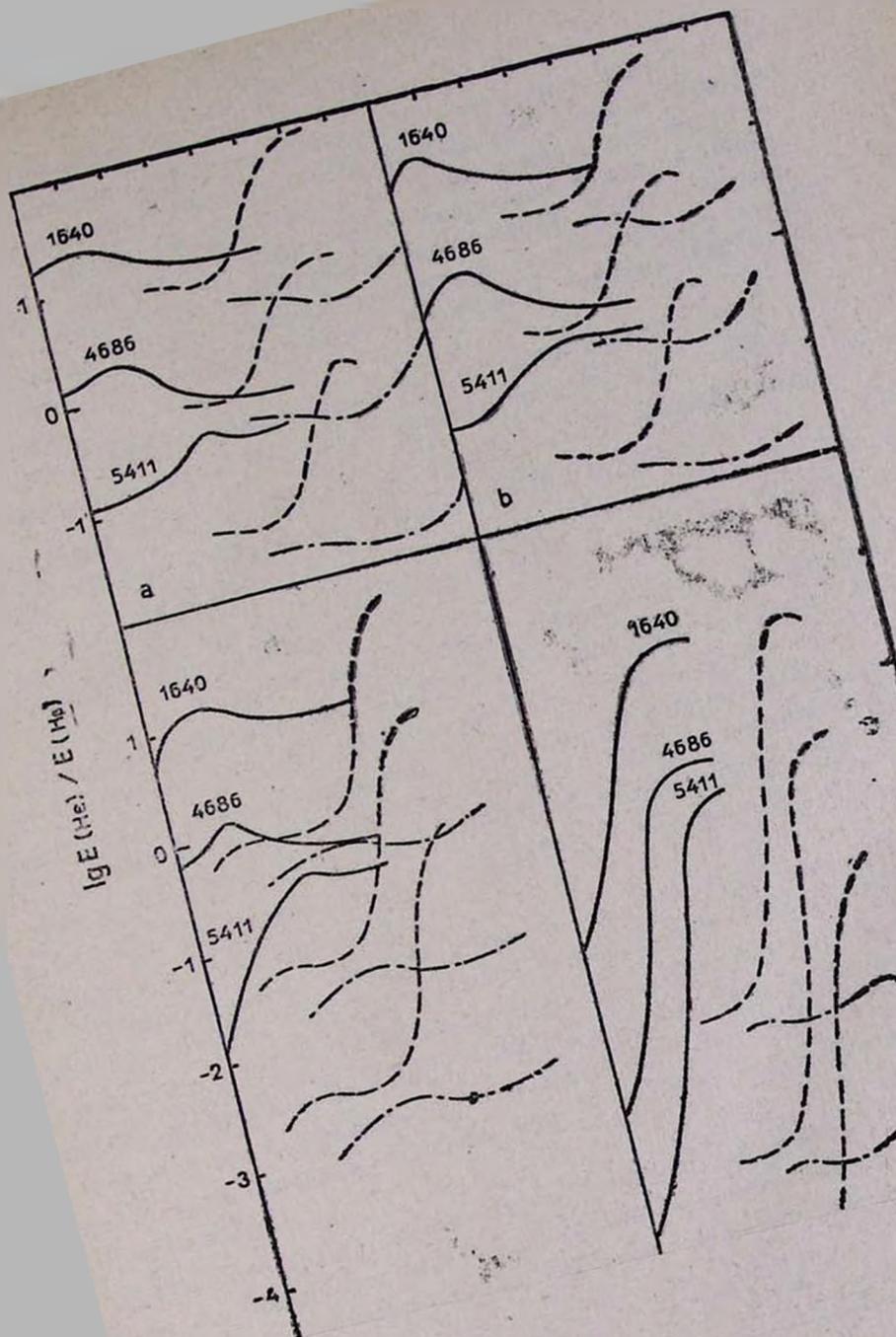
Таблица 2

ОТНОШЕНИЕ N_4/N_1 ДЛЯ ЧЕТВЕРТОГО УРОВНЯ АТОМА ВОДОРОДА

T_e	40 000			60 000			80 000			100 000		
	10^{10}	10^{12}	10^{14}	10^{10}	10^{12}	10^{14}	10^{10}	10^{12}	10^{14}	10^{10}	10^{12}	10^{14}
$\beta=1$	6-3	0.6	0.6	7-3	0.7	7	9-3	0.8	9	0.01	0.95	11
$\beta=1-3$	3	7	7	4	8	8	5	10	10	6	12	12

$\lg \beta$





Из таблицы видно, что при малой оптической толщине в линии L_{α} ($\beta_{12}=1$) и плотности, не превышающей 10^{12} см $^{-3}$, доминируют, в основном, переходы вниз. Рост плотности, температуры и непрозрачности вызывает увеличение числа переходов на более высокие уровни из-за усиления роли ударных переходов с четвертого уровня и, как следствие, увеличение оптических толщин субординатных серий. Таким образом, хотя оптическая толщина водорода за пределом серии Лаймана лишь незначительно отличается от единицы, состояние водорода близко к термализации.

На рис. 3 (a-d) показано поведение отношений интенсивностей линий гелия к интенсивности блендированной линии $H_{\beta}^0 = H_{\beta} + P i_{\beta}$:

$I(\lambda 1640)/I(H_{\beta}^0)$, $I(\lambda 4686)/I(H_{\beta}^0)$ и $I(\lambda 5411)/I(H_{\beta}^0)$ для $T_e = 40\ 000, 60\ 000, 80\ 000$ и $100\ 000$ К и трех значений электронной плотности.

Сплошными линиями показано поведение относительных интенсивностей линий для $N_e = 10^{14}$ см $^{-3}$, штриховыми — $N_e = 10^{12}$ см $^{-3}$, штрихпунктирными — $N_e = 10^{10}$ см $^{-3}$.

На рис. 3, во-первых, видна сильная зависимость от электронной плотности—если кривые при $N_e = 10^{10}$ см $^{-3}$ практически плоские для всех температур, то увеличение N_e до 10^{12} см $^{-3}$ изменяет форму кривых: увеличивается как амплитуда изменений, так и форма. Повышение N_e до 10^{14} см $^{-3}$ вновь уменьшает амплитуду. Такое поведение характерно для интервала температур 60 000—100 000 К. При $T_e = 40\ 000$ К изменяется форма кривых при $N_e = 10^{14}$ см $^{-3}$ и сильно (на 3—5 порядков) возрастает амплитуда.

Проанализируем поведение кривых рис. 3. При температурах 100 000—60 000 К (рис. 3a-c) каждой плотности соответствует свой тип кривых: для $\lg N_e = 14$ это монотонный рост относительных интенсивностей, затем спад. При $\lg N_e = 12$ все кривые имеют почти плоскую часть при малых толщинах слоя, а затем монотонный рост с амплитудой от одного порядка величины при $T_e = 10^5$ К до 2.5 порядков при $T_e = 60\ 000$ К.

Наиболее слабая зависимость от температуры и плотности характерна для кривых при $\lg N_e = 10$. Малые амплитуды изменения в этом случае связаны с прозрачностью пашеновской и ликеринговской серий гелия и субординатных серий водорода на всем протяжении рассчитываемых толщин. В частности, это видно из сравнения рис. 2 и 3a.

При $T_e = 40\ 000$ К изменяется форма кривых относительных интенсивностей для $N_e = 10^{14}$ см $^{-3}$: на рис. 3d видна лишь возрастаю-

щая часть кривой, и для $\lg N_e = 12-14$ сильно возрастает амплитуда изменения кривых.

Общая тенденция такова, что от 40 000 до 100 000 К уменьшается амплитуда изменения относительных интенсивностей линий. Если при $\lg N_e = 14$ перераспределение по уровням определяется, в основном, ударными процессами, а при $\lg N_e = 10$ радиативными процессами, то в промежуточном случае ($N_e = 10^{12} \text{ см}^{-3}$) происходит конкуренция между этими двумя основными процессами, как это видно из табл. 2.

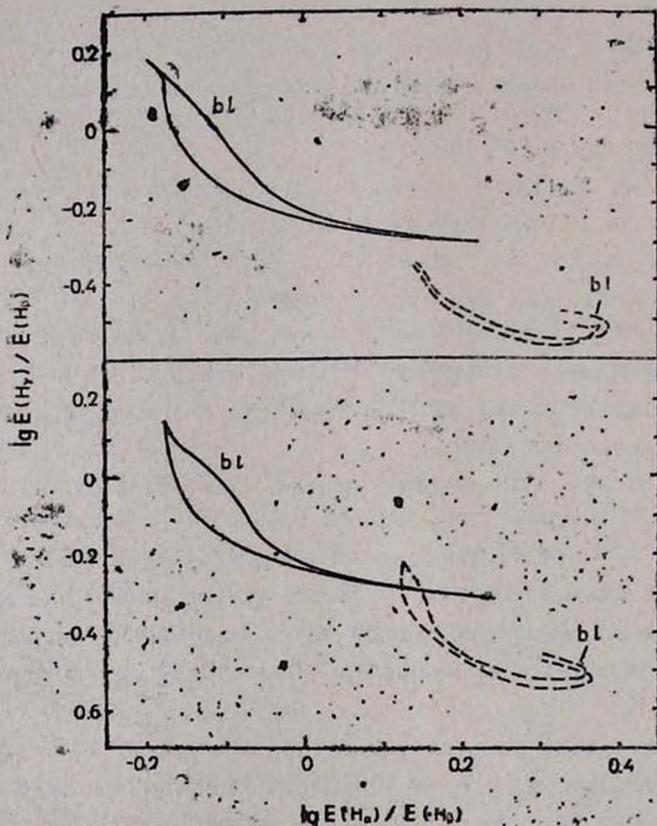


Рис. 4. Относительные интенсивности водородных линий H_n/H_0 и H_1/H_0 в зависимости от N_e и T_e : а) $T_e = 10^4 \text{ K}$, б) $T_e = 60\,000 \text{ K}$, $N_e = 10^{14} \text{ см}^{-3}$ — сплошные линии, $N_e = 10^{12} \text{ см}^{-3}$ — штриховые линии, $N_e = 10^{10} \text{ см}^{-3}$ — штрихпунктирные линии. Знаком bl обозначен балмеровский декремент с учетом blending-процессов водородных линий линиями иона гелия.

Рис. 4 (а, б) представляет поведение относительных интенсивностей H_α/H_β и H_γ/H_δ водорода, как неблендированных, так и блендированных гелиевыми линиями, для двух температур— $T_e = 60\,000$ и $100\,000$ К. Как видно из данных примеров, относительные интенсивности водородных линий довольно слабо зависят от температуры. Видно также, что довольно мало отличие блендированных отношений от неблендированных. При плотности 10^{14} см $^{-3}$ и вероятности выхода кванта в линии L_α , приближающейся к критической, т. е. такой, при которой среда становится непрозрачной за лаймановским пределом, бальмеровский декремент становится инверсным. При $T_e < 25\,000$ К, как показано в [13, 18], инверсия имеет место при значительно больших оптических толщинах в линии L_α . При высоких же температурах, как отмечалось выше, термализация атома водорода происходит намного раньше.

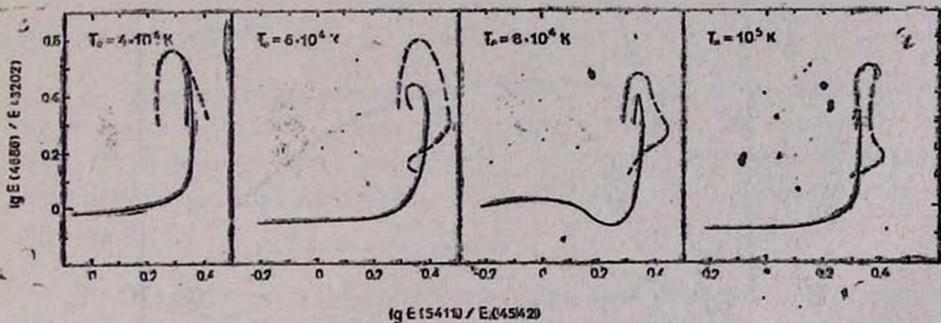


Рис. 5. Зависимость относительных интенсивностей гелиевых линий P_α/P_β и $\lambda 5411/\lambda 4542$ от параметров излучающего газа. Сплошные линии — при $N_e = 10^{14}$ см $^{-3}$, штриховые — при $N_e = 10^{13}$ см $^{-3}$. Звездочкой (*) обозначено наблюдаемое значение указанных интенсивностей для звезды AM Her из [5].

В статье Шахтера и др. [6], кроме данных по оптическим линиям, дана также информация об ультрафиолетовых линиях, начиная с 3000 А, и в том числе о линии P_β , $\lambda 3204$ А. На рис. 5 (а-д) приведены теоретические зависимости относительных интенсивностей гелиевых линий пашеновской и пикеринговской серий: $I(P_\alpha)/I(P_\beta)$ и $I(\lambda 5411)/I(\lambda 4542)$. Сплошной линией изображены кривые для $\lg N_e = 14$, штриховыми—для $\lg N_e = 12$. Результаты для $N_e = 10^{10}$ см $^{-3}$ на графики не нанесены из-за малости амплитуды изменений. Как видно из рис. 5, положение треков для одинаковой плотности довольно слабо зависит от температуры, хотя существует незначительное уменьшение

величины $I(P_{\alpha})/I(P_{\beta})$ при увеличении температуры от 40 000 до 100 000 К. Звездочкой на рис. 5 показан результат [6] для звезды AM Her. Трек при температуре 40 000 К и $N_e = 10^{14} \text{ см}^{-3}$ расположен довольно близко к наблюдаемому значению.

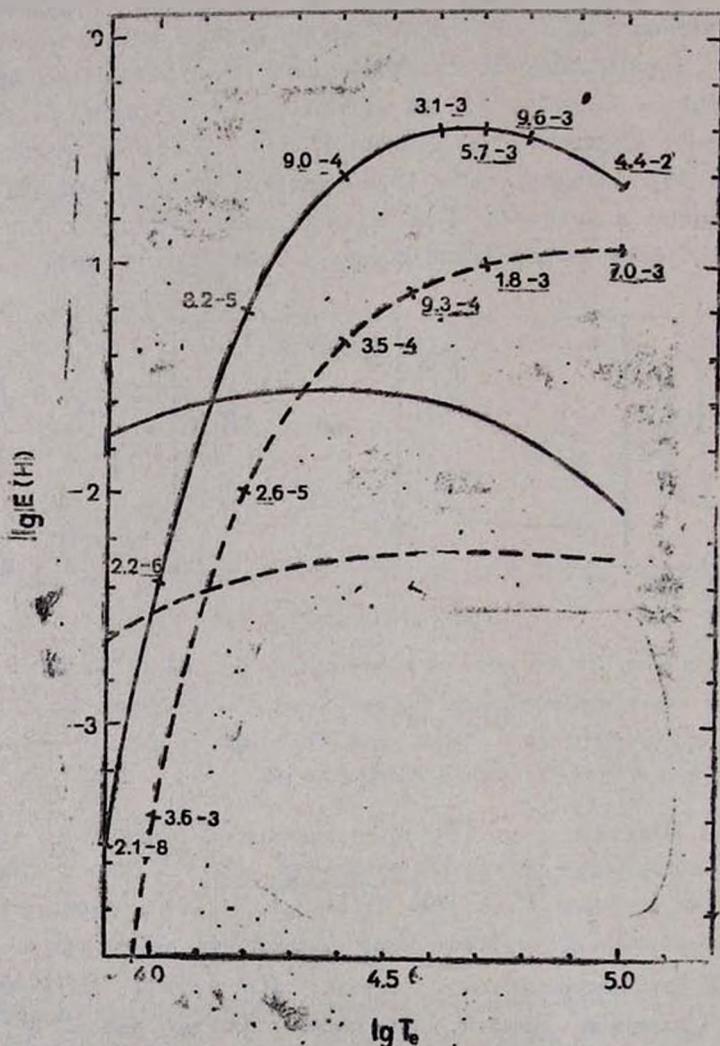


Рис. 6. Температурная зависимость интенсивностей водородных линий L_{α} и H_{β} для $N_e = 10^{12} \text{ см}^{-3}$ и двух значений геометрической толщины Z : 10^9 см (сплошная линия) и 10^{10} см (штриховая линия). Верхняя кривая каждой пары — энергия в линии L_{α} , нижняя кривая — в линии H_{β} . Цифры вдоль кривых — вероятность выхода излучения в водородной линии L_{α} .

И, наконец, на рис. 6 показано поведение энергии, излучаемой в линиях L_α и H_β водорода в зависимости от электронной температуры при плотности $N_e = 10^{12} \text{ см}^{-3}$ для двух значений толщины слоя $Z = 10^9$ и 10^{10} см по данным [13] и настоящим расчетам. Вдоль кривых проставлены значения вероятностей выхода кванта из среды с линии L_α .

4. *Заключение.* Таким образом, на основании расчетов излучения водородно-гелиевой плазмы можно сделать следующие выводы:

1. Несмотря на высокие (для водорода) температуры, $T_e = 40\ 000$ — $100\ 000$ К, энергия, излучаемая в бальмеровских линиях, а именно, в линии H_β , сопоставима с энергией, излучаемой в линиях $\lambda\ 1640$, $\lambda\ 4686$ и $\lambda\ 5411$ А. Так, например, для $T_e = 10^5$ К отношение $I(\lambda\ 4686)/I(H_\beta)$ находится в пределах от 0.3 до 6 для всего диапазона рассматриваемых плотностей.

2. Пока высокотемпературная плазма прозрачна за лаймановским пределом и в линиях серии Пикеринга, влияние на линию H_β линии Pi_ν довольно мало, увеличение оптической толщины приводит к сближению потоков, излучаемых в этих линиях (за исключением $N_e = 10^{10} \text{ см}^{-3}$).

3. Оказывается, что у высокотемпературной водородной плазмы, оптическая толщина которой за пределом серии Лаймана превышает единицу, линии всех субординатных серий являются оптически толстыми ($\tau > 100$).

Государственный астрономический
институт им. П. К. Штернберга

SPECTRUM OF A HOT HYDROGEN-HELIUM PLASMA

N. A. KATYSHEVA

On the basis of the escape-probability method by V. V. Sobolev calculations of the emission spectra of hydrogen and helium plasma with cosmic abundance have been, made for the high temperatures ($T_e = 40\ 000$ — $100\ 000$ K) and high densities ($N_e = 10^{10}$ — 10^{14} cm^{-3}). It is shown that the energy of hydrogen lines is comparable to the energy of helium lines. It turns out also that for a hot hydrogen plasma with $\tau_{L_\alpha} > 1$ all subordinate lines of hydrogen are optically thick.

ЛИТЕРАТУРА

1. С. А. Каплан, С. Б. Пикельнер, Физика межзвездной среды, Наука, М., 1979.
2. M. Landini, B. C. Monstgnori Fossi, *Astron. and Astrophys.*, 82, 229, 1980.
3. J. Echevarria, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, 233, 513, 1988.
4. J. C. Raymond, J. H. Black, R. J. Davits, et. al., *Astrophys. J.*, 230, L95, 1979.
5. A. Asker, B. Stenholm, *Astron. and Astrophys.*, 233, L21, 1990.
6. J. Schachter, A. V. Filippenko, S. M. Kehn, F. B. S. Paerals, *Astrophys. J.*, 373, 633, 1991.
7. R. K. Ulrich, A. W. Shafter, G. Hawkins, G Knapp, *Astrophys. J.*, 267, 199, 1983.
8. S. A. Drake, R. K. Ulrich, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, 42, 351, 1980.
9. А. А. Асланов, Д. Е. Колосов, Н. А. Липунова и др., Каталог тесных двойных систем на поздних стадиях эволюции, под ред. А. М. Черепашука, Изд-во МГУ, М., 1989.
10. J. Kwan, J. H. Kroltk, *Astrophys J.*, 250, 478, 1981.
11. H. Netzer, M. Elitzur, G. J. Ferland, *Astrophys. J.*, 299, 752, 1985.
12. М. Ильмас, Т. Нугис, Эмиссионные линии в спектрах звезд типа Вольфа-Рейе, Тарту, 1973.
13. В. П. Гринин, Н. А. Катыхева, Изв. Крымск. астрофиз. обсерв., 62, 66, 1980.
14. D. Mihalas, M. E. Stone, *Astrophys. J.*, 151, 233, 1968
15. D. E. Osterbrock, *Astrophysics of Gaseous Nebulae and Active Nuclei*, Univ. Soi. Books, 1989.
16. К. У. Аллен, Астрофизические величины, Мир, М., 1974.
17. В. В. Соболев, Движущиеся оболочки звезд. Изд-во ЛГУ, Л., 1947.
18. Н. А. Катыхева, М. М. Кацова, *Астрон. ж.*, 67, 924, 1990.
19. Д. Михалас, Звездные атмосферы, Мир, М., 1982, т. 2. с. 274.

УДК 524.723

УСТОЙЧИВОСТЬ ЭЛЛИПТИЧЕСКИХ ЗВЕЗДНЫХ ДИСКОВ

II. ОБЩЕЕ РЕШЕНИЕ С КВАДРАТИЧНЫМ ГРАВИТАЦИОННЫМ ПОТЕНЦИАЛОМ

Г. С. БИСНОВАТЫЙ-КОГАН

Поступила 2 июля 1991

Исследована устойчивость эллиптических галактических дисков в двойных системах и в однородном гало. Рассмотрено распределение плотности, дающее квадратичный гравитационный потенциал. При учете приливных сил в паре и в однородном гало квадратичность остается. Рассматривались квадрупольные и дипольные возмущения. Получено, что в эллипсоидальном гало возможна двойная неустойчивость. В паре эллиптические диски могут быть сжатыми и вытянутыми относительно компаньона. Квадрупольные возмущения дисков в паре с компаньоном малой массы устойчивы при медленном вращении в вытянутых, при быстром вращении в сжатых эллипсах. Для квадрупольных возмущений дисков в двойных системах и в сфероидальном гало построены области различных типов неустойчивости для разных масс, расстояний между компаньонами и отношений полюсов диска.

1. Введение. Решения для эллиптических звездных дисков с квадратичным гравитационным потенциалом (КГП), полученные в [1], были обобщены в приливном приближении на случай двойных систем, а также на случай однородного гало эллипсоидальной формы [2, 3]. Было показано, что в двойных системах возможно существование вытянутых и сжатых дисков вдоль оси, соединяющей центры галактик. Аналогичные фигуры возникают в модели Роша из несжимаемой жидкости при наличии внутренних движений [4]. Устойчивость одиночных эллиптических дисков была исследована в работе [5] методом, предложенным в [6]. В статье [7], являющейся первой частью данной работы, исследована устойчивость уравновешенных эллиптических дисков в двойных системах и при наличии сфероидального гало. При этом использовался метод работы [8] (см. также [9]). В уравновешенных дисках по одной из осей центробежная сила уравновешивает суммарную силу гравитации.

В настоящей работе исследуется устойчивость относительно дипольных и квадрупольных возмущений КГП дисков в двойных системах и

при наличии сфероида гало в общем случае. Небольшая часть результатов исследования устойчивости общих КГП дисков в двойных системах опубликована в [10].

2. *Равновесные решения.* Рассматриваются диски с распределением поверхностной плотности

$$\sigma_d = \sigma_0 [1 - (x^2/a^2) - (y^2/\beta^2)]^{1/2}, \quad a > \beta \quad (2.1)$$

Собственный гравитационный потенциал такого диска есть

$$\Phi_d = a_0 x^2 + b_0 y^2 - 1.5 (a_0 a^2 + b_0 \beta^2), \quad (2.2)$$

где [1]

$$\begin{aligned} a_0 &= 1.5 GM [F(k) - E(k)] / [a(a^2 - \beta^2)], \\ b_0 &= 1.5 \alpha GM [E(k) - (1 - k^2)F(k)] / [\beta^2(a^2 - \beta^2)], \\ k^2 &= 1 - (\beta^2/a^2), \quad M = 2/3 \pi \sigma_0 a \beta, \end{aligned} \quad (2.3)$$

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

Если диск погружен в однородное эллипсоидальное гало, то суммарный гравитационный потенциал примет вид

$$\Phi_0 = \Phi_d + h_x x^2 + h_y y^2. \quad (2.4)$$

Для сфероида гало имеем $h_x = h_y$. В двойной системе, состоящей из диска массы M и галактики—компаньона массы M_2 , равновесная скорость вращения в первом приближении равна кеплеровской

$$\Omega = [G(M + M_2)/r_{12}^3]^{1/2} \equiv \Omega_k. \quad (2.5)$$

Гравитационный потенциал диска в двойной системе с учетом приливных сил без учета нормировки есть

$$\Phi_0 = ax^2 + by^2, \quad (2.6)$$

где [2, 3]

$$a = a_0 + 1/2 GM_2/r_{12}^2, \quad b = b_0 - GM_2/r_{12}^2 \quad (2.7)$$

для сжатого диска,

$$a = a_0 - GM_2/r_{12}^2, \quad b = b_0 + 1/2 GM_2/r_{12}^2 \quad (2.8)$$

для вытянутого диска. Решение, описывающее равновесие КГП диска имеет вид [1—3] (см. также [11])

$$f_0 = (\sigma_0 a \beta / 2\pi \sqrt{A}) [(2a - \Omega^2)(2b - \Omega^2)]^{1/2} \{A [1 - (x^2/a^2) - (y^2/\beta^2)] - (2b - \Omega^2) \beta^2 (v_x + 2\Omega d_2 y / \beta^2)^2 - (2a - \Omega^2) a^2 (v_y - 2\Omega d_2 x / a^2)^2\}^{-1/2}, \quad (2.9)$$

где

$$d_2 = -1/2 [a^2(2a - \Omega^2) - \beta^2(2b - \Omega^2)] / (a - b), \quad (2.10)$$

$$A = (2a - \Omega^2)(2b - \Omega^2) \{a^2 \beta^2 - \Omega^2(a^2 - \beta^2) [a^2(2a - \Omega^2) - \beta^2(2b - \Omega^2)] / (a - b)^2\}.$$

Функция распределения f_0 в (2.9) равна нулю при отрицательных значениях под корнем и имеет нормировку

$$\int f dv = \sigma_d = \sigma_0 [1 - (x^2/a^2) - (y^2/\beta^2)]^{1/2}. \quad (2.11)$$

Решение (2.9) имеет смысл при выполнении неравенств

$$\begin{aligned} \Omega^2 &\leq 2a, \quad \Omega^2 \leq 2b; \quad A \geq 0, \quad \text{т. е.} \\ a^2 \beta^2 - \Omega^2(a^2 - \beta^2) [a^2(2a - \Omega^2) - \beta^2(2b - \Omega^2)] / (a - b)^2 &\geq 0. \end{aligned} \quad (2.12)$$

Кроме того, необходимым является условие применимости приливного приближения

$$a \ll r_{12}. \quad (2.13)$$

Учет влияния приливных сил на угловую скорость вращения галактик в паре рассмотрен в [12, 13].

3. *Кинетическое уравнение для возмущений и невозмущенные траектории.* Следуя [8], представим возмущенную функцию в виде

$$\begin{aligned} f = & (\sigma_0 a \beta / 2\pi \sqrt{A}) [(2a - \Omega^2)(2b - \Omega^2)]^{1/2} \{A [1 - (x^2/a^2) - (y^2/\beta^2)] - \\ & - (2b - \Omega^2) \beta^2 (v_x + 2\Omega d_2 y / \beta^2)^2 - (2a - \Omega^2) a^2 (v_y - \\ & - 2\Omega d_2 x / a^2)^2 - \chi\}^{-1/2} \theta [A [1 - (x^2/a^2) - (y^2/\beta^2)] - (2b - \\ & - \Omega^2) \beta^2 (v_x + 2\Omega d_2 y / \beta^2)^2 - (2a - \Omega^2) a^2 (v_y - 2\Omega d_2 x / a^2)^2 - \chi], \\ \theta(x) = & 1 \quad \text{при } x > 0, \\ & = 0 \quad \text{при } x < 0. \end{aligned} \quad (3.1)$$

Кинетическое уравнение для возмущенной функции f имеет вид

$$\begin{aligned} \partial f / \partial t + v_x \partial f / \partial x + v_y \partial f / \partial y + (\Omega^2 x + 2\Omega v_y - \partial \tilde{\Phi} / \partial x) \partial f / \partial v_x + \\ + (\Omega^2 y - 2\Omega v_x - \partial \tilde{\Phi} / \partial y) \partial f / \partial v_y = 0. \end{aligned} \quad (3.2)$$

Возмущенный потенциал

$$\tilde{\Phi} = \Phi_0 + \Phi. \quad (3.3)$$

Подставляя (3.1) в (3.2), получаем уравнение для возмущения χ

$$\begin{aligned} \partial \chi / \partial t + v_x \partial \chi / \partial x + v_y \partial \chi / \partial y + (\Omega^2 x + 2\Omega v_y - 2ax) \partial \chi / \partial v_x + \\ + (\Omega^2 y - 2\Omega v_x - 2by) \partial \chi / \partial v_y = 2(2b - \Omega^2) \beta^2 (v_x + 2\Omega d_1 y / \beta^2) \partial \Phi / \partial x + \\ + 2(2a - \Omega^2) \alpha^2 (v_y - 2\Omega d_2 x / \alpha^2) \partial \Phi / \partial y. \end{aligned} \quad (3.4)$$

Возмущение гравитационного потенциала диска Φ связано с возмущением его поверхностной плотности σ уравнением Пуассона

$$\Delta \Phi = 4\pi G \sigma(z). \quad (3.5)$$

При рассмотрении дипольных возмущений необходим также учет возмущений приливного потенциала. Возмущение поверхностной плотности, связанное с (3.1), имеет вид

$$\sigma = \int (f - f_0) dv_x dv_y. \quad (3.6)$$

Обозначая

$$\begin{aligned} w_x = (2b - \Omega^2)^{1/2} \beta (v_x + 2\Omega d_1 y / \beta^2), \quad w_y = (2a - \Omega^2)^{1/2} \alpha (v_y - \\ - 2\Omega d_2 x / \alpha^2), \quad \chi^{(0)} = \chi(w_x = w_y = 0), \quad \chi^{(1)} = \chi - \chi^{(0)}, \end{aligned} \quad (3.7)$$

получим из (3.6)

$$\begin{aligned} \sigma = (\sigma_0 / 2\pi \sqrt{A}) \int \{ A [1 - (x^2/a^2) - (y^2/\beta^2)] - w_x^2 - w_y^2 - \chi^{(1)} - \\ - \chi^{(0)} \}^{-1/2} \cdot \theta \{ A [1 - (x^2/a^2) - (y^2/\beta^2)] - w_x^2 - w_y^2 - \chi^{(1)} - \\ - \chi^{(0)} \} dw_x dw_y - \sigma_0 [1 - (x^2/a^2) - (y^2/\beta^2)]^{1/2}. \end{aligned} \quad (3.8)$$

После перехода к полярным координатам (w, φ) в пространстве (w_x, w_y) и введения величины w_1^2 по соотношениям

$$w_1^2 = w^2 + \chi^{(1)}, \quad dw^2 = dw_1^2 - [\partial\chi^{(1)}/\partial w] dw, \quad (3.9)$$

получаем из (3.8)

$$\sigma = \sigma^{(1)} + \sigma^{(2)},$$

$$\begin{aligned} \sigma^{(1)} = & -(\tau_0/4\pi) \int_0^{2\pi} \sqrt{A} d\varphi \int_0^{\tau_0} \{A[1 - (x^2/a^2) - (y^2/\beta^2)] - \\ & - w^2\}^{-1/2} [\partial\chi^{(1)}/\partial w] dw \\ \sigma^{(2)} = & \tau_0 \{ [1 - (x^2/a^2) - (y^2/\beta^2) - (\chi^{(0)}/A)]^{1/2} - [1 - (x^2/a^2) - \\ & - (y^2/\beta^2)]^{1/2} \} = -0.5 [\tau_0 \chi^{(0)}/A] [1 - (x^2/a^2) - (y^2/\beta^2)]^{-1/2}. \end{aligned} \quad (3.10)$$

Решение уравнения (3.4) ищем с помощью метода «интегрирования по траекториям» [14], см. также [15]. Фазовые траектории звезд в невозмущенном потенциале определяются решением характеристической системы уравнения (3.4), имеющей вид

$$v_x = dx/dt, \quad v_y = dy/dt, \quad (3.11)$$

$$d^2x/dt^2 = \Omega^2 x + 2\Omega (dy/dt) - 2ax, \quad d^2y/dt^2 = \Omega^2 y - 2\Omega (dx/dt) - 2by.$$

Ищем решение (3.11) в виде

$$x = A \cdot \cos(\omega t), \quad y = B \cdot \sin(\omega t). \quad (3.12)$$

Тогда получаем, что решение существует, если ω удовлетворяет уравнению

$$\omega^4 - 2(\Omega^2 + a + b)\omega^2 - 2(a + b)\Omega^2 + 4ab + \Omega^4 = 0, \quad (3.13)$$

корни которого имеют вид

$$\begin{aligned} \omega_1 = & \{ \Omega^2 + a + b - [4(a + b)\Omega^2 + (a - b)^2]^{1/2} \}^{1/2}, \\ \omega_2 = & - \{ \Omega^2 + a + b + [4(a + b)\Omega^2 + (a - b)^2]^{1/2} \}^{1/2}, \\ \omega_3 = & -\omega_2, \quad \omega_4 = -\omega_1. \end{aligned} \quad (3.14)$$

Соотношения между коэффициентами в (3.10), соответствующие этим собственным частотам, имеют вид

$$B_1 = \delta_1 A_1, \quad B_2 = \delta_2 A_2, \quad B_3 = -\delta_1 A_3, \quad B_4 = -\delta_1 A_4, \quad (3.15)$$

где

$$\delta_1 = [(2a - \Omega^2 - \omega_1^2)/(2b - \Omega^2 - \omega_1^2)]^{1/2},$$

$$\delta_2 = [(2a - \Omega^2 - \omega_2^2)/(2b - \Omega^2 - \omega_2^2)]^{1/2}. \quad (3.16)$$

С учетом (3.12)—(3.16) общее решение системы (3.11) имеет вид

$$\begin{aligned} x' &= A_1 \cdot \cos(\omega_1 t' + \varphi_1) + A_2 \cdot \cos(\omega_2 t' + \varphi_2), \\ y' &= \delta_1 A_1 \cdot \sin(\omega_1 t' + \varphi_1) + \delta_2 A_2 \cdot \sin(\omega_2 t' + \varphi_2), \\ v_x' &= -\omega_1 A_1 \cdot \sin(\omega_1 t' + \varphi_1) - \omega_2 A_2 \cdot \sin(\omega_2 t' + \varphi_2), \\ v_y' &= \delta_1 \omega_1 A_1 \cdot \cos(\omega_1 t' + \varphi_1) + \delta_2 \omega_2 A_2 \cdot \cos(\omega_2 t' + \varphi_2). \end{aligned} \quad (3.17)$$

Величины в момент t' в зависимости от их значений в момент t выражаются в виде

$$\begin{aligned} x' &= (x/\Delta_2) \{ \delta_2 \omega_2 \cdot \cos[\omega_1(t' - t)] - \delta_1 \omega_1 \cdot \cos[\omega_2(t' - t)] \} - \\ &\quad - (y/\Delta_1) \{ \omega_2 \cdot \sin[\omega_1(t' - t)] - \omega_1 \cdot \sin[\omega_2(t' - t)] \} - \\ &\quad - (v_x/\Delta_1) \{ \delta_2 \cdot \sin[\omega_1(t' - t)] - \delta_1 \cdot \sin[\omega_2(t' - t)] \} - \\ &\quad - (v_y/\Delta_2) \{ \cos[\omega_1(t' - t)] - \cos[\omega_2(t' - t)] \}, \\ y' &= (x\delta_1\delta_2/\Delta_2) \{ \omega_2 \cdot \sin[\omega_1(t' - t)] - \omega_1 \cdot \sin[\omega_2(t' - t)] \} + \\ &\quad + (y/\Delta_1) \{ \delta_1 \omega_2 \cdot \cos[\omega_1(t' - t)] - \delta_2 \omega_1 \cdot \cos[\omega_2(t' - t)] \} + \\ &\quad + (v_x\delta_1\delta_2/\Delta_1) \{ \cos[\omega_1(t' - t)] - \cos[\omega_2(t' - t)] \} - \\ &\quad - (v_y/\Delta_2) \{ \delta_1 \cdot \sin[\omega_1(t' - t)] - \delta_2 \cdot \sin[\omega_2(t' - t)] \}, \\ v_x' &= -(x\omega_1\omega_2/\Delta_2) \{ \delta_2 \cdot \sin[\omega_1(t' - t)] - \delta_1 \cdot \sin[\omega_2(t' - t)] \} - \\ &\quad - (y\omega_1\omega_2/\Delta_1) \{ \cos[\omega_1(t' - t)] - \cos[\omega_2(t' - t)] \} - \\ &\quad - (v_x/\Delta_1) \{ \delta_2 \omega_1 \cdot \cos[\omega_1(t' - t)] - \delta_1 \omega_2 \cdot \cos[\omega_2(t' - t)] \} + \\ &\quad + (v_y/\Delta_2) \{ \omega_1 \cdot \sin[\omega_1(t' - t)] - \omega_2 \cdot \sin[\omega_2(t' - t)] \}, \\ v_y' &= (x\delta_1\delta_2\omega_1\omega_2/\Delta_2) \{ \cos[\omega_1(t' - t)] - \cos[\omega_2(t' - t)] \} - \\ &\quad - (y\omega_1\omega_2/\Delta_1) \{ \delta_1 \cdot \sin[\omega_1(t' - t)] - \delta_2 \cdot \sin[\omega_2(t' - t)] \} - \\ &\quad - (v_x\delta_1\delta_2/\Delta_1) \{ \omega_1 \cdot \sin[\omega_1(t' - t)] - \omega_2 \cdot \sin[\omega_2(t' - t)] \} - \\ &\quad - (v_y/\Delta_2) \{ \delta_1 \omega_1 \cdot \cos[\omega_1(t' - t)] - \delta_2 \omega_2 \cdot \cos[\omega_2(t' - t)] \}. \end{aligned} \quad (3.18)$$

Входящие сюда величины связаны соотношениями

$$\begin{aligned}
 \Delta_1 &= \delta_1 \omega_2 - \delta_2 \omega_1, \quad \Delta_2 = \delta_2 \omega_1 - \delta_1 \omega_2, \quad \Delta_3 = \delta_1 \delta_2 \Delta_2, \\
 \omega_1^2 \omega_2^2 &= (2a - \Omega^2)(2b - \Omega^2), \quad \omega_1^2 + \omega_2^2 = 2(a + b + \Omega^2), \\
 \delta_1 \delta_2 \omega_1 \omega_2 &= -(2a - \Omega^2), \quad \omega_1 \omega_2 / (\delta_1 \delta_2) = -(2b - \Omega^2), \\
 \delta_1^2 \delta_2^2 &= (2a - \Omega^2) / (2b - \Omega^2), \\
 \Delta_3 &= (\omega_1^2 - \omega_2^2) / 2\Omega, \quad \Delta_1 = (\omega_1 \omega_2 / 2\Omega) (\omega_2^2 - \omega_1^2) / (2b - \Omega^2), \\
 \delta_1 \delta_2 &= -\omega_1 \omega_2 / (2b - \Omega^2) = -(2a - \Omega^2) / \omega_1 \omega_2, \\
 \delta_1 &= 2\Omega \omega_1 / (2b - \Omega^2 - \omega_1^2) = (2a - \Omega^2 - \omega_1^2) / 2\Omega \omega_1, \\
 \delta_2 &= 2\Omega \omega_2 / (2b - \Omega^2 - \omega_2^2) = (2a - \Omega^2 - \omega_2^2) / 2\Omega \omega_2, \\
 (2b - \Omega^2 - \omega_1^2) \cdot (2b - \Omega^2 - \omega_2^2) &= -4\Omega^2 (2b - \Omega^2), \\
 (2a - \Omega^2 - \omega_1^2) \cdot (2a - \Omega^2 - \omega_2^2) &= -4\Omega^2 (2a - \Omega^2).
 \end{aligned} \tag{3.19}$$

4. *Дисперсионное уравнение для дипольных возмущений.* Левая часть уравнения (3.4) является полной производной $d\chi/dt$ по времени вдоль траекторий (3.18). Решение (3.4) записывается в виде

$$\begin{aligned}
 \chi &= 2 \int_{-\infty}^t [2b - \Omega^2] \beta^2 (v_x' + 2\Omega d_2 y' / \beta^2) (\partial\Phi / \partial x') + \\
 &+ (2a - \Omega^2) \alpha^2 (v_y' - 2\Omega d_2 x' / \alpha^2) (\partial\Phi / \partial y') dt'.
 \end{aligned} \tag{4.1}$$

Как показано в [6, 8], для КГП дисков, а также КГП цилиндров, шаров, эллипсоидов, возмущенный гравитационный потенциал Φ имеет вид конечного полинома от координат. Степень полинома зависит от моды возмущений. Дипольному возмущению соответствует возмущение потенциала Φ_1 в виде полинома первой степени

$$\Phi_1 = g_{11}x + g_{12}y, \tag{4.2}$$

Физический смысл этого возмущения состоит в смещении диска, как целого, на вектор $\delta r_1 = (\delta x, \delta y)$ при сохранении формы и распределения плотности в диске.

а) *Двойные системы.* В двойной системе рассмотрим возмущения, сохраняющие полный момент количества движения, когда соседняя галактика смещается на вектор $\delta r_2 = \delta r_1$, а расстояния между галактиками и их взаимная ориентация не меняются. В исходной системе координат это смещение можно рассматривать как возмущение, приводящее к возмущению полного потенциала (включая приливный) в виде

$$\Phi_1 = a(x + \delta x)^2 + b(y + \delta y)^2 - \Phi_0 = 2(ax\delta x + by\delta y). \quad (4.3)$$

Из сравнения (4.2) и (4.3) получаем

$$\delta x = g_{11}/2a, \quad \delta y = g_{12}/2b, \quad (4.4)$$

Дипольное возмущение смещает центр тяжести диска и является единственным, при котором, наряду с гравитационным потенциалом, возмущается и приливный потенциал. В соотношение (4.1) входит возмущение полного потенциала, а в уравнение Пуассона (3.5) входит только возмущение гравитационного потенциала диска $\Phi_1^{(d)}$, равное

$$\begin{aligned} \Phi_1^{(d)} &= 2a_0\delta x \cdot x + 2b_0\delta y \cdot y = g_{11}a_0x/a + g_{12}b_0y/b = \\ &= g_{11}^{(d)}x + g_{12}^{(d)}y. \end{aligned} \quad (4.5)$$

Если возмущение потенциала определяется полиномом степени $n > 2$, то центры тяжести галактик остаются неизменными, поэтому возмущения приливного потенциала отсутствуют.

Из-за вращения системы координат смещенная картина, возникающая при дипольном возмущении в паре, вращается, поэтому собственная частота дипольного возмущения равна $\omega = \pm\Omega$. Получим этот результат с помощью решения возмущенных уравнений. Вводим величины

$$u_x = v_x + 2\Omega d_2 y / \beta^2, \quad u_y = v_y - 2\Omega d_2 x / \alpha^2. \quad (4.6)$$

Формулы (3.18) с использованием (4.6) примут вид

$$\begin{aligned} x' &= -(1/\Delta_1) \{ (\delta_3 u_x + k_2 y) \cdot \sin [\omega_1 (t' - t)] - (\delta_1 u_x + \\ &+ k_1 y) \cdot \sin [\omega_2 (t' - t)] \} - (1/\Delta_2) \{ (u_y - k_4 x) \cdot \cos [\omega_1 (t' - t)] - \\ &- (u_y - k_2 x) \cdot \cos [\omega_2 (t' - t)] \}, \\ y' &= (1/\Delta_1) \{ \delta_1 (\delta_3 u_x + k_2 y) \cdot \cos [\omega_1 (t' - t)] - \delta_2 (\delta_1 u_x + \\ &+ k_1 y) \cdot \cos [\omega_2 (t' - t)] \} - (1/\Delta_2) \{ \delta_1 (u_y - k_4 x) \cdot \sin [\omega_1 (t' - \\ &- t)] - \delta_2 (u_y - k_2 x) \cdot \sin [\omega_2 (t' - t)] \}, \\ u_x' &= -(1/\Delta_1) \{ k_1 (\delta_3 u_x + k_2 y) \cdot \cos [\omega_1 (t' - t)] - k_2 (\delta_1 u_x + \\ &+ k_1 y) \cdot \cos [\omega_2 (t' - t)] \} + (1/\Delta_2) \{ k_1 (u_y - k_4 x) \cdot \sin [\omega_1 (t' - t)] - \\ &- k_2 (u_y - k_2 x) \cdot \sin [\omega_2 (t' - t)] \}, \end{aligned} \quad (4.7)$$

$$u_y' = - (1/\Delta_1) \{k_3 (\delta_2 u_x + k_2 y) \cdot \sin [\omega_1 (t' - t)] - k_4 (\delta_1 u_x + k_1 y) \cdot \sin [\omega_2 (t' - t)]\} - (1/\Delta_2) \{k_3 (u_y - k_4 x) \cdot \cos [\omega_1 (t' - t)] - k_4 (u_y - k_3 x) \cdot \cos [\omega_2 (t' - t)]\}.$$

Здесь введены величины, связанные соотношениями

$$\begin{aligned} k_1 &= \omega_1 - 2\Omega d_2 \delta_1 / \beta^2, & k_2 &= \omega_2 - 2\Omega d_2 \delta_2 / \beta^2, \\ k_3 &= \omega_1 \delta_1 - 2\Omega d_2 / \alpha^2, & k_4 &= \omega_2 \delta_2 - 2\Omega d_2 / \alpha^2, \\ k_1 k_4 &= -A / [x^2 \beta^2 \delta_1 (2b - \Omega^2)] = -A \delta_1 \delta_2^2 / [\alpha^2 \beta^2 (2a - \Omega^2)], \\ k_2 k_3 &= -A / [x^2 \beta^2 \delta_2 (2b - \Omega^2)] = -A \delta_2 \delta_1^2 / [\alpha^2 \beta^2 (2a - \Omega^2)], \\ k_1 k_2 &= -A \delta_1 \delta_2 / [\beta^4 (2b - \Omega^2)] = -A \delta_1^2 \delta_2^2 / [\beta^4 (2a - \Omega^2)], & (4.8) \\ k_3 k_4 &= -A / [x^4 \delta_1^2 \delta_2^2 (2b - \Omega^2)] = -A / [\alpha^4 (2a - \Omega^2)], \\ k_3 &= \beta^2 k_1 / (\alpha^2 \delta_1 \delta_2^2), & k_4 &= \beta^2 k_2 / (x^2 \delta_2 \delta_1^2), \\ k_3 k_4 &= \beta^4 k_1 k_2 / (\alpha^4 \delta_1^2 \delta_2^2). \end{aligned}$$

Подставляя (4.2) в (4.1), имеем

$$\chi = 2 \int_{-\infty}^t [g_{11} (2b - \Omega^2) \beta^2 u_x' + g_{12} (2a - \Omega^2) \alpha^2 u_y'] \exp [-i(t' - t)] dt'. \quad (4.9)$$

Зависимость всех величин от времени можно считать экспоненциальной $f \sim \exp(-i\omega\tau)$, при расчетах возникают интегралы

$$\begin{aligned} \int_{-\infty}^0 \exp(-i\omega\tau) d\tau &= -1/(i\omega), \\ \int_{-\infty}^0 \cos(\omega_1\tau) \cdot \exp(-i\omega\tau) d\tau &= -i\omega / (\omega_1^2 - \omega^2), & (4.10) \\ \int_{-\infty}^0 \sin(\omega_1\tau) \cdot \exp(-i\omega\tau) d\tau &= -\omega_1 / (\omega_1^2 - \omega^2), \quad \tau = t' - t. \end{aligned}$$

С учетом (4.7), (4.9) из (3.10) получаем $\sigma^{(1)} = 0$. Величина $\chi^{(0)}$ получается в виде

$$\begin{aligned} \chi^{(0)} &= -2A \{ (x/\alpha^2) [g_{11} (\omega^2 - 2b + \Omega^2) + 2i\omega\Omega g_{12}] + \\ &+ (y/\beta^2) [g_{12} (\omega^2 - 2a + \Omega^2) - 2i\omega\Omega g_{11}] \} / [(\omega_1^2 - \omega^2) (\omega_2^2 - \omega^2)]. \quad (4.11) \end{aligned}$$

Если возмущенная плотность записана в виде

$$\sigma = \sigma_0 [1 - (x^2/\alpha^2) - (y^2/\beta^2)]^{-1/2} (f_{11}x + f_{12}y), \quad (4.12)$$

то, как следует из теории потенциала [5] (см. также [16]), коэффи-

циепты в (4.5) связан с f_{11} и f_{12} соотношениями

$$g_{11}^{(d)} = -2a^2 a_0 f_{11}, \quad g_{12}^{(d)} = -2\beta^2 b_0 f_{12}. \quad (4.13)$$

Отсюда, используя (4.5), (3.10), (4.11), получаем систему относительно g_{11} и g_{12} , приводящую к следующему дисперсионному уравнению:

$$\omega^4 - 2\Omega^2 \omega^2 + \Omega^4 = 0, \quad \omega = \pm \Omega, \quad (4.14)$$

что совпадает с результатом, полученным выше из физических соображений. Тот же результат имеет место и для одиночного диска [5].

б) Диск, погруженный в однородное гало. Если центр тяжести гало при возмущении сдвигается вместе с диском, так что не меняется их взаимная ориентация, то остается справедливым дисперсионное уравнение (4.14). В другом предельном случае дипольного возмущения гало остается неподвижным, а диск сдвигается, как желток в яйце относительно белка. В этом случае $\Phi_1 = \Phi_1^{(d)}$, и дисперсионное уравнение при наличии гало с потенциалом (2.4) примет вид

$$\omega^4 - 2(\Omega^2 + h_x + h_y)\omega^2 + \Omega^4 - 2\Omega^2(h_x + h_y) + 4h_x h_y = 0. \quad (4.15)$$

Решение этого уравнения

$$\omega^2 = \Omega^2 + h_x + h_y \pm [(h_x - h_y)^2 + 4\Omega^2(h_x + h_y)]^{1/2} \quad (4.16)$$

дает устойчивые корни при $2h_x < \Omega^2 < 2h_y$, ($h_x < h_y$). В граничных точках имеют место решения

$$\Omega^2 = 2h_x, \quad \omega = 0; \quad \pm [2(3h_x + h_y)]^{1/2}, \quad (4.17)$$

$$\Omega^2 = 2h_y, \quad \omega = 0; \quad \pm [2(h_x + 3h_y)]^{1/2}.$$

Граничные частоты вращения соответствуют резонансам, т. к. они равны частотам колебаний материальной точки по оси x или y в гравитационном поле гало.

В сфероидальном гало решение (4.16) примет вид

$$\omega = \pm (\Omega \pm \sqrt{2h}). \quad (4.18)$$

Неустойчивости здесь отсутствуют, резонанс имеет место при $\Omega = \sqrt{2h}$. Очевидно, что скорость вращения сфероидального гало может отличаться от скорости вращения диска Ω , но для эллипсоидального гало с $h_x \neq h_y$ их угловые скорости совпадают. Неустойчивости, содержащиеся в (4.16), соответствуют, видимо, изменению ориентации диска относительно гало под действием асимметричной силы тяготения гало.

5. Дисперсионное уравнение для бароподобных (квадрупольных) возмущений. Возмущение потенциала

$$\Phi = g_{21} x^2 + g_{22} y^2 + ig_{23} xy. \quad (5.1)$$

После подстановки в (4.1) приводит, с учетом (4.10), к следующему выражению для возмущенной функции:

$$\chi = 2 \int_{t_0}^t [(2b - \Omega^2) \beta^2 (2g_{21} x' u'_x + ig_{23} y' u'_x) + (2a - \Omega^2) a^2 \cdot (2g_{22} y' u'_y + ig_{23} x' u'_y)] \exp[-i(t' - t)] dt'. \quad (5.2)$$

После громоздких вычислений с учетом формул (3.18), (5.2) получаем из (3.10) возмущенную поверхностную плотность в виде

$$\begin{aligned} \sigma = & -(\sigma_0/2\delta_1\delta_2\Delta_2^2)[1 - (x^2/a^2) - (y^2/\beta^2)]^{-1/2} \cdot [(x^2/a^2) \cdot \\ & \cdot \{2[k_1\delta_2 - \delta_1\delta_2(k_3 + k_4)][2g_{21}\omega_1/\delta_1] - 2g_{22}\omega_1\delta_1 + \omega g_{23}\}/(4\omega_1^2 - \omega^2) + \\ & + 2[k_2\delta_1 - \delta_1\delta_2(k_3 + k_4)][(2g_{21}\omega_2/\delta_2) - 2g_{22}\omega_2\delta_2 + \omega g_{23}]/(4\omega_2^2 - \omega^2) - \\ & - [k_1 + k_2 - 2(k_3\delta_2 + k_4\delta_1)][2g_{21}(\omega_1 + \omega_2) - 2g_{22}(\omega_1 + \omega_2)\delta_1\delta_2 + \\ & + \omega(\delta_1 + \delta_2)g_{23}]/[(\omega_1 + \omega_2)^2 - \omega^2] + \\ & + [k_1 - k_2 + 2(k_3\delta_2 - k_4\delta_1)][2g_{21}(\omega_1 - \omega_2) + 2g_{22}(\omega_1 - \omega_2)\delta_1\delta_2 + \\ & + \omega(\delta_1 - \delta_2)g_{23}]/[(\omega_1 - \omega_2)^2 - \omega^2] + (y^2/\beta^2) \cdot \{2(k_2\delta_1 + k_1\delta_2 - \\ & - \delta_1\delta_2k_3)[(2g_{21}\omega_1/\delta_1) - 2g_{22}\omega_1\delta_1 + \omega g_{23}]/(4\omega_1^2 - \omega^2) + \\ & + 2(k_2\delta_1 + k_1\delta_2 - \delta_1\delta_2k_4)[(2g_{21}\omega_2/\delta_2) - 2g_{22}\omega_2\delta_2 + \omega g_{23}]/(4\omega_2^2 - \omega^2) - \\ & - [2(k_1 + k_2) - k_3\delta_2 - k_4\delta_1][2g_{21}(\omega_1 + \omega_2) - 2g_{22}(\omega_1 + \omega_2)\delta_1\delta_2 + \\ & + \omega(\delta_1 + \delta_2)g_{23}]/[(\omega_1 + \omega_2)^2 - \omega^2] + \\ & + [2(k_1 - k_2) + k_3\delta_2 - k_4\delta_1][2g_{21}(\omega_1 - \omega_2) + 2g_{22}(\omega_1 - \omega_2)\delta_1\delta_2 + \\ & + \omega(\delta_1 - \delta_2)g_{23}]/[(\omega_1 - \omega_2)^2 - \omega^2] \} - (ixy/a^2) \cdot \\ & \cdot \{2k_2[(2g_{21}\omega/\delta_1) - 2g_{22}\omega\delta_1 + 4\omega_1g_{23}]/(4\omega_1^2 - \omega^2) + \\ & + 2k_1[(2g_{21}\omega/\delta_2) - 2g_{22}\omega\delta_2 + 4\omega_2g_{23}]/(4\omega_2^2 - \omega^2) - \\ & - (k_1 + k_2)(\delta_1 + \delta_2)[2g_{21}\omega - 2g_{22}\omega\delta_1\delta_2 + g_{23}(\delta_1 + \delta_2)(\omega_1 + \omega_2)] - \\ & - (k_1 - k_2)(\delta_1 - \delta_2)[2g_{21}\omega + 2g_{22}\omega\delta_1\delta_2 + g_{23}(\delta_1 - \delta_2)(\omega_1 - \omega_2)]\} = \\ & = \sigma_0[1 - (x^2/a^2) - (y^2/\beta^2)]^{-1/2} (f_{21}x^2 + f_{22}y^2 + if_{23}xy). \end{aligned} \quad (5.3)$$

Из теории потенциала [5, 16] следует связь коэффициентов g_{11} и f_{11} при возмущении приливного потенциала, равном нулю

$$\begin{aligned} -(\alpha^2 - \beta^2) g_{11} &= \alpha^2 (\mathcal{L}a_0\alpha^2 - a_0\beta^2 - b_0\beta^2) f_{11} + \beta^2 (b_0\beta^2 - a_0\alpha^2) f_{22}, \\ -(\alpha^2 - \beta^2) g_{22} &= \alpha^2 (b_0\beta^2 - a_0\alpha^2) f_{11} + \beta^2 (a_0\alpha^2 + b_0\alpha^2 - 2b_0\beta^2) f_{22}, \\ (\alpha^2 - \beta^2) g_{21} &= 2\alpha^2\beta^2 (a_0 - b_0) f_{21}. \end{aligned} \quad (5.4)$$

С учетом (5.3) система (5.4) сводится к виду

$$\begin{aligned} &[(2\omega_1 A_1/\delta_1 \Omega_1) + (2\omega_2 A_2/\delta_2 \Omega_2) - (\omega_1 + \omega_2) A_3/\Omega_3 + (\omega_1 - \omega_2) A_4/\Omega_4 - \\ &\quad - \delta_1 \delta_2 \Delta_2^2] g_{11} + \\ &+ [-2\omega_1 \delta_1 A_1/\Omega_1 - 2\omega_2 \delta_2 A_2/\Omega_2 + (\omega_1 + \omega_2) \delta_1 \delta_2 A_3/\Omega_3 + (\omega_1 - \\ &\quad - \omega_2) \delta_1 \delta_2 A_4/\Omega_4] g_{22} + [A_1/\Omega_1 + A_2/\Omega_2 - 0.5(\delta_1 + \delta_2) A_3/\Omega_3 + 0.5(\delta_1 - \\ &\quad \delta_2) A_4/\Omega_4] \omega g_{21} = 0. \\ &[(2\omega_1 B_1/\delta_1 \Omega_1) + (2\omega_2 B_2/\delta_2 \Omega_2) - (\omega_1 + \omega_2) B_3/\Omega_3 + (\omega_1 - \omega_2) B_4/\Omega_4] g_{11} + \\ &+ [-2\omega_1 \delta_1 B_1/\Omega_1 - 2\omega_2 \delta_2 B_2/\Omega_2 + (\omega_1 + \omega_2) \delta_1 \delta_2 B_3/\Omega_3 + (\omega_1 - \\ &\quad - \omega_2) \delta_1 \delta_2 B_4/\Omega_4 - \delta_1 \delta_2 \Delta_2^2] g_{22} + [B_1/\Omega_1 + B_2/\Omega_2 - 0.5(\delta_1 + \\ &\quad + \delta_2) B_3/\Omega_3 + 0.5(\delta_1 - \delta_2) B_4/\Omega_4] \omega g_{21} = 0. \end{aligned} \quad (5.5)$$

$$\begin{aligned} &[(4k_2/\delta_1 \Omega_1) + (4k_1/\delta_2 \Omega_2) - 2(k_1 + k_2)(\delta_1 + \delta_2)/(\delta_1 \delta_2 \Omega_3) - 2(k_1 - \\ &\quad - k_2)(\delta_1 - \delta_2)/(\delta_1 \delta_2 \Omega_4)] \omega g_{11} + [-4k_2 \delta_1/\Omega_1 - 4k_1 \delta_2/\Omega_2 + 2(k_1 + \\ &\quad + k_2)(\delta_1 + \delta_2)/\Omega_3 - 2(k_1 - k_2)(\delta_1 - \delta_2)/\Omega_4] \omega g_{22} + \\ &+ [8k_2 \omega_1/\Omega_1 + 8k_1 \omega_2/\Omega_2 - (k_1 + k_2)(\delta_1 + \delta_2)^2 (\omega_1 + \omega_2)/(\delta_1 \delta_2 \Omega_3) - \\ &\quad - (k_1 - k_2)(\delta_1 - \delta_2)^2 (\omega_1 - \omega_2)/(\delta_1 \delta_2 \Omega_4) - (\alpha^2 - \beta^2) \delta_1 \delta_2 \Delta_2^2 / [\beta^2 (\alpha - b)]] g_{21} = 0 \end{aligned}$$

Здесь введены следующие обозначения

$$\begin{aligned} \Omega_1 &= 4\omega_1^2 - \omega^2, \quad \Omega_2 = 4\omega_2^2 - \omega^2, \quad \Omega_3 = (\omega_1 + \omega_2)^2 - \omega^2, \\ &\quad \Omega_4 = (\omega_1 - \omega_2)^2 - \omega^2, \\ A_1 &= a_0 \{ k_1 [\delta_2 - (\beta^2/\delta_2 \alpha^2)] - (k_2 \beta^2/\delta_1 \alpha^2) \} - (a_0 \alpha^2 - b_0 \beta^2) k_2 [\delta_1 + \\ &\quad + (\beta^2/\delta_1 \alpha^2)] / (\alpha^2 - \beta^2), \\ A_2 &= a_0 \{ k_2 [\delta_1 - (\beta^2/\delta_1 \alpha^2)] - (k_1 \beta^2/\delta_2 \alpha^2) \} - (a_0 \alpha^2 - b_0 \beta^2) k_1 [\delta_2 + \\ &\quad + (\beta^2/\delta_2 \alpha^2)] / (\alpha^2 - \beta^2), \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 A_3 &= (k_1 + k_2) \{ \alpha_0 [1 - (2\beta^2/\delta_1\delta_2\alpha^2)] - \\
 &\quad - (\alpha_0\alpha^2 - b_0\beta^2) [1 + (\beta^2/\delta_1\delta_2\alpha^2)] / (\alpha^2 - \beta^2) \}, \\
 A_4 &= (k_1 - k_2) \{ \alpha_0 [1 + (2\beta^2/\delta_1\delta_2\alpha^2)] - \\
 &\quad - (\alpha_0\alpha^2 - b_0\beta^2) [1 - (\beta^2/\delta_1\delta_2\alpha^2)] / (\alpha^2 - \beta^2) \}, \\
 B_1 &= b_0 \{ k_1 [\delta_2 - (\beta^2/\delta_2\alpha^2)] + k_2\delta_1 \} + (\alpha_0\alpha^2 - b_0\beta^2) k_2 \{ \delta_1 + \\
 &\quad + (\beta^2/\delta_1\alpha^2) \} / (\alpha^2 - \beta^2), \\
 B_2 &= b_0 \{ k_2 [\delta_1 - (\beta^2/\delta_1\alpha^2)] + k_1\delta_2 \} - (\alpha_0\alpha^2 - b_0\beta^2) k_1 \{ \delta_2 + \\
 &\quad + (\beta^2/\delta_2\alpha^2) \} / (\alpha^2 - \beta^2), \\
 B_3 &= (k_1 + k_2) \{ b_0 [2 - (\beta^2/\delta_1\delta_2\alpha^2)] + (\alpha_0\alpha^2 - b_0\beta^2) [1 + \\
 &\quad + (\beta^2/\delta_1\delta_2\alpha^2)] / (\alpha^2 - \beta^2) \}, \\
 B_4 &= (k_1 - k_2) \{ b_0 [2 + (\beta^2/\delta_1\delta_2\alpha^2)] + (\alpha_0\alpha^2 - b_0\beta^2) [1 - \\
 &\quad - (\beta^2/\delta_1\delta_2\alpha^2)] / (\alpha^2 - \beta^2) \}.
 \end{aligned}$$

Приравнивая нулю определитель системы (5.5), получаем дисперсионное уравнение, которое после громоздких преобразований сводится к уравнению четвертой степени относительно ω^2

$$\begin{aligned}
 &\delta_1\delta_2\Delta_2 \{ (\alpha_0 - b_0) / (\alpha - b) - 1 \} \cdot \{ 4(\alpha - b) A_{12}\Omega_3\Omega_4/\Omega + \\
 &\quad + 2\omega_1(1 - \delta_1\delta_2) A_{13}\Omega_2\Omega_4 - 2\omega_1(1 + \delta_1\delta_2) A_{14}\Omega_2\Omega_3 - \\
 &\quad - 2\omega_2(1 - \delta_1\delta_2) A_{23}\Omega_1\Omega_4 - 2\omega_2(1 + \delta_1\delta_2) A_{24}\Omega_1\Omega_3 - 4\omega\delta_1\delta_2 A_{34}\Omega_1\Omega_2 + \\
 &\quad + \delta_1\delta_2\Delta_2 \{ 2\omega_1[\delta_1 B_1 - (A_1/\delta_1)] \Omega_2\Omega_3\Omega_4 + 2\omega_2[\delta_2 B_2 - (A_2/\delta_2)] \Omega_1\Omega_3\Omega_4 - \\
 &\quad - (\omega_1 + \omega_2)(\delta_1\delta_2 B_3 - A_3)\Omega_1\Omega_2\Omega_4 - (\omega_1 - \omega_2)(\delta_1\delta_2 B_4 + A_4)\Omega_1\Omega_3\Omega_3 \} + \\
 &\quad + \delta_1^2\delta_2^2\Delta_1^3\Omega_1\Omega_2\Omega_3\Omega_4 \} + \omega^2\beta^2(\alpha_0 - b_0) / (\alpha^2 - \beta^2) \cdot \{ 4 \times \\
 &\times \{ [k_2 A_{23}/\omega_1 - k_1 A_{13}/\omega_2 + (k_1 + k_2)(\delta_1 + \delta_2) A_{12}/\delta_1\delta_2(\omega_1 + \omega_2)] (\delta_1 - \delta_2)\Omega_4 + \\
 &+ [k_1 A_{14}/\omega_2 - k_2 A_{24}/\omega_1 + (k_1 - k_2)(\delta_1 - \delta_2) A_{12}/(\delta_1\delta_2(\omega_1 - \omega_2))] (\delta_1 + \delta_2)\Omega_3 + \\
 &+ [k_2\delta_1\delta_2 A_{34}/\omega_1 - (k_1 + k_2)(\delta_1 + \delta_2) A_{14}/(\omega_1 + \omega_2) - (k_1 - k_2)(\delta_1 - \\
 &\quad - \delta_2) A_{13}/(\omega_1 - \omega_2)] \Omega_2 + [-k_1\delta_1\delta_2 A_{34}/\omega_2 + \\
 &\quad + (k_1 + k_2)(\delta_1 + \delta_2) A_{24}/(\omega_1 + \omega_2) + (k_1 - k_2)(\delta_1 - \delta_2) A_{23}/(\omega_1 - \omega_2)] \Omega_1 \} + 2\delta_1\delta_2\Delta_2 \cdot \{ [-2k_2(A_2 - B_2)/\omega_1 + \\
 &\quad + 2k_1(A_1 - B_1)/\omega_2] \Omega_3\Omega_4 + [k_2(A_3\delta_2 - B_3\delta_1)/\omega_1 - \\
 &\quad - (k_1 + k_2)(\delta_1 + \delta_2)(A_1\delta_2 - B_1\delta_1)/(\delta_1\delta_2(\omega_1 + \omega_2))] \Omega_2\Omega_4 + \\
 &+ [k_2(A_4\delta_2 + B_4\delta_1)/\omega_1 + (k_1 - k_2)(\delta_1 - \delta_2)(A_1\delta_2 + B_1\delta_1)/(\delta_1\delta_2(\omega_1 - \omega_2))] \Omega_1 \} \} \quad (5.7)
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
& - \omega_2)) \Omega_2 \Omega_3 + [-k_1 (A_3 \delta_1 - B_3 \delta_2) / \omega_2 + (k_1 + k_2) (\delta_1 + \delta_2) (A_2 \delta_1 - \\
& - B_2 \delta_2) / (\delta_1 \delta_2 (\omega_1 + \omega_2))] \Omega_1 \Omega_4 + [k_1 (A_4 \delta_1 + B_4 \delta_2) / \omega_2 + \\
& + (k_1 - k_2) (\delta_1 - \delta_2) (A_2 \delta_1 + B_2 \delta_2) / (\delta_1 \delta_2 (\omega_1 - \omega_2))] \Omega_1 \Omega_3 - \\
& - [(k_1 + k_2) (\delta_1 + \delta_2) (A_4 + B_4) / (\omega_1 + \omega_2) + \\
& + (k_1 - k_2) (\delta_1 - \delta_2) (A_3 + B_3) / (\omega_1 - \omega_2)] \Omega_1 \Omega_2 + \delta_1^2 \delta_2^2 \Delta_2^2 \times \\
& \times [2k_2 \Omega_2 \Omega_3 \Omega_4 / \omega_1 + 2k_1 \Omega_1 \Omega_3 \Omega_4 / \omega_2 - (k_1 + k_2) (\delta_1 + \delta_2)^2 \Omega_1 \Omega_2 \Omega_4 / \\
& / (\delta_1 \delta_2 (\omega_1 + \omega_2)) - (k_1 - k_2) (\delta_1 - \delta_2)^2 \Omega_1 \Omega_2 \Omega_3 / (\delta_1 \delta_2 (\omega_1 - \omega_2))] = 0.
\end{aligned}$$

Здесь

$$\begin{aligned}
A_{12} &= A_1 B_2 - A_2 B_1, \quad A_{13} = A_1 B_3 - A_3 B_1, \quad A_{14} = A_1 B_4 - A_4 B_1, \\
A_{23} &= A_2 B_3 - A_3 B_2, \quad A_{24} = A_2 B_4 - A_4 B_2, \quad A_{34} = A_3 B_4 - A_4 B_3.
\end{aligned} \quad (5.8)$$

Для одиночного диска, а также для сфероидального гало с $h_x = h_y = h$ коэффициент при первой фигурной скобке в (5.7) обращается в нуль и дисперсионное уравнение становится бикубичным. Записанное в виде исходного определителя, оно использовалось для анализа устойчивости одиночного эллиптического диска в [5]. Уравнение (5.7) имеет четвертый порядок по ω^2 и, соответственно, восемь корней для ω . Классификация типов неустойчивостей по числу действительных корней и их знакам представлена в табл. 1 из [7].

6. Устойчивость вытянутых дисков в двойных системах. Введем следующие безразмерные параметры:

$$\begin{aligned}
l &= \beta/a, \quad m = M/M_2, \quad \tilde{b}_0 = b_0/a_0, \quad \tilde{a} = a/a_0, \\
\tilde{b} &= b/a_0, \quad f = GM_2 / (r_{12}^3 a_0).
\end{aligned} \quad (6.1)$$

Результаты решения дисперсионного уравнения (5.7) с параметрами (2.8) для вытянутых дисков представлены на рис. 1—5. Область существования решений для вытянутых дисков при выполнении условий (2.12) с учетом (2.5), (2.7) определяется соотношениями

$$\begin{aligned}
0 &\leq l < 1, \quad 0 \leq f \leq 2/(3+m) = f_{\text{lim}}, \\
\Omega^2 &= a_0 f (1+m) \leq 2a_0 (1+m)/(3+m) \approx 2a_0 (1 - (2/m)) \quad (6.2) \\
&\text{при } m \rightarrow \infty
\end{aligned}$$

На рис. 1 приведены области устойчивости и неустойчивости для $m=10^5$, когда масса компаньона много меньше массы исследуемой

галактики. Практически этот случай не отличается от случая одиночного эллиптического диска, исследованного в [5].

Штрих-пунктирные линии на рис. 1—5 соответствуют изотропным решениям. Кривая изотропных решений удовлетворяет условию $d_2 = 0$ в функции распределения (3.1). С учетом безразмерных параметров (6.1), опуская знак \sim , кривая изотропных состояний, получаемая при учете (2.10), имеет вид

$$\begin{aligned} f &= 2(1 - l^2 b_0)/(3 + m - l^2 m), \\ f/f_{\text{lim}} &= (1 - l^2 b_0)(3 + m)/(3 + m - l^2 m). \end{aligned} \quad (6.3)$$

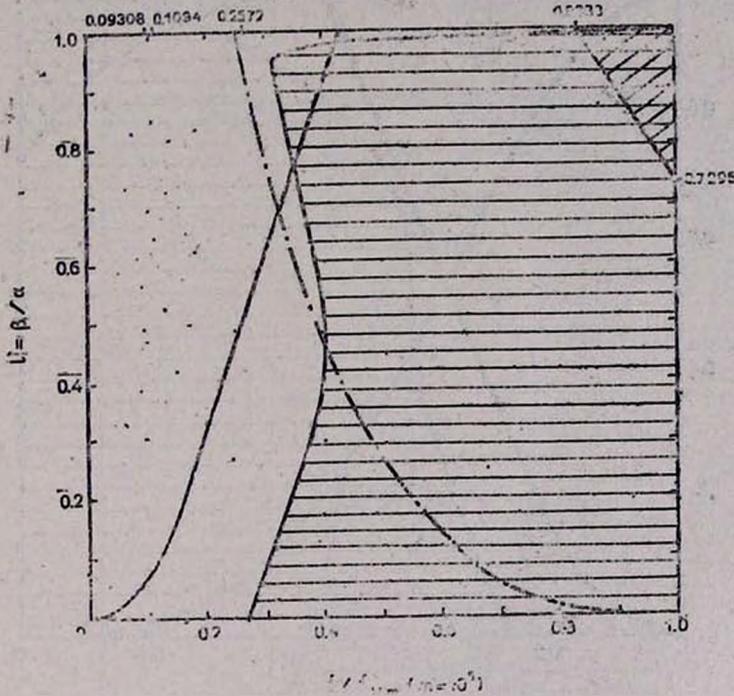


Рис. 1. Картина устойчивости вытянутого диска в ядре на плоскости $l = \beta/a$, f/f_{lim} (см. (6.1), (6.2)) с отношением массы диска к массе спутника $m = 10^5$. Горизонтальной штриховкой отмечена область аperiodической неустойчивости (№ 2 в табл. 1), косой штриховкой—область колебательной неустойчивости (№ 5 в табл. 1), в области пересечения горизонтальной и косой штриховок имеют место обе неустойчивости (№ 7 в табл. 1); не заштрихована область устойчивости (№ 1 в табл. 1). Сплошная линия, не являющаяся границей между областями равной устойчивости, отделяет область применимости приливного приближения (слева от линии) от области его нарушения (справа от линии). Штрих-пунктирной линией указаны изотропные решения (2.9), соответствующие $d_2 = 0$ в (2.10).

Для дисков, близких к круговым, из (6.3) при $l \rightarrow 1$ получаем

$$f/f_{lim} \approx 0.25(1-l^2)(3+\pi)/[3+(1-l^2)\pi]. \quad (6.4)$$

При этом учтено разложение величины (2.8), с учетом (6.3) вокруг кругового диска из [17] (b_0 —безразмерно).

$$a_0 \approx (3\pi/8)(GM/a^3)(1+3k^2/8), \quad b_0 \approx 1+3k^2/4, \quad (6.4a)$$

при $k \rightarrow 0, \quad l^2 = 1 - k^2 \rightarrow 1.$

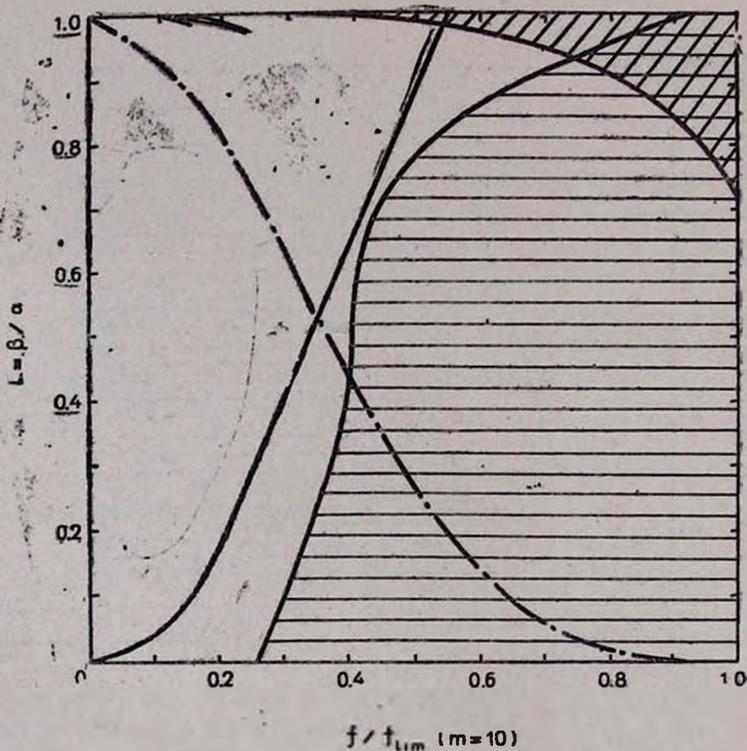


Рис. 2. То же, что на рис. 1, для $m=10$. Два «языка» в левом верхнем углу колесбегально неустойчивы.

Предельное значение f/f_{lim} из (6.4) при $m \rightarrow \infty, l \rightarrow 1$ зависит от порядка стремления к пределу параметров m и l . Для круговых дисков $l=1, b_0=1$, при любом фиксированном m имеем из (6.4) $f=0$, т. е. изотропные решения выходят из точки $f=0, l=1$, определяющей невращающиеся диски. При $m \rightarrow \infty$ и фиксированном l имеем из (6.4) $f/f_{lim} \approx 0.25$. Неоднозначный предел f/f_{lim} при $m \rightarrow \infty, l \rightarrow 1$ связан с наличием осо-

бенности в (6.3), (6.4) и приводит к тому, что при больших m (рис. 1), выходя из точки $f=0, l=1$, линия изотропных решений идет практически горизонтально до $f/f_{lim} = 0.25$. Это соответствует тому, что (см. Прилож. 1) при предельном переходе сначала $l \rightarrow 1$ для $m = \text{const}$, а затем $m \rightarrow \infty$, реализуется решение в системе координат, вращающейся со скоростью Ω_1 ($d_2 = -1$), где изотропным может быть только невращающийся диск, а любой некруговой диск стационарен в системе координат, вращающейся со скоростью Ω_r ($d_2 = \kappa^2(1 - 2(\Omega^2/a_0)) / 3$ в пределе одиночного кругового диска). При $m \rightarrow \infty$ область перехода от Ω_r к Ω_1 становится все тоньше и на рис. 1 практически сливается в линию.

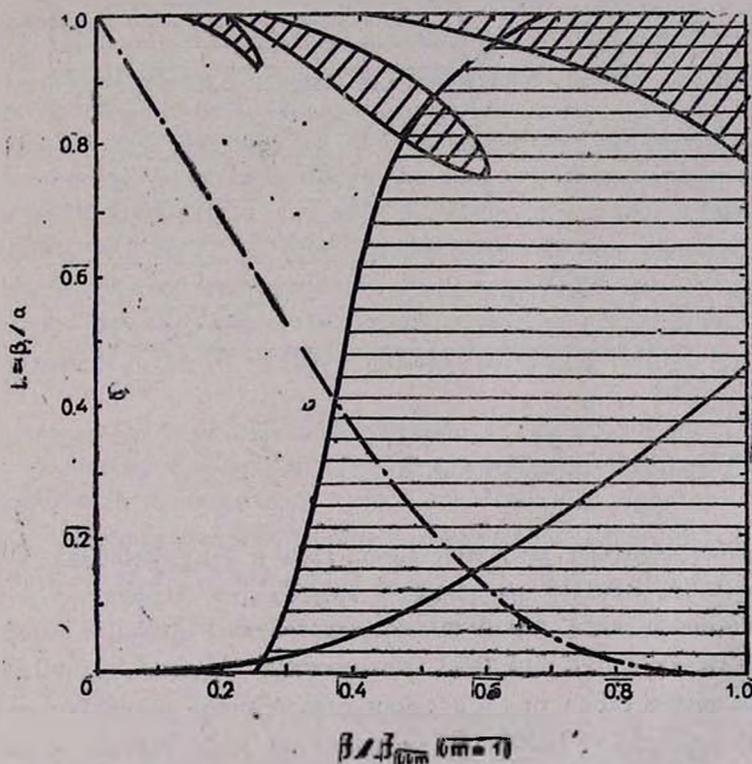


Рис. 3. То же, что на рис. 1, для $m=1$.

Характерные значения f , отмеченные на рис. 1 для кругового диска, соответствуют наличию кратных и нулевых корней дисперсионного уравнения для предела одиночного кругового диска, исследованных в Прилож. 1. Наличие компаньона, проявляется в существовании обширной

области с аperiodической неустойчивостью (заштрихована горизонтально). При $m \rightarrow \infty$ инкремент этой неустойчивости стремится к нулю, но размер области остается большим.

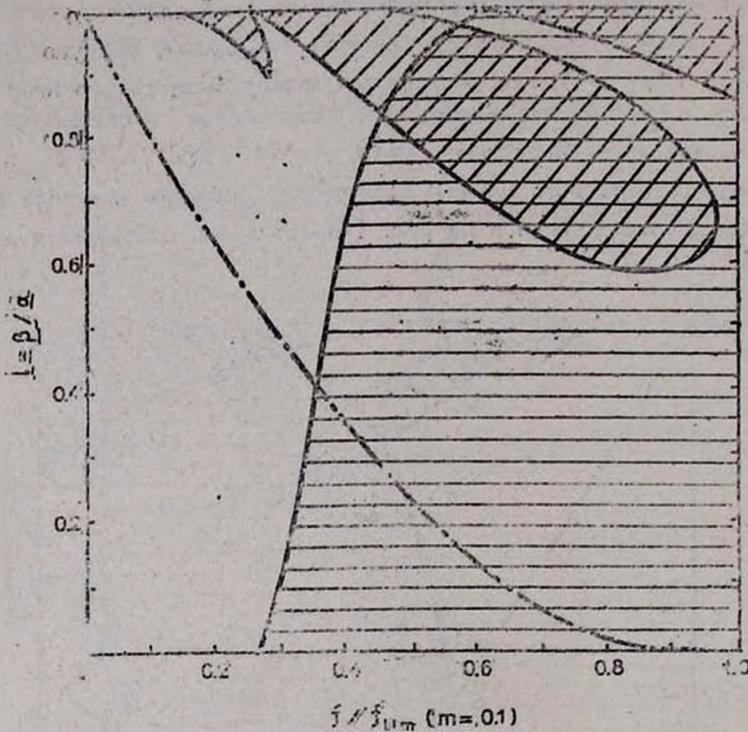


Рис. 4. То же, что на рис. 1, для $m=0.1$.

В правом верхнем углу при $l > 0.7296$ и $f/f_{lim} > 0.8333$, $\Omega^2/2a_0 > (1-2/m) \cdot 0.8333 \approx 0.8333$ расположен треугольник, совпадающий с [5], внутри которого диск колебательно неустойчив. Граница области неустойчивости на оси f при $l=1$ соответствует $f_{k1} = f/f_{lim} = 0.2572$, но из-за перехода к скорости Ω_r в узком слое граница неустойчивости смещается к $f_{r1} = 5/6 = 0.8333$. С уменьшением m и ростом массы спутника переходная область расширяется и уже при $m=10$ (рис. 2) область неустойчивости плавно прилегает к оси $l=1$. При дальнейшем росте массы спутника область колебательной неустойчивости в правом верхнем углу немного изменяется, ее граница на оси $l=1$ сдвигается к $f = 0.639$ для $m=10^{-6}$, рис. 5).

Столь же плавными с уменьшением m оказываются изменения кривой изотропных моделей (штрих-пунктир) и области аperiодической неустойчивости. Кривая изотропных состояний уже при $m=10$ плавно выходит из точки $f/f_{lim} = 0$, $l=1$ и столь же плавно приходит в точку $f/f_{lim} = 1$, $l=0$. Такое поведение сохраняется и для всех меньших m (рис. 2—5). При больших m кривая границы аperiодической неустойчивости выходит из точки $l=1$, $f/f_{lim} = 1$, где для предела одиночного диска имеется кратный нулевой корень при $\Omega = \Omega_{k5}$ (см. Прилож. 1). При уменьшении m граница аperiодической неустойчивости на оси $l=1$ сдвигается влево и достигает $f/f_{lim} = 0.594$ для $m=10^{-6}$ (рис. 5). Размер и форма области при этом меняются не очень значительно.

Наиболее заметны изменения областей устойчивости, вызванные наличием кратных корней кругового одиночного диска при $\Omega = \Omega_{k2}$ ($f/f_{lim} = 0.1094$) и $\Omega = \Omega_{k4}$ ($f/f_{lim} = 0.09308$) в Приложении 1 и на рис. 1. С ростом массы спутника и уменьшением m эти «точки» превращаются в области колебательной неустойчивости, размер которых сильно возрастает с уменьшением m . Уже при $m=1$ правый «язык» области колебательной неустойчивости входит в область аperiодической неустойчивости (рис. 3), а при $m=10^{-6}$ этот язык уже примыкает к границе $f/f_{lim} = 1$ (рис. 5). Ввиду роста областей неустойчивости, круговой диск в двойной системе в поле массивного компаньона устойчив относительно бароподобных возмущений только в небольших интервалах величины f/f_{lim} : (0—0.160), (0.261—0.276), (0.548—0.594), см. рис. 5.

Выходящая из нуля одиночная сплошная линия на рис 1—3 соответствует равенству $\alpha = r_{12}$ (см. 2.13) и определяет границу применимости приливного приближения, которое справедливо выше этой линии. Уравнение, описывающее эту кривую на плоскости $(\alpha/\beta, f/f_{lim})$, с учетом (2.3), (6.1), (6.2), (6.4a) и [17]

$$a_0 \simeq (3GM/2a^3) \ln(4\alpha/\beta), \quad b_0 \simeq 3GM/2a\beta^2 \quad \text{при } k \rightarrow 1, \quad l \rightarrow 0 \quad (6.4b)$$

запишется в виде

$$\begin{aligned} l = r_{12}^3/a^3 &= (f_{lim}/f) (GM_2/a^3 a_0) (3+m)/2 \\ &= (f_{lim}/f) (1/\ln(4\alpha/\beta)) (3+m)/3m \quad \text{при } \beta/a \rightarrow 0 \\ &= 4(f_{lim}/f) (3+m)/(3\pi m) \quad \text{при } \alpha = \beta. \end{aligned} \quad (6.5)$$

В предельных случаях имеем решение

$$(f/f_{\text{lim}}) = (1/\ln(4\alpha/\beta))(3+m)/3m \quad \text{при } \beta/\alpha \rightarrow 0 \quad (\text{a})$$

$$(f/f_{\text{lim}}) = 4(3+m)/3\pi m \quad \text{при } \alpha = \beta \quad (\text{b}) \quad (6.6)$$

Из (6.6a) следует асимптотика кривой в нуле

$$\beta/\alpha = 4 \cdot \exp(-(f_{\text{lim}}/f)(3+m)/3m) \quad (6.7)$$

т. е. $\beta/\alpha \rightarrow 0$ при $(f/f_{\text{lim}}) \rightarrow 0$. Из (6.6b) находится точка пересечения с осью $\beta/\alpha = 1$ при больших m (см. рис. 1)

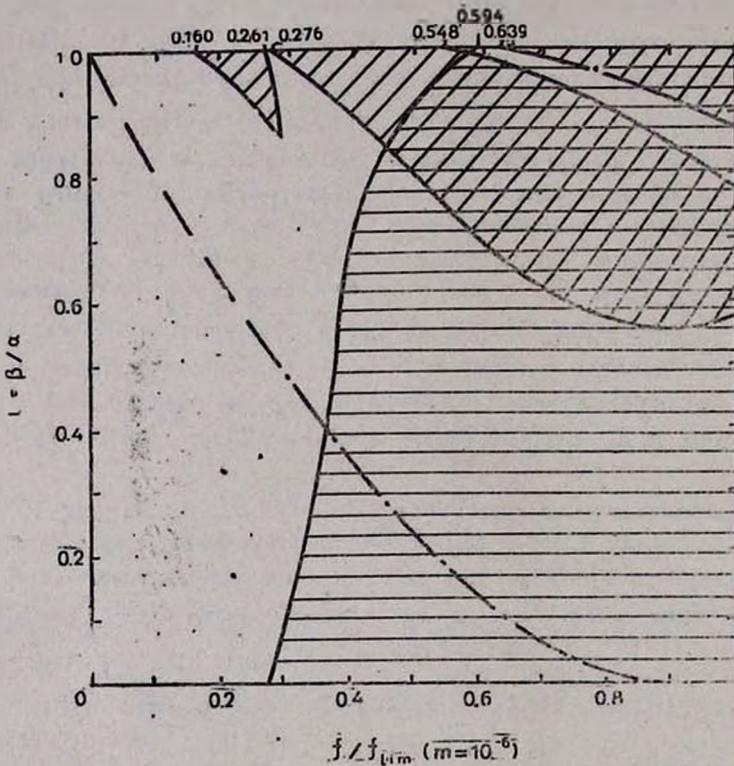


Рис. 5. То же, что на рис. 1, для $m=10^{-6}$.

$$(f/f_{\text{lim}}) \simeq 4/3\pi \simeq 0.424 \quad \text{при } m \rightarrow \infty. \quad (6.8)$$

Приравнивая правую часть (6.6b) к 1, получаем значение m , для которого кривая (6.5), выходя из левого нижнего угла, приходит в правый верхний

$$m = 12/(3\pi - 4) \simeq 2.212. \quad (6.9)$$

При $m < 2.212$, приравнивая к 1 правую часть (6.5), получаем точки пересечения разделительной кривой с осью $(f/f_{lim})=1$ для разных масс. Для малых m (массивных спутников) пересечение с этой осью происходит при малых β/α , так что из (6.7) получаем

$$(\beta/\alpha)|_{m \rightarrow 0} = 4 \cdot \exp(-1/m). \quad (6.10)$$

Таким образом, при $m \ll 1$ приливное приближение применимо практически везде, за исключением узкой полосы у оси $\beta/\alpha=0$, поэтому на рис. 4, 5 при $m \leq 0.1$ эта линия отсутствует.

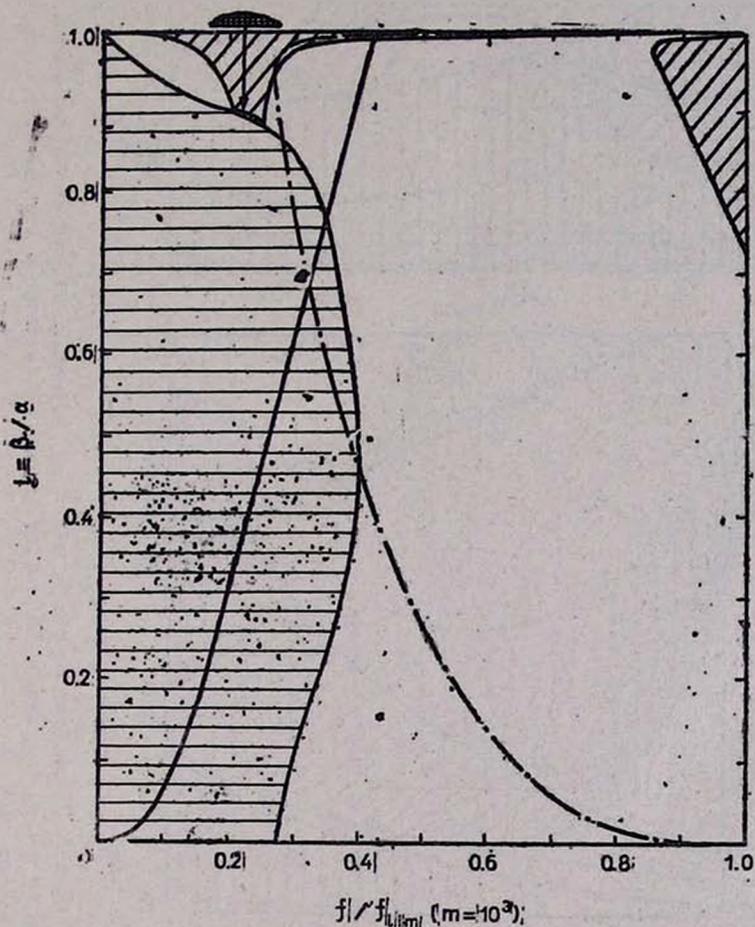


Рис. 6. То же, что на рис. 1, для сжатого диска с $m=10^3$. Область с горизонтальной и вертикальной штриховками (указана стрелкой) соответствует двухкратной алергодической неустойчивости (№ 3 в табл. 1).

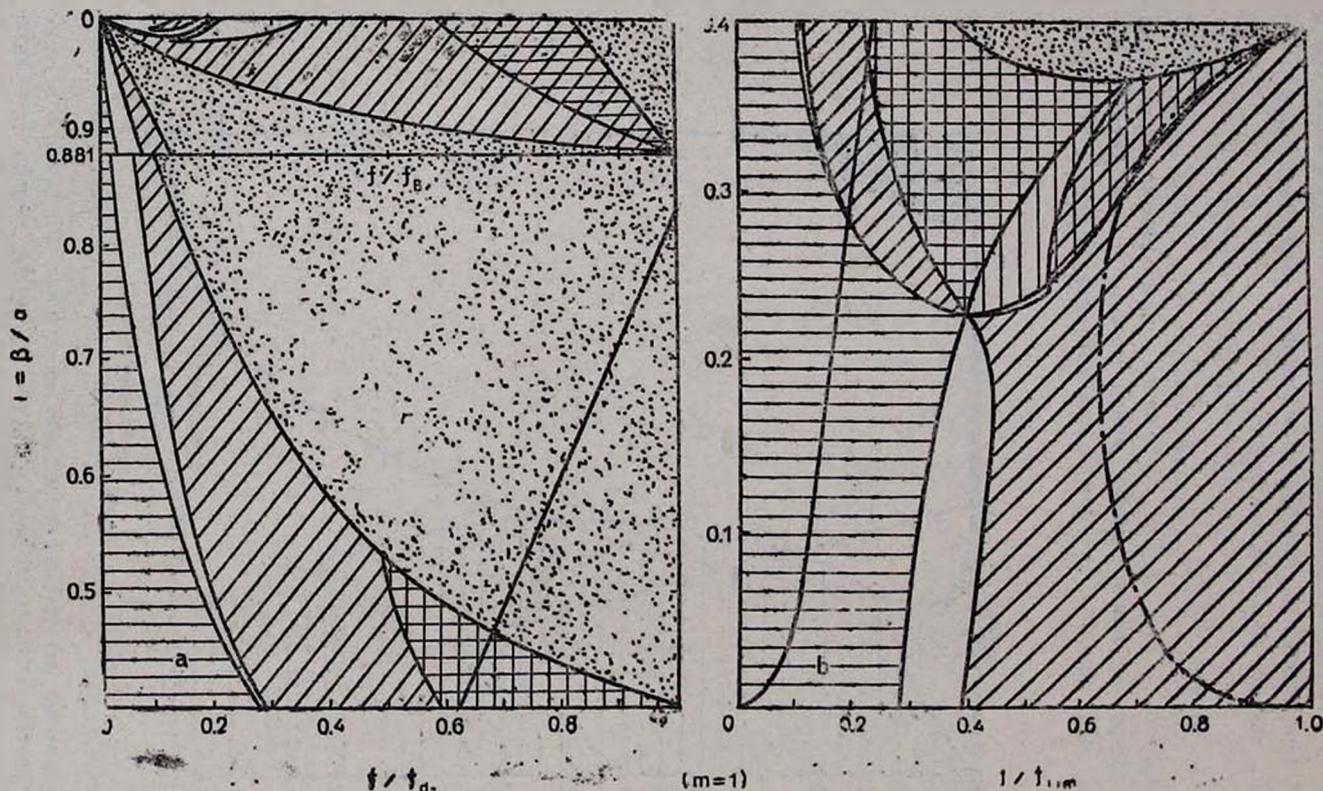
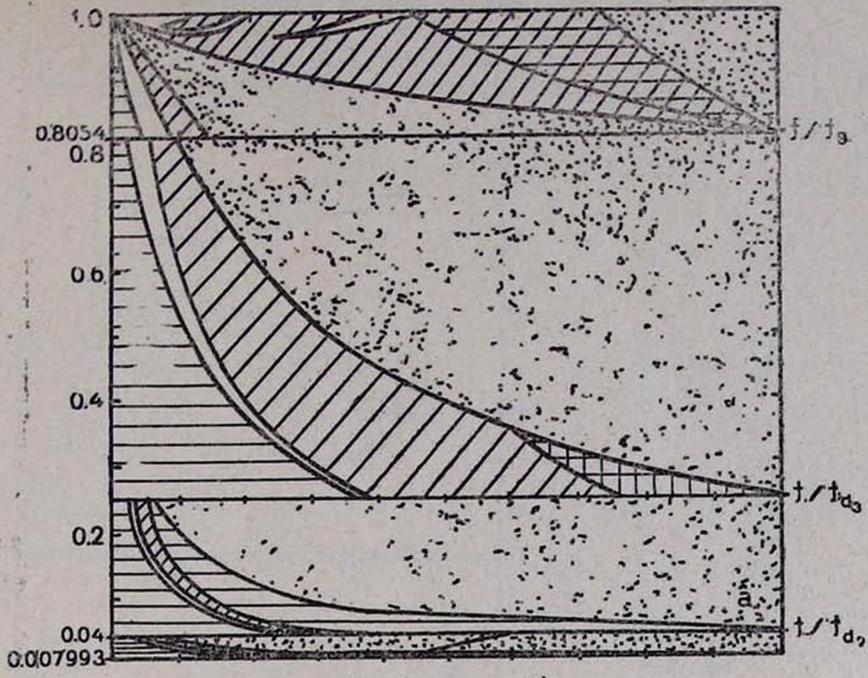
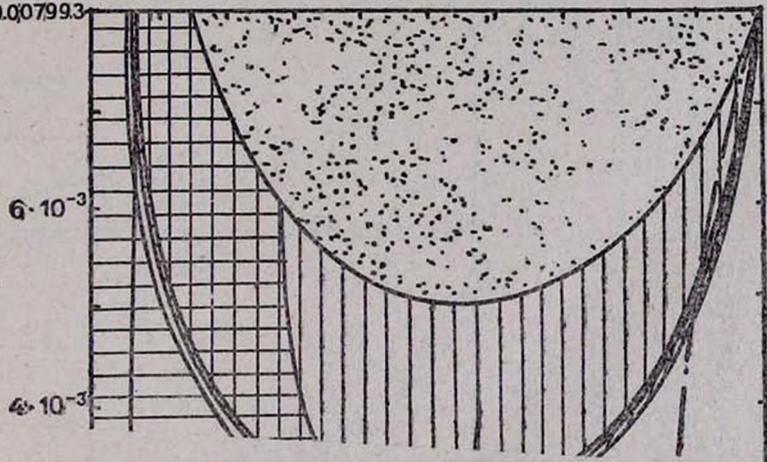


Рис. 7. То же, что на рис. 6, для $m=1$, зачернены области отсутствия равновесных решений. а) диски с $i > i_d$ (см. раздел 6б, табл. 2 и рис. 10); в качестве горизонтальных масштабов здесь использованы f и f_{d1} из табл. 2; б) диски с $i < i_d$. Область вертикальной штриховки, как и горизонтальной, соответствует аperiodической неустойчивости. (№ 2 в табл. 1).

$\beta/\alpha = 1$



$t/t_{d_1} (m=10^{-3})$



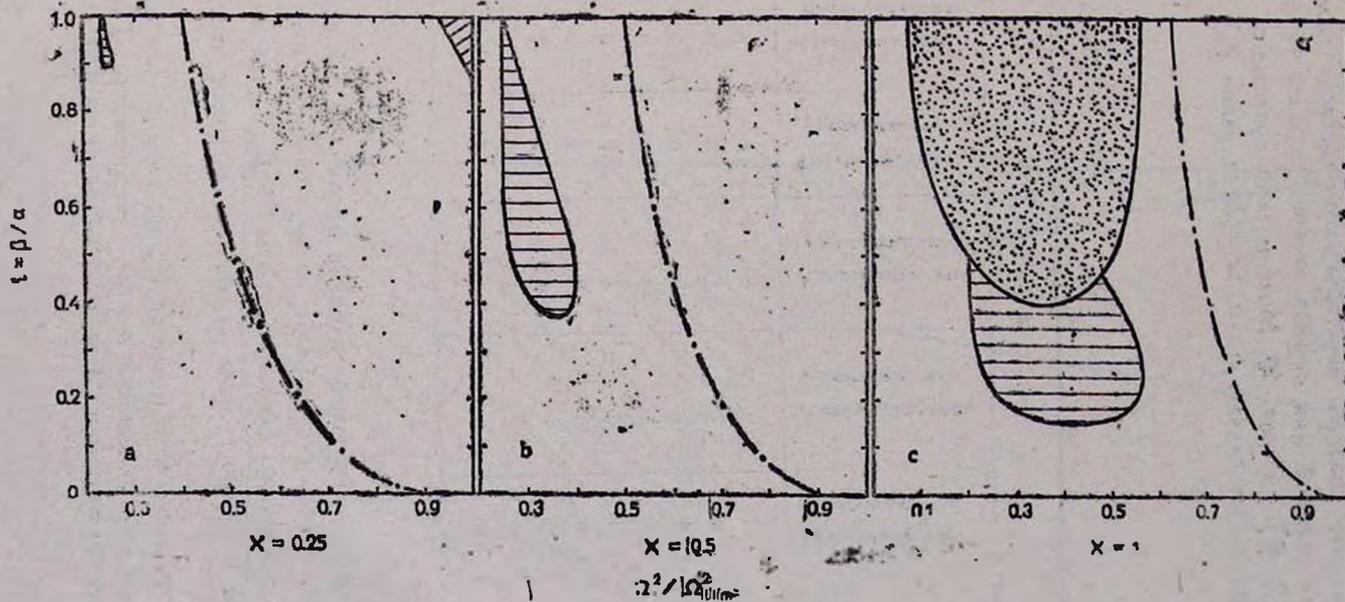


Рис. 9. Картина устойчивости эллиптических дисков в однородном сферическом гала на плоскости $l = \alpha/\beta, \Omega^2/\Omega_{lim}^2$ (см. (8.3)). Штриховка областей различной устойчивости и значения различных линий соответствуют рис. 1.

- а) $\chi = 0.25$ (см. (8.1)),
 б) $\chi = 0.5$,
 в) $\chi = 1$.

7. Устойчивость сжатых дисков в двойных системах. Результаты решения (5.7) для сжатых дисков с учетом (2.7) представлены на рис. 6—8 с классификацией областей неустойчивости, согласно табл. 1. Область существования решений для сжатых дисков гораздо сложнее, чем для вытянутых [3, 17], см. рис. 10. Максимально допустимое значение f из (6.1) соответствует случаю $b > a$, $\Omega^2 = 2a$ и равно [3]

$$f_{lim} = 2/m. \quad (7.1)$$

Таблица 1

No.	Действительные корни (5.7) для ω^2		М о д ы				
	Число корней со знаком		Гармонические колебания	Апериодическая устойчивость	Апериодическая неустойчивость	Колебательная устойчивость	Колебательная неустойчивость
	+, 0	-					
1	4	0	8	0	0	0	0
2	3	1	6	1	1	0	0
3	2	2	4	2	2	0	0
4	1	3	2	3	3	0	0
5	0	4	0	4	4	0	0
6	2	0	4	0	0	2	2
7	1	1	2	1	1	2	2
8	0	2	0	2	2	2	2
9	0	0	0	0	0	4	4

В этом случае за счет стабилизирующего влияния приливных сил вдоль большой оси сжатый диск может существовать на расстоянии от массивного компаньона, гораздо меньшем (отрезок de , где $f = f_{lim}$), чем вытянутый диск. Предельное значение f здесь связано с действием центробежных сил инерции.

Когда форма сжатого диска приближается к круговой, разрыв приливными силами по малой оси становится важнее центробежного. Тогда предельное значение f достигается при $\Omega^2 = 2b$, $a > b$ и равно [3]

$$f_{lim} = 2b_0/(3 + m). \quad (7.2)$$

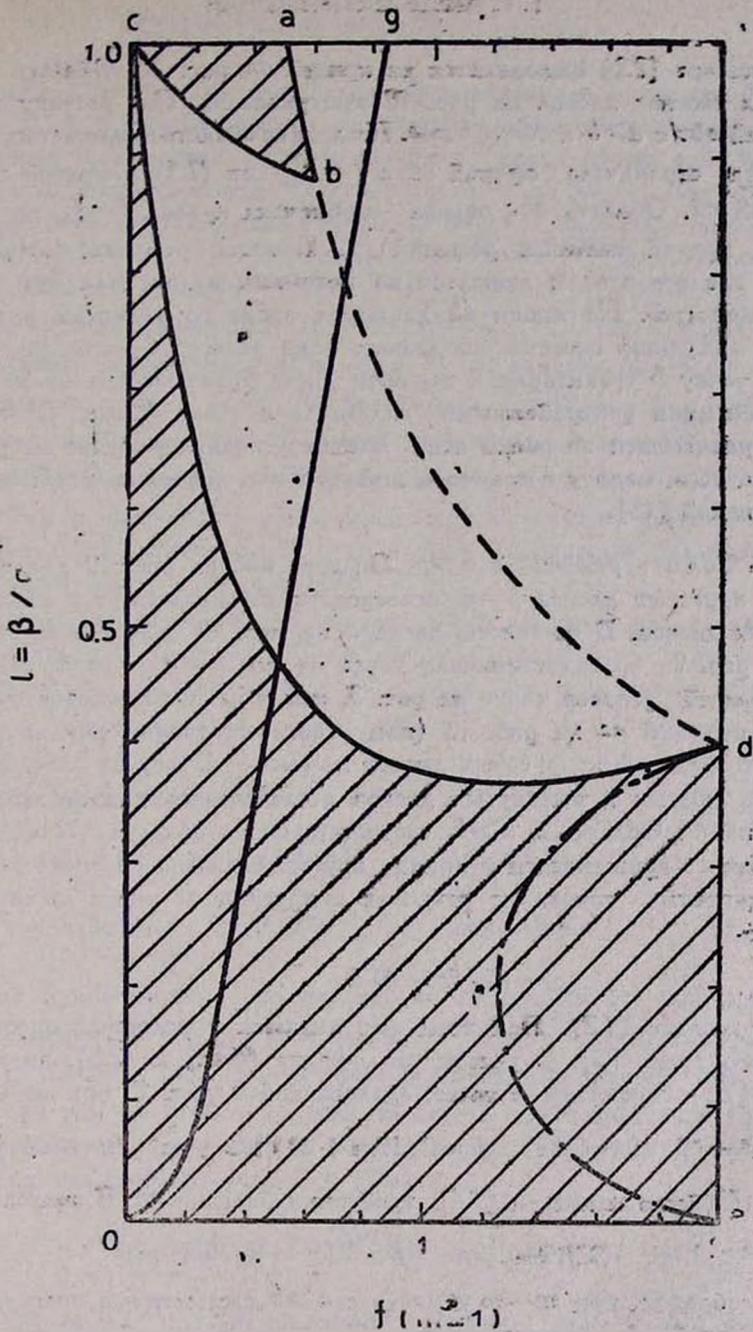


Рис. 10. Область существования сжатых дисков (заштрихованы) в паре на плоскости $i = \beta/a, f$ из (6.1) для $m=1$. Сплошная и штрихпунктирная линия соответствуют рис. 1; штриховая линия проведена в области отсутствия решений: формально на ней выполняется $\Omega^2=2a$, но $A < 0$ из (2.10). Точки b и d даны в табл. 2.

Соотношение (7.2) выполняется на кривой ab рис. 10. Область существования сжатых дисков на рис. 10 заштрихована. Она состоит из двух областей abc с $a > b$ и $cdeoc$ с $b > a$. Последняя область прилетает к оси $f=0$, а справа ограничена прямой ed с $f=f_{\text{пл}}$ из (7.1) и кривой пылевых решений cd . Область abc справа ограничена кривой $f=f_{b1}$ из (7.2) и другой кривой пылевых решений bc . Пылевое решение соответствует диску, где все звезды движутся по подобным эллипсам и нет хаотических скоростей. На линии cb движение звезд по эллипсам противоположно вращению системы координат, а на линии cd — совпадает с ним.

В точку b гравитация в пылевом диске уравновешена по малой оси приливными и центробежными силами, а в точке d , где $\Omega^2 = 2a = 2b$ диск уравновешен по обеим осям. В этих условиях решение не является однозначным, наряду с пылевым диском здесь возможно множество других решений [18].

а) Область решений с $a > b$. Область abc на рис. 10 для $m=1$ по линии круговых дисков $\beta=\alpha$ непосредственно примыкает к области вытянутых дисков. В частности, точка a на рис. 10 (или соответствующая ей на рис. 7а правая граничная точка на оси $\beta=\alpha$) тождественна правой верхней угловой точке на рис. 3, как и целиком отрезок существования решений ac на рис. 10 (или соответствующий ему на рис. 7а) тождественной линии круговых дисков на рис. 3. В других случаях устойчивость сжатых и вытянутых дисков исследовалась для несовпадающих значений m . Область с $a > b$, соответствующая области abc на рис. 10, с ростом m прижимается к линии круговых дисков. В точке b рис. 10 и аналогичных точках на рисунках с другими m имеет место [3] равенство

$$a = (4\alpha^2/\beta^2 - 3)b \quad (7.3)$$

и соотношение (7.2). При этом выполняются и условия существования пылевого диска [3]. С учетом разложения (6.4а) и (2.8), получаем из (7.2), (7.3) параметры в точке, аналогичной b рис. 10 при малых k :

$$k^2 = 12/(19m + 32), \quad f = 2(19m + 41)/[(3 + m)(19m + 32)]. \quad (7.4)$$

Чтобы k^2 было малым, в (7.4), требуются большие m . В пределе $m \rightarrow \infty$

$$k^2 \simeq 12(1 - 32/19m)/19m, \quad f \simeq 2(1 - 48/19m)/m. \quad (7.5)$$

Таким образом, при $m \rightarrow \infty$ область с $a > b$ сжимается в полосу, прижатую к оси $l=1$, поэтому на рис. 6 с $m=10^3$ эта область не указана. При $m \rightarrow \infty$ узкая полоса с $a > b$ отделена от области решений с $b > a$ полосой, в которую превращается при $m \rightarrow \infty$ область, где решения отсутствуют, справа от ломаной $abcd$ на рис. 10. Устойчивость моделей:

в областях с $a > b$ дана на рис. 7а, 8а. Из сравнения с рисунками 2, 3, 4 для $m = 10, 1, 0.1$ видно полное соответствие областей устойчивости. С уменьшением m , с правой стороны рисунков (линия ab на рис. 10) растет область аперидической неустойчивости. При $m \rightarrow \infty$ эта область мала и прижата к линии, аналогичной ab на рис. 10. Кроме того, большая часть этой области колебательно неустойчива, за исключением небольших областей в левом верхнем углу рисунков. Критические точки кругового «почти» одиночного диска с $\Omega = \Omega_{k2}, \Omega_{k4}$, из которых появляются языки неустойчивости на рис. 1—5, влияют на устойчивость сжатых дисков с $a > b$ (рис. 7а, 8а). Точка $\Omega = \Omega_{k4}$, $f/f_{lim} = 0.09308$ с уменьшением m дает начало языку колебательной неустойчивости, а из точки $\Omega = \Omega_{k2}$, $f/f_{lim} = 0.1093$ выходит область колебательной неустойчивости в виде перемычки—продолжения «языка» неустойчивости вытянутого диска, соединяющей этот «язык» с областью колебательной неустойчивости сжатого диска с $a > b$.

Одиночная сплошная линия на рис. 6—8, не являющаяся границей областей различной неустойчивости, как и на рис. 1—4, отделяет области его нарушения. Аналогично (6.5), уравнение этой линии для сжатых дисков имеет вид с f_{lim} из (7.1)

$$\begin{aligned}
 l &= r_{12}^3/x^3 = 0.5 (f_{lim}/f) (GM/a^3 a_0) \\
 &= (1/3) (f_{lim}/f) / \ln(4\alpha/\beta) \quad \text{при } \beta/\alpha \rightarrow 0 \\
 &= (4/3\pi) (f_{lim}/f) = 0.424 (f_{lim}/f) \quad \text{при } \alpha = \beta.
 \end{aligned} \tag{7.6}$$

В отличие от вытянутого диска, кривая применимости для сжатого диска в переменных $(f/f_{lim}, \beta/\alpha)$ является универсальной для всех m . Если f/f_{lim} в точке, аналогичной точке b на рис. 10, меньше, чем f/f_{lim} из (7.6) при том же β/α , то во всей области с $a > b$ приливное приближение оказывается применимым. Приблизленно, используя разложение (6. 4а) для малых k , получаем из (7.6)

$$f/f_{lim} = (4/3\pi) (1 - 3k^2/8), \tag{7.7}$$

тогда с учетом (7.4), (2.8) получаем уравнение для m , при котором точка, аналогичная b на рис. 10, лежит на кривой применимости

$$\begin{aligned}
 19(1 - 4/3\pi) m^2 + (91/2 - 356/3\pi) m - 128/\pi &= 0, \\
 m^2 + 0.7066m - 3.7256 &= 0.
 \end{aligned} \tag{7.8}$$

Решение (7.8) с учетом (7.4) дает

$$m \approx 1.61, \quad k^2 \approx 0.19, \quad l^2 \approx 0.81, \quad l \approx 0.9. \quad (7.9)$$

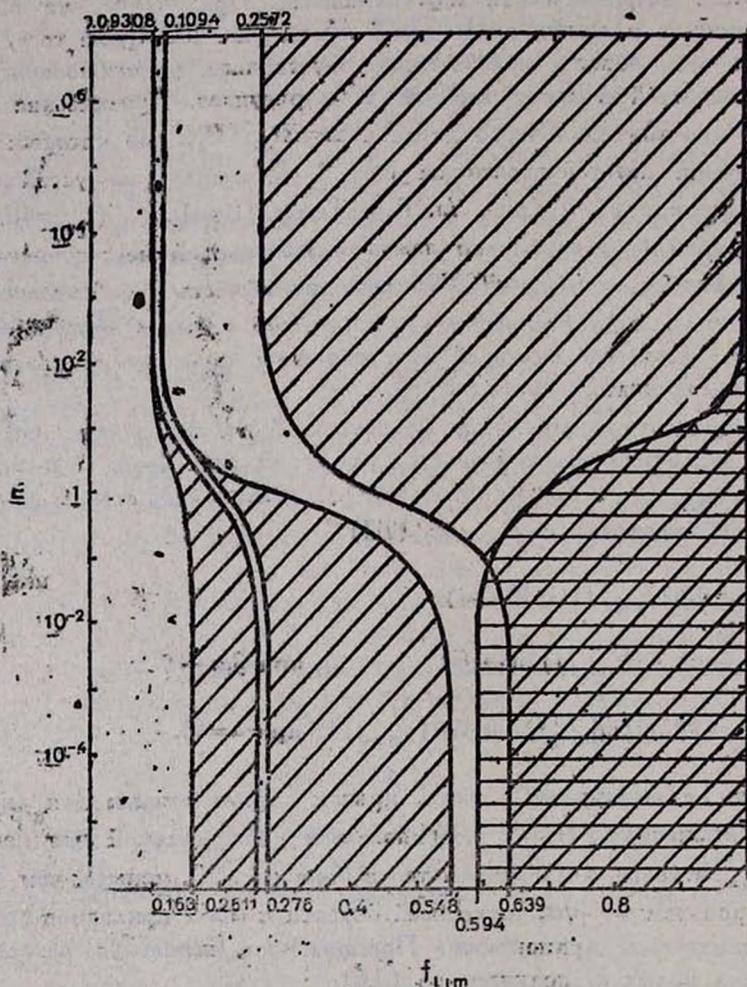


Рис. 11. Картина устойчивости круговых дисков в паре на плоскости m, f_{lim} . Штриховка областей различной устойчивости соответствует рис. 1, 6, 7.

Таким образом, при $m < 1.61$ во всей области с $a > b$ применимо не-
используемое приливное приближение. Отметим, что в области сжатых
дисков с $a > b$ отсутствуют изотропные решения.

б) Область решений при $b > a$. Границы устойчивости сжатых дисков в области, где $b > a$, гораздо более сложны, и топология областей неустойчивости существенно меняется с изменением m . В области существования решений для сжатых дисков можно выделить несколько характерных точек, параметры которых для различных m приведены в табл. 2. Здесь точки b и d соответствуют точкам на рис. 10. Точка d_1 лежит на прямой, выходящей параллельно оси f из точки d на пересечении ее с линией cd ; точка d_m соответствует минимуму кривой cd . Точки d_2 и d_3 , указанные в табл. 2 для $m = 10^{-3}$, определяют масштабы на рис. 8а и не имеют особого физического смысла.

Если обратиться к рис. 6 для $m = 10^{-3}$, то можно заметить общие черты с рис. 1 для $m = 10^5$ вытянутого диска. На обоих графиках виден треугольник в правом верхнем углу, где модели колебательно неустойчивы; почти совпадают кривые границы применимости и кривые изотропных состояний, хотя в верхней части графика, последняя кривая поворачивает налево для вытянутых дисков (рис. 1) и направо для сжатых (рис. 6). Кривая, отделяющая области устойчивости и аперидической неустойчивости также совпадают везде, кроме верхней части графика. Однако области эти меняются местами: при медленном вращении (левая часть графика) устойчивы вытянутые диски, а при быстром (правая часть) устойчивы сжатые диски. В верхней части графика на рис. 6 видно сложное образование, отсутствующее на рис. 1. Размер этой области, где различия между сжатым и вытянутым дисками велики, уменьшается с ростом m и в пределе $m \rightarrow \infty$ можно ожидать, что единственным отличием между соответствующими графиками будет перемена местами областей аперидической неустойчивости и устойчивости.

Кривая изотропных решений (штрих-пунктир), указанная на рис. 6, 7b, 8b, выходит из правого нижнего угла и заворачивает в точку, аналогичную d на рис. 10. Кривая изотропных решений для сжатых дисков, соответствующая $d_2 = 0$ в (2.9) с учетом (2.10), имеет вид в безразмерных переменных (6.1), опуская знак « \sim »

$$\begin{aligned} f &= 2(1 - l^2 b_0) / [m - l^2(3 + m)], \\ f/f_{lim} &= m(1 - l^2 b_0) / [m - l^2(3 + m)] \end{aligned} \quad (7.10)$$

для f_{lim} из (7.1). Для дисков, близких к круговым, с учетом (6.4а) имеем из (7.10)

$$f/f_{lim} \simeq 0.25mk^2 / [(3 + m)k^2 - 3]. \quad (7.11)$$

Это выражение положительно только если $(3 + m)k^2 > 3$, т. е. близкие к круговым диски могут быть изотропными только для больших m . Как

Таблица 2

ХАРАКТЕРНЫЕ ТОЧКИ ОБЛАСТИ СУЩЕСТВОВАНИЯ
РЕШЕНИЙ ДЛЯ СЖАТОГО ДИСКА

m	f_b	f_b/f_{11m}	l_b	f_{d_1}	f_{d_1}/f_{11m}	$l_{d_1} = l_{d_2}$	f_{dm}	f_{dm}/f_{11m}	l_{dm}	f_{11m}
10^3	1.99426E-3	0.99713	0.999685	7.203E-4	0.36015	0.998005	1.125E-3	0.5625	0.997756	2E-3
10	0.1503	0.8015	0.9730	7.375E-2	0.36875	0.8396	0.1162	0.581	0.8223	0.2
1	0.5047	0.30235	0.8801	0.7455	0.37275	0.9999	1.25	0.625	0.3639	2
0.1	0.8735	4.3675E-2	0.8171	5.777	0.28885	0.1104	12.19	0.6095	8.883E-2	20
10^{-3}	0.9221	4.6105E-4	0.8054	3.017E2	0.15085	7.993E-3	1.109E3	0.5545	5.075E-3	2E3

$$f_{d_2} = 20.75; \quad f_{d_2}/f_{11m} = 1.0375E-2; \quad l_{d_2} = 0.04,$$

$$f_{d_3} = 1.436; \quad f_{d_3}/f_{11m} = 7.18E-3; \quad l_{d_3} = 0.25.$$

и в (6.4), при $m \rightarrow \infty$ и малом фиксированном k из (7.11), имеем $f/f_{\text{lim}} = 0.25$. В другом пределе (большое m фиксировано, $k \rightarrow 0$) из (7.11) получаем

$$f/f_{\text{lim}} = 1 \quad \text{при} \quad k^2 = 3/(3 + 0.75m) \simeq 4/m, \quad (7.12)$$

т. е. кривая изотропных состояний не достигает кругового диска, а заворачивает направо и упирается в ось $f/f_{\text{lim}} = 1$ при конечном k (см. рис. 6), в отличие от (6.4), рис. 1. Из рис. 6, 7b—8b видно, что кривая изотропных дисков входит в точку, аналогичную d на рис. 10. Действительно, в точке d имеем $\Omega^2 = 2a = 2b$ (уравновешенный по обеим осям диск), что сводится с учетом (2.7) к соотношениям

$$f(1+m) = 2 + f = 2b_0 - 2f, \quad f = 2/m = 2/(b_0 - 1). \quad (7.13)$$

Для больших m точка, аналогичная d на рис. 10 соответствует почти круговым дискам и с учетом (6.4a) имеем из (7.13) соотношение $k^2 = 4/m$, совпадающее с (7.12). Т. е. изотропное решение для сжатого диска действительно входит в точку d .

Общей чертой всех моделей сжатых дисков при $b > a$ на рис. 6—8 является аперриодическая неустойчивость моделей, примыкающих к оси $f=0$, т. е. к линии одиночных дисков. Инкремент этой неустойчивости стремится к нулю при $f \rightarrow 0$ или $m \rightarrow \infty$. Наряду с этой областью из точки $f=0$, $l=1$ выходит область устойчивых решений. Эта область заметна на рисунках при $l > l_d$ из-за большого масштаба, где она имеет вид полосы, выходящей из левой верхней точки графика и примыкающей к области аперриодической неустойчивости. В области $l < l_d$ эта область входит сверху в виде полосы, а затем топология ее зависит от m . Для малых m область устойчивости сильно расширяется и в нижней части графика на рис. 8b для $m = 10^{-3}$ простирается вплоть до оси $f/f_{\text{lim}} = 1$ и точки, аналогичной d на рис. 10. Для $m = 1$ полоса устойчивости заканчивается в центральной узловой точке (рис. 7b), где пересекаются границы многих областей. Ниже этой точки расположена область устойчивости, доходящая до оси $l=0$. На рис. 7b справа от центральной узловой точки видна входящая в нее малая область устойчивости. При переходе от $m = 1$ к $m = 10$ эта небольшая на рис. 7b область устойчивости сливается с областью устойчивости ниже узловой точки на рис. 7b и вырастает до больших размеров, оставляя справа область колебательной неустойчивости, а слева гранична с несколькими различными областями. При дальнейшем росте m (рис. 6, $m = 10^3$) эта область занимает уже большую часть графика, примыкая к оси $f/f_{\text{lim}} = 1$. Первая область устойчивости при $m > 1$ кончается в точке, где сли-

ваются 4 различных области: справа колебательная неустойчивость, слева аperiодическая (АН); дважды аperiодическая неустойчивость (ДАН) в области, состоящей из двух дуг на рис. 6, $m=10^3$, в ДАН области дисперсионное уравнение (5.7) имеет два отрицательных корня ω^2 . Отметим, что в узловой точке на рис. 7b при $m=1$ сходятся 8 различных областей: 3 устойчивых, 2 колебательно неустойчивых, 2 АН и 1 ДАН.

Проследим теперь за изменением области колебательной неустойчивости. При $m=10^3$ (рис. 6) в правом верхнем углу имеется треугольник колебательной неустойчивости, аналогичный соответствующей области вытянутого диска с большим m (рис. 1) и одиночного диска [5]. Кроме того, колебательная неустойчивость имеет место в узкой полосе, выходящей из правого верхнего угла, которая расширяется слева в интервале, расположенном над областью ДАН, а затем снова сужается, входя в правый верхний угол. Эта последняя область сверху ограничена кривой пылевых решений, а снизу—областью устойчивости и областью ДАН.

При $m=10$ правый «треугольник» спускается вниз, достигая оси $l=0$, сужаясь сверху и расширяясь снизу. Верхняя область колебательной неустойчивости расщепляется на две части областью ДАН. Левая часть продолжает выходить из левого верхнего угла, а правая—из правого верхнего. Обе части при этом сильно увеличиваются в размерах. При переходе от $m=10$ к $m=1$ происходит слияние двух областей, выходящих из правого верхнего угла (рис. 7b). Отметим, что в процессе слияния этих областей сначала происходит их перекрытие, а затем часть слева как бы вытесняет правую, оккупируя всю правую область на рис. 7b для $m=1$. В области «перекрытия» для небольшого интервала масс внутри отрезка $m=(1, 10)$ появляется область двойной колебательной неустойчивости (№ 9 в табл. 1), которая была обнаружена в [7] при исследовании устойчивости уравновешенных дисков. В данной работе примеры таких областей отсутствуют.

Левая часть при $m=1$ остается отделенной от двух слившихся областей узловой точкой (рис. 7b). При $m=0.1$ в результате расщепления этой узловой точки происходит слияние всех областей колебательной неустойчивости в одну, которая выходит из левой верхней точки и занимает всю правую ось. Часть этой области оказывается также аperiодически неустойчивой (рис. 7b). При малом $m=10^{-3}$ (рис. 8b) эта область резко уменьшается, занимая узкую полосу, выходящую из точки $l=1$ $f=0$ и непрерывно следующую в правую верхнюю точку, аналогичную d на рис. 10. Эта полоса внизу граничит с областью устойчивости, а сверху с кривой пылевых решений и с областью ДАН. По-

следняя проходит в область с $l > l_d$, но не доходит до точки $l=1$, $f=0$ и заканчивается при $l \simeq 0.35$, $f/f_{\text{lim}} \simeq 0.6$ на рис. 8а, $m=10^{-3}$.

Характерным для дисков в двойных системах является наличие областей АН, отсутствующих у одиночных дисков, причем для сжатых дисков, в отличие от вытянутых, имеются и области ДАН. При больших $m=10^3$ левая область АН, обсуждавшаяся выше, имеет небольшую «нашлепку» ДАН, отмеченную стрелкой на рис. 6. При $m=10$ область ДАН сильно деформируется: из нее вытягивается «язык», разделяющий область АН на две части и доходящий до линии пылевых решений типа cd на рис. 10. Кроме того, остается очень маленькая область ДАН внутри криволинейного треугольника. При $m=1$ треугольник с ДАН исчезает, но другая область ДАН значительно увеличивается, причем при $m=1$ правая часть области ДАН становится областью АН из-за перехода одного корня ω^2 уравнения (5.7) в положительную сторону. Структура этих областей ДАН и АН не меняется при переходе к $m=0.1$ и далее к $m=10^{-3}$ (рис. 8b): слева область ДАН, справа АН, но в правой части рис. 8b ДАН область переходит в узкую полосу, идущую в точку, аналогичную b , рис. 10.

Если ограничиться рассмотрением областей, в которых применимо приближенное приближение, то там устойчивость относительно квадрупольных возмущений имеет место только в сравнительно узкой полосе, выходящей из точки $l=1$, $f=0$ [10].

8. Устойчивость дисков в сфероидальном гало. Используем безразмерные переменные (6.1), но вместо m и f , учитывая $h_x=h_y=h$, введем

$$\bar{\Omega}' = \Omega / \sqrt{a_0}, \quad \chi = h/a_0. \quad (8.1)$$

Для сферического гало массы M_h и радиуса a имеем $h = GM_h/(2a^3)$. Учтя a_0 из (6.4а) для кругового диска того же радиуса, получим, что в этом случае величина χ есть

$$\chi = h/a_0 = 4M_h/(3\pi M). \quad (8.1a)$$

Опуская знак « \sim », имеем из (2.4)

$$a = 1 + \chi, \quad b = b_0 + \chi, \quad b > a. \quad (8.2)$$

Предельное значение Ω достигается при $\Omega^2 = 2a$ и в безразмерных единицах равно

$$\Omega_{\text{lim}}^2 = 2(1 + \chi). \quad (8.3)$$

Как показано в [3], на плоскости $(l, \Omega^2/\Omega_{\text{lim}}^2)$ область существования

решений (2.9) занимает всю плоскость при $\chi < 1/2$, а при $\chi > 1/2$ появляется кривая пылевых решений $A=0$ из (2.10), выше которой решения отсутствуют в силу $A < 0$ (см. рис. 9с). С учетом (2.10), (6.1), (8.1), (8.2) кривая пылевых решений $A=0$ примет вид (в безразмерном виде) [17].

$$\Omega^2 = \chi + (1 - l^2 b_0)/(1 - l^2) \pm \{[(1 + \chi)^2 - l^2 (b_0 + \chi)^2]/(1 - l^2)\}^{1/2}. \quad (8.4)$$

Кривая (8.4) пересекает ось $l=1$ в точках

$$\Omega^2 = \chi + 1/4 \pm [(\chi + 1/4)^2 - 9/16]^{1/2}, \quad (8.5)$$

при этом учтено (6.4а). Граница существования пылевых решений по параметру χ следует из равенства нулю корня в (8.5)

$$\chi = 1/2. \quad (8.6)$$

Кривая $l^2 \Omega^2$ имеет минимум при равенстве нулю корня в (8.4), т. е. при [17]

$$l^2 = (1 + \chi)^2 / (b_0 + \chi)^2, \quad (8.7)$$

$$\Omega^2 = [(b_0 + \chi)^2 - b_0 (1 + \chi)^2] / [(b_0 + \chi)^2 - (1 + \chi)^2].$$

Как следует из (8.5), (8.3), при $\chi = 1/2$ пылевые решения возникают в точке

$$\Omega^2 = \chi + 1/4 = 3/4, \quad \Omega^2 / \Omega_{\text{lim}}^2 = 1/4. \quad (8.8)$$

Кривая изотропных решений (штрихпунктирная линия на рис. 9) следует из условия $d_2=0$ в (2.9), (2.10) и уравнение для нее, с учетом (8.2), (6.4а, б), запишется в виде [17]

$$\Omega^2 = 2\chi + 2(1 - b_0 l^2)/(1 - l^2) = 1/2 + 2\chi \quad \text{при } l = 1, \\ = 2 + 2\chi \quad \text{при } l = 0. \quad (8.9)$$

С учетом (8.3) получаем

$$\Omega^2 / \Omega_{\text{lim}}^2 = (1/4 + \chi) \quad \text{при } l = 1, \\ = 1 \quad \text{при } l = 0. \quad (8.10)$$

Т. о., кривая изотропных решений выходит из правого нижнего угла на рис. 9 и приходит на ось $l=1$ при значении $\Omega^2 / \Omega_{\text{lim}}^2 > 0$.

Картина устойчивости дисков в сфероидальном гало значительно проще, чем для дисков в парах. Гало оказывает стабилизирующее воздействие и при $\chi = \chi_0 = 1/2$ приводит к исчезновению колебательной неустойчивости в правом верхнем углу. Между $0 < \chi < 1/2$ размер области неустойчивости монотонно уменьшается (см. рис. 9 и рис. 1). Исчезновение колебательной неустойчивости дисков при увеличении гало исследовано в [7] для наиболее неустойчивых уравновешенных дисков. С учетом (8.1а) исчезновение колебательной неустойчивости для самых нестабильных, круговых дисков наступает [7] при $M_n = 3\pi\chi_0 M/4 = 3\pi M/8 = 1.18M$.

Наличие гало приводит к появлению области аperiodической неустойчивости, начинающейся в кратной точке кругового диска. Решение (2.9) в пределе кругового одиночного диска без гало имеет однозначный предел при d_2 из (2.10), равном ($h \rightarrow 0$):

$$d_2 = a^2 (1 - 2\Omega^2/a_0)/3 + 4\pi^2 h/3a_0, \quad (8.11)$$

в отличие от диска в паре, где предел зависит от порядка стремления к нулю m и k (см. Прилож. 1). Выражение (8.11) верно для кругового диска с произвольным h . Скорость вращения системы координат в пределе кругового одиночного диска соответствует Ω_r из Прилож. 1, а дисперсионное уравнение имеет вид (П24). При $\Omega^2 = 5/12$ уравнение (П24) имеет кратный нулевой корень, который является источником появления аperiodической неустойчивости для некруговых дисков в гало. Отметим, что круговые диски в гало всегда являются аperiodически устойчивыми и имеют только кратный нулевой корень, положение которого перемещается от $\Omega^2 = 5/12$ для $\chi = 0$ до $\Omega^2 = 3/4$ для $\chi = 1/2$. Это соответствует

$$\begin{aligned} \Omega^2/\Omega_{lim}^2 &= 5/24 & \text{для } \chi = 0, \\ \Omega^2/\Omega_{lim}^2 &= 1/4 & \text{для } \chi = 1/2, \end{aligned} \quad (8.12)$$

с учетом (8.3). В точке кратного нулевого корня начинаются пылевые решения при $\chi = 1/2$. При $\chi > 1/2$ появляется кривая пылевых решений, в нижнюю часть которой перемещается область аperiodической неустойчивости.

Отметим, что в системе координат, соответствующей $d_2 = -1$, скорость вращения кругового диска в точке кратных корней (8.12) соответствует (см. (П25))

$$\begin{aligned} \Omega_1^2 &= \Omega_r^2 (5 - 4\Omega_r^2)/9 = 5^3/3^5, \\ \Omega_r^2 &= 5/12, \quad \Omega_1^2/\Omega_{lim}^2 = 5^3/(2 \cdot 3^5) = 0.2572. \end{aligned} \quad (8.13)$$

Данная скорость вращения соответствует Ω_{*1} из (П12), являющейся границей колебательной неустойчивости дисков в паре (см. рис. 1).

9. *Выводы.* а) Показана возможность существования устойчивых сжатых галактических дисков в сильном приливном поле гигантских галактик. Вытянутые диски в таком сильном поле неустойчивы. Форма спутников гигантской эллиптической галактики NGC 4406 (M86) в скоплении галактик Дева, наблюдаемых в виде сжатых эллипсов, может быть объяснена данной моделью. Метод проверки реальности такого сжатия и его отличия от эффекта проекции рассмотрен в [19].

б) Сфероидальное гало стабилизирует колебательную неустойчивость эллиптических дисков. При этом оно приводит к появлению аperiodической неустойчивости диска, занимающей ограниченную область параметров.

в) Показано, что в эллипсоидальном гало эллиптический диск может быть неустойчив относительно дипольных возмущений, при которых центр тяжести диска, не меняющего свою форму, сдвигается относительно неподвижного центра гало, как желток в белке.

г) Прослежена картина изменения устойчивости эллиптических дисков галактик относительно квадрупольных возмущений в приливном поле двойных галактик для широкого диапазона отношений масс галактик, их взаимных расстояний и отношений полуосей дисков. Наиболее сложной является изменение картины устойчивости сжатых эллиптических дисков

ПРИЛОЖЕНИЕ 1

ПЕРЕХОД ДЛЯ КРУГОВОГО ДИСКА ($\alpha = \beta$) ОТ ПАРЫ К ОДИНОЧНОМУ ПРЕДЕЛУ ПРИ $m \rightarrow \infty$

Используем обозначения

$$f_{\text{lim}} = 2/(3 + m), \quad \tilde{f} = f/f_{\text{lim}}, \quad \tilde{\Omega} = \Omega/\sqrt{a_0}, \quad (\text{П1})$$

где m и f определены в (6.1). При равновесии кругового диска безразмерная угловая скорость $\tilde{\Omega}$ есть

$$\tilde{\Omega}^2 = f(1 + m) = 2\tilde{f}(1 + m)/(3 + m) \rightarrow 2\tilde{f} \quad \text{при } m \rightarrow \infty. \quad (\text{П2})$$

Наряду с безразмерными величинами в (П1), (П2), (6.1) введем дополнительно

$$\bar{\omega} = \omega / \sqrt{a_0},$$

$$\bar{d}_2 = d_2 / a^2 \quad \text{из (2.10),}$$

$$\bar{\omega}_1 = \omega_1 / \sqrt{a_0} \quad \text{из (3.14),}$$

$$\bar{\Delta}_1 = \Delta_1 / \sqrt{a_0}, \quad \bar{\Delta}_2 = \Delta_2 / \sqrt{a_0} \quad \text{из (3.19),}$$

$$\bar{k}_1 = k_1 / \sqrt{a_0}, \quad \text{из (4.8),}$$

(П3)

$$\bar{Q}_1 = Q_1 / a_0, \quad \bar{A}_1 = A_1 / (a_0 \sqrt{a_0}), \quad \bar{B}_1 = B_1 / (a_0 \sqrt{a_0}) \quad \text{из (5.6),}$$

$$\bar{A}_{ik} = A_{ik} / a_0^3 \quad \text{из (5.8), } i, k = 1, 2, 3, 4.$$

В дальнейшем изложении знак « \sim » везде опускается, т. к. используются только безразмерные величины. Для одиночного предела $m \rightarrow \infty$ кругового диска имеем

$$a = b = 1 \quad (\text{из (6.1)});$$

$$d_2 = -1;$$

$$\omega_1 = \sqrt{2} - \Omega, \quad \omega_2 = -\sqrt{2} - \Omega;$$

$$\delta_1 = \delta_2 = 1 \quad (\text{из (3.16)});$$

$$\bullet_1 = \Delta_2 = \omega_2 - \omega_1 = -2\sqrt{2};$$

$$k_1 = k_3 = -\omega_2, \quad k_2 = k_4 = -\omega_1;$$

(П4)

$$A_1 = 3\omega_1/2, \quad A_2 = 3\omega_2/2, \quad A_3 = 3(\omega_1 + \omega_2)/2, \quad A_4 = 3(\omega_1 - \omega_2);$$

$$B_1 = -3\omega_1/2, \quad B_2 = -3\omega_2/2, \quad B_3 = -3(\omega_1 + \omega_2)/2, \quad B_4 = 3(\omega_1 - \omega_2);$$

$$A_{12} = A_{13} = A_{23} = 0, \quad A_{14} = 9\omega_1(\omega_1 - \omega_2), \quad A_{24} = 9\omega_2(\omega_1 - \omega_2),$$

$$A_{34} = 9(\omega_1^2 - \omega_2^2) = -36\Omega\sqrt{2}.$$

Переходя к пределу $m \rightarrow \infty$ в дисперсионном уравнении (5.7), получаем с учетом (П2)—(П4) дисперсионное уравнение для квадрупольных колебаний одиночного кругового диска, разбивающееся на две части, (П5) и (П6):

$$\omega^2 - 2 = 0,$$

(П5)

$$\omega^6 - (10 + 12\Omega^2)\omega^4 + (48\Omega^4 + 72\Omega^2 + 75)\omega^2 - 64\Omega(2 - \Omega^2)^2 = 0. \quad (\text{П6})$$

Представив (П6) в виде

$$[\omega^2 - (5 - 12\Omega^2)\omega]^2 = [6\omega\Omega^2 - 8\Omega(2 - \Omega^2)]^2, \quad (\text{П7})$$

и извлекая корень из обеих частей (П7), получаем два уравнения

$$\omega^3 - (5 - 12\Omega^2)\omega \pm [6\omega\Omega^2 - 8\Omega(2 - \Omega^2)] = 0. \quad (\text{П8})$$

Заменой

$$\omega = \omega' \mp 2\Omega, \quad (\text{П9})$$

получаем из (П8)

$$\omega'^3 - 5\omega' \mp 6\Omega = 0. \quad (\text{П10})$$

Это совпадает с соответствующим уравнением для одиночного диска из [9], где использовалось изотропное равновесное решение, следующее из (3.1) при $d_2=0$. Отметим, что для одиночного кругового диска с решением, следующим из (3.1), предельным переходом, всегда имеется угловая скорость вращения системы координат, в которой решение является изотропным. Найдем характерные значения Ω для дисперсионного уравнения (П5), (П6).

а) Кратные корни в (П8), (П10) при одном и том же знаке, $\Omega = \Omega_{k1}$. Воспользуемся (П10), которое в этом случае представимо в виде

$$(\omega' - \alpha)^2 (\omega' - \beta) = \omega'^3 - 5\omega' \mp 6\Omega_{k1} = 0. \quad (\text{П11})$$

Отсюда имеем

$$\begin{aligned} 2\alpha + \beta &= 0, \quad \beta = -2\alpha; \\ \alpha^2 + 2\alpha\beta &= -5, \quad \alpha^2 = 5/3, \quad \alpha = \mp (5/3)^{1/2}, \quad \beta = \pm 2(5/3)^{1/2}, \\ \alpha^2\beta &= +6\Omega_{k1}, \quad \Omega_{k1} = \pm (1/3)(5/3)^{3/2}; \\ \alpha^2\beta &= -6\Omega_{k1}, \quad \Omega_{k1} = \mp (1/3)(5/3)^{3/2}; \\ \Omega_{k1}^2 &= 5^2/3^3. \end{aligned} \quad (\text{П12})$$

Соответствующее значение f из (П2) есть

$$f_{k1} = \Omega_{k1}^2/2 = 125/486 = 0.2572 \quad (\text{П13})$$

б) Равенство корней в уравнениях (П8), (П10) с различными знаками $\Omega = \Omega_{k2}$.

В этом случае одинаковые корни имеют уравнения

$$\begin{aligned} \omega^3 - (5 - 12\Omega_{k2}^2)\omega + 6\Omega_{k2}\omega^2 - 8\Omega_{k2}(2 - \Omega_{k2}^2) &= 0, \\ \omega^3 - (5 - 12\Omega_{k2}^2)\omega - 6\Omega_{k2}\omega^2 + 8\Omega_{k2}(2 - \Omega_{k2}^2) &= 0. \end{aligned} \quad (\text{П14})$$

Отсюда

$$\omega^2 = 5 - 12\Omega_{k3}^2 = (4/3)(2 - \Omega_{k2}^2). \quad (\text{П15})$$

Решение (П15) относительно Ω_{k2} дает

$$\Omega_{k2}^2 = 7/32, \quad f_{k2} = 7/64 = 0.109375. \quad (\text{П16})$$

в) Кратные корни в двойной системе, $\Omega = \Omega_p$, $P = k3, k4$.

Если значение $\omega = \pm \sqrt{2}$ является корнем одного из уравнений (П8), то возникает кратность с (П5), связанная с наличием второго компаньона. Подставляя $\omega = \pm \sqrt{2}$ в (П8), имеем

$$\begin{aligned} \pm 2\sqrt{2} \mp (5 - 12\Omega_p^2)\sqrt{2} + [12\Omega_p - 8\Omega_p(2\Omega - 2)] &= 0, \\ \pm 2\sqrt{2} \mp (5 - 12\Omega_p^2)\sqrt{2} + [12\Omega_p + 8\Omega_p(2 - \Omega_p^2)] &= 0, \end{aligned} \quad (\text{П17})$$

что сводится к двум уравнениям

$$8\Omega_{k3}^3 + 12\sqrt{2}\Omega_{k3}^2 - 4\Omega_{k3} - 3\sqrt{2} = 0. \quad (\text{П18})$$

$$8\Omega_{k4}^3 - 12\sqrt{2}\Omega_{k4}^2 - 4\Omega_{k4} + 3\sqrt{2} = 0. \quad (\text{П19})$$

Действительные решения (П18), (П19), соответственно, равны

$$\Omega_{k3} = 0.549, \quad f_{k3} = 0.1507; \quad \Omega_{k4} = 0.4315, \quad f_{k4} = 0.09308. \quad (\text{П20})$$

г) Нулевые кратные корни, $\Omega = \Omega_{k5}$

при

$$\Omega^2 = 2 = \Omega_{k5}^2 \quad (\text{П21})$$

уравнение (П6) имеет кратный нулевой корень.

Отметим, что влияние на корни дисперсионного уравнения оказывают кратные корни при $\Omega = \Omega_{k1}, \Omega_{k2}, \Omega_{k4}, \Omega_{k5}$; кратность корня при $\Omega = \Omega_{k3}$ на устойчивость не влияет. Области различной устойчивости (см. табл. 1) кругового диска в паре приведены на рис. 11. Они построены на основе численного решения общего дисперсионного уравнения (5.7). При $\Omega > \Omega_{k1}$, $f > 0.2572$ лежит область колебательной неустойчивости одиночного кругового диска, для которого решение имеет вид (3.1) с $d_2 = -1$. Значения $\Omega = \Omega_{k2}, \Omega_{k4}$ соответствуют точкам ветвления, из которых выходят колебательно неустойчивые решения круговых дисков в паре (рис. 11), а также дисков малой сплюснутости в парах с маломассивным спутником (рис. 1, 2).

д) Другой предельный переход к одиночному круговому диску.

Если положить в решении (3.1) $M_2=0$, а затем перейти к пределу одиночного кругового диска от одиночного эллиптического, то получим [17]

$$d_1 = \sigma^2(1 - 2\Omega^2/a_0)/3. \quad (\text{П22})$$

Получение предельного решения из общего (5.7) для этого случая затруднительно. Повторяя всю процедуру получения общего дисперсионного уравнения (5.7) для одиночного кругового диска с решением (3.1) при d_2 из (П22), получаем дисперсионное уравнение с использованием безразмерных ω из (П3) и Ω из (П1) в виде

$$\omega^2[\omega^2 + 12^2 - 5\Omega^2] - 36\omega^2\Omega^2 = 0. \quad (\text{П23})$$

Выражение в квадратных скобках (П23) сводится к уравнению

$$\omega^4 - (12\Omega^2 + 10)\omega^2 + (12\Omega^2 - 5)^2 = 0, \quad (\text{П24})$$

которое точно совпадает с соответствующим уравнением, полученным в [5].

Дисперсионные уравнения (П6) и (П23) описывают один и тот же круговой диск, но расположенный в системах координат, вращающихся с разной угловой скоростью. Обозначим угловые скорости вращения систем координат, где дисперсионные уравнения имеют вид (П6) и (П23) через Ω_1 и Ω_r соответственно. Система координат, в которой функция распределения изотропна, вращается с угловой скоростью Ω_1 , связанной с этими скоростями соотношениями

$$\Omega_1 = \Omega_r - 2\Omega_r = -\Omega_r, \quad \Omega_r = \Omega_r + 2\Omega_r(1 - 2\Omega_r^2)/3 = \Omega_r(5 - 4\Omega_r^2)/3, \text{ т. е.} \\ \Omega_1 = -\Omega_r(5 - 4\Omega_r^2)/3. \quad (\text{П25})$$

Граничной скорости вращения $\Omega_1 = \Omega_{k1} = \pm (1/3)(5/3)^{3/2}$ соответствует граничное значение $\Omega_{rk1} = \pm (5/3)^{1/2}$ и $f_{rk1} = \Omega_{rk1}^2/2 = 5/6 = 0.8333$. Значение Ω_{rk1} следует из (П24) и связано с Ω_{k1} соотношением (П25).

Одиночный некруговой диск стационарен только в одной системе координат, вращающейся со скоростью Ω_r . Все исследуемые здесь на устойчивость решения стационарны, поэтому модели с маломассивными спутниками на рис. 1, 6, при $m \rightarrow \infty$, вращаются с угловой скоростью Ω_r . Однако предельный переход к круговому диску при фиксированном (хотя и очень большом) m приводит к диску, вращающемуся с угловой скоростью Ω_1 , которой также стационарен, т. е. круговой диск стационарен при любом вращении координатной системы. Чем больше m , тем

ближе скорость вращения некрутового диска к Ω_1 и тем более узок переходный слой от Ω_1 к Ω_2 . На рис. 1 этот слой почти превратился в линию.

Институт космических исследований
АН России

STABILITY OF ELLIPTICAL STELLAR DISKS

II. GENERAL SOLUTION WITH QUADRATIC GRAVITATIONAL POTENTIAL

G. S. BISNOVATYI-KOGAN

The stability of elliptical disks is investigated in pairs and inside a uniform halo. A density distribution giving quadratic gravitational potential of the disk was considered. Account of tidal forces in binaries and the uniform halo does not violate the quadratic form of the potential. Quadrupole and dipole perturbations have been investigated. The dipole instability of elliptical disks in ellipsoidal halo was obtained. Elliptical disks in binaries may be elongated and compressed relative to the companion. At low mass companions the elongated disks are stable at slow rotation and compressed disks at the rapid one. The regions of various stability are constructed for quadrupole disk perturbations in binaries and inside spheroidal halos for different masses, distances between companions, axis ratios.

ЛИТЕРАТУРА

1. K. C. Freeman, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., 134, 15, 1966.
2. G. S. Bisnovatyi-Kogan, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., 174, 203, 1976.
3. Г. С. Бисноватый-Коган, Астрофизика, 19, 65, 1983.
4. С. Чандрасекар, Эллипсоидальные фигуры равновесия, Мир, М., 1973.
5. S. Tremaine, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., 175, 557, 1976.
6. A. Kalnajs, Astrophys. J., 175, 63, 1972.
7. Г. С. Бисноватый-Коган, Астрофизика, 20, 547, 1984 (работа I).
8. В. Л. Поляченко, И. Г. Шухман, Астрон. ж., 50, 97, 1973.
9. В. Л. Поляченко, А. М. Фридман, Равновесие и устойчивость гравитирующих систем, Наука, М., 1976.
10. G. S. Bisnovatyi-Kogan, Proc. School-Workshop „Plasma Astrophysics“, Sukhumi, USSR, May 1986; ESA SP-251, p. 21.
11. Г. С. Бисноватый-Коган, Я. Б. Зельдович, в сб. «Динамика и эволюция звездных систем», ВАГО ГАО, М.—Л., 1975, стр. 138.

12. Г. С. Бисноватый-Коган, *Астрофизика*, 21, 87, 1984
13. Г. С. Бисноватый-Коган, *Письма в Астроф. ж.*, 10, 181, 1984.
14. M. N. Rosenbluth, N. A. Krall, N. Rostoker, *Ядерный синтез, дополнено* в 1. 1962, стр. 143.
15. Г. С. Бисноватый-Коган, *Астрофизика*, 7, 121, 1971.
16. Ф. Морс, Г. Фешбах, *Методы теоретической физики*, т. 2, ИЛ, М., 1960 стр. 283.
17. Г. С. Бисноватый-Коган, *Препр. ИКИ, Пр-722*, 1982.
18. Г. С. Бисноватый-Коган, *Астрофизика*, 18, 377, 1983.
19. Н. Я. Согникова, *Вестн. ЛГУ, сер. 1: мат. мех., астроф.*, вып. 1, 97, 1990.

УДК 524.7—33

АНАЛИТИЧЕСКОЕ ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПАРАМЕТРОВ НЕКОТОРЫХ МОДЕЛЕЙ АКСИАЛЬНО-СИММЕТРИЧНЫХ РАСПРЕДЕЛЕНИЙ

Т. Г. АРШАКЯН

Поступила 8 апреля 1991

Принята к печати 15 сентября 1991

Уравнения, описывающие пространственные модели некоторых аксиально-симметричных распределений, аналитически разрешены относительно неизвестных коэффициентов (т. е. получена линейная связь между параметрами модели). Это разрешение позволяет использовать метод наименьших квадратов, определить наилучшие параметры, описывающие данные модели. Этими моделями описывается широкий класс параметров астрономических объектов, имеющих анизотропное распределение в пространстве.

1. *Введение.* Во многих работах [1—4] при исследовании крупномасштабной анизотропии Метагалактики были предложены модели, для которых различными статистическими методами обрабатывались наблюдательные данные внегалактических объектов (галактик, радиогалактик и скоплений галактик). При этом применение метода проб и ошибок для некоторых математических моделей, параметры которых связаны нелинейным образом, дает возможность выбрать из многих направлений то, для которого параметры модели имеют наименьшие дисперсии. Параметры, определенные таким образом, могут отличаться от истинных значений, так как для системы нелинейных уравнений, при приближенной их линеаризации, на отдельных участках возникают погрешности. Поэтому желательно представить уравнение модели в линейном виде. Это представление удобно тем, что позволяет получить линейную связь между параметрами модели.

В настоящей работе показана возможность аналитического разрешения параметров уравнений, задающих простые пространственные геометрические фигуры.

2. Уравнение гиперплоскости для некоторых аксиально-симметричных пространственных моделей. В этом параграфе мы будем рассматривать замкнутые аксиально-симметричные фигуры. В полярных координатах они описываются функциями, симметричными относительно полярной оси, с точкой отсчета наблюдателя, находящейся внутри фигуры на полярной оси (в дальнейшем вместо слов «точка отсчета наблюдателя» будем говорить «полюс» и вместо «фигура» — «модель»).

Уравнение, задающее пространственную модель, можно представить как функцию относительно двух переменных (полярный радиус ρ_i и полярный угол φ_i , $i = 1, \dots, N$, где N — некоторое число точек, принадлежащих кривой, описывающей модель). Пространственный вид модели дается вращением кривой функции относительно полярной оси, где последнее указывает направление пространственной ориентации (или же анизотропии) модели в выбранной системе координат.

Для определения наиболее вероятных параметров модели, уравнение, задающее модель, приводится к уравнению гиперплоскости (т. е. к уравнению поверхности многомерного пространства), после чего последнее, при числе наблюдательных данных большем, чем число неизвестных параметров, обрабатывается методом наименьших квадратов (м.н.к.).

Предположим, в сферической системе координат из наблюдений N объектов с координатами (l_i, b_i) получили некоторое пространственное распределение параметров (физических или геометрических) y_i , где $i = 1, \dots, N$.

Для описания распределения этих параметров выберем математическую модель, которая описывается в полярных координатах функцией, симметричной относительно полярной оси

$$y_i = T \cos \varphi_i + Z, \quad (1)$$

где φ_i — угол между осью анизотропии (полярной осью) и направлением наблюдаемых объектов. Неизвестными параметрами этой модели являются T , Z и направление анизотропии с координатами (l_0, b_0) .

Известно, что уравнение $y_i = T \cos \varphi_i$ (2) сводится к линейному виду [1] следующим образом. Косинус угла между осью анизотропии и направлением на наблюдаемые объекты представляется в виде

$$\begin{aligned} \cos \varphi_i = & \cos l_0 \cos b_0 \cos l_i \cos b_i + \sin l_0 \cos b_0 \sin l_i \cos b_i + \\ & + \sin b_0 \sin b_i. \end{aligned} \quad (2)$$

После подстановки этого выражения в (2) и применения обозначений

$$\begin{aligned} A_{1i} &= \cos l_i \cos b_i, & X_1 &= T \cos l_0 \cos b_0, \\ A_{2i} &= \sin l_i \cos b_i, & X_2 &= T \sin l_0 \cos b_0, \\ A_{3i} &= \sin b_i, & X_3 &= T \sin b_0 \end{aligned} \quad (3)$$

уравнение (2) переписется в виде $y_i = \sum_{k=1}^3 A_{ki} X_k$.

По аналогии с изложенным выше легко заметить, что уравнение (1) запишется в виде

$$y_i = \sum_{k=1}^3 A_{ki} X_k + Z. \quad (4)$$

Из этих N линейно-независимых уравнений, после применения м.н.к., получим систему нормальных уравнений, линейных относительно неизвестных коэффициентов (X_1, X_2, X_3, Z). Разрешив эти коэффициенты, определим параметры модели из соотношений (как это следует из (3))

$$\begin{aligned} T &= \sqrt{X_1^2 + X_2^2 + X_3^2}, & l_0 &= \arctg \left(\frac{X_2}{X_1} \right), \\ Z &= Z, & b_0 &= \arcsin \left(\frac{X_3}{T} \right). \end{aligned} \quad (5)$$

Уравнение (1) является более общим, чем (2), поэтому оно более точно описывает форму возможной анизотропии. Модель, заданная уравнением (1), более подходящая для статистической обработки различных параметров, так как модель (2) принципиально неприемлема для таких наблюдаемых параметров, как, например, красные смещения и сжатия галактик.

При $T=Z$ уравнение (1) описывает фигуру вращения кардионды, при $T \neq Z$, фигуру вращения «улитки Паскаля». К уравнению (1) можно свести другие уравнения, задающие некоторые простые геометрические модели.

а) Модель сферы со смещенным полюсом на произвольном расстоянии от центра симметрии.

Запишем уравнение сферы радиуса R с полюсом, смещенным на расстояние ρ_0 от центра в полярных координатах, в виде

$$\rho_i^2 = 2\rho_i \rho_0 \cos \varphi_i + (R^2 - \rho_0^2), \quad (6)$$

где ρ_i — значения полярного радиуса.

Неизвестными параметрами модели являются $R, \rho_0, (l_0, b_0)$.

Нетрудно заметить, что при обозначениях

$$\rho_i^2 = y_i, \quad R^2 - \rho_0^2 = Z, \quad \rho_0 = T$$

уравнение (6) подобно (1). Поэтому уравнение гиперплоскости для (6) запишется в виде:

$$\rho_i^2 = 2 \sum_{k=1}^3 (\rho_i A_{ki}) X_k + Z.$$

Тогда наимвероятные параметры смещенной сферы R, ρ_0 и направление анизотропии (l_0, b_0) определяется из соотношений (5) и

$$\rho_0 = T, \quad R = \sqrt{Z + T^2}.$$

б) Модель вытянутого эллипсоида вращения с полюсом в фокусе.

Эта модель задается уравнением смещенного эллипса с большой a и малой b полуосями, где полюс—фокус эллипса, полярная ось—большая полуось эллипса, направление анизотропии совпадает с направлением наибольшего полярного радиуса

$$\frac{1}{\rho_i} = \frac{a}{b^2} - \frac{\sqrt{a^2 - b^2}}{b^2} \cos \varphi_i. \quad (7)$$

Искомыми параметрами этой модели являются a, b и (l_0, b_0) .

При обозначениях

$$\frac{a}{b^2} = Z, \quad \frac{\sqrt{a^2 - b^2}}{b^2} = T, \quad \frac{1}{\rho_i} = y_i$$

уравнение (7) идентично (1), следовательно

$$y_i = Z - \sum_{k=1}^3 A_{ki} X_k.$$

Тогда направление анизотропии определится из выражений (5), а большая и малая полуоси эллипсоида—из соотношений

$$a = \frac{Z}{Z^2 - T^2}, \quad b = \frac{1}{\sqrt{Z^2 - T^2}}.$$

Зная величины полюсей, определим смещение полюса эллипсоида от центра

$$c = \sqrt{a^2 - b^2}.$$

2. Рассмотрим математическую модель, которая задается уравнением более общего типа

$$f(y_i) = G(y_i) \cdot T \cos \varphi_i + Z, \quad (8)$$

где f и G —известные функции от наблюдаемого параметра.

В частности, при $f = y_i$, $G = 1$ уравнение (8) совпадает с уравнением (1), при $f = y_i^2$, $G = y_i$ —описывает модель сферы со смещенным полюсом на произвольном расстоянии от центра, при $f = \frac{1}{y_i}$, $G = 1$ —описывает модель вытянутого эллипсоида вращения с полюсом в фокусе.

Запишем уравнение (8) в линейном виде

$$f(y_i) = \sum_{k=1}^3 S_{ki} X_k + Z, \quad (9)$$

где $S_{ki} = G(y_i) \cdot A_{ki}$.

Имея конкретный вид функций f и G сможем определить искомые параметры модели, применив м.н.к. к уравнению (9).

В работе Андреасяна [1] величина наблюдаемого параметра состоит из композиции двух, ориентированных в различных направлениях, диполей. Там же показано, что уравнение, описывающее такое распределение, приводится к линейному виду. Здесь мы обобщим этот результат для уравнения общего типа (8).

Предположим, что функция $F(y_i)$ состоит из композиции d различных моделей, описываемых уравнением (8):

$$F(y_i) = \sum_{a=1}^d f_a(y_i), \quad (10)$$

где $f_a(y_i) = G_a(y_i) T_a \cos \varphi_{ia} + Z_a$,

a —индекс для обозначения различных моделей.

Преобразуем уравнение (10) к линейному виду

$$F(y_i) = \sum_{a=1}^d \left(\sum_{k=1}^3 G_a(y_i) A_{ki} X_k + Z_a \right).$$

Применяя к последнему м.н.к., находим неизвестные коэффициенты X_{11} , X_{21} , X_{31} , ..., X_{1d} , X_{2d} , X_{3d} , а затем из формул (5) находим наиболее вероятные параметры (T_a , Z_a , (l_{0a} , b_{0a})) для каждой модели, соответственно.

В области астрономии эти модели могут применяться для описания анизотропных распределений Галактики и Метагалактики. Моделью (1) описываются: дипольная анизотропия микроволнового фона; крупномасштабная, оптическая и галактик IRAS дипольная анизотропия, образуемая разными выборками внегалактических объектов. Упрощенной моделью (10) в работе [1] описаны меры вращений, обусловленные магнитными полями Галактики и Метагалактики. Модель в подразделе (а) может применяться к отдельным скоплениям галактик и звезд.

Наличие анизотропной и изотропной составляющих в моделях (1), (8) и (10) дает возможность физически интерпретировать полученные результаты. Дисперсии параметров моделей могут служить критерием для выбора наиболее вероятной модели, если модель не выбрана заранее по каким-либо физическим соображениям.

Статистическая обработка некоторых наблюдательных данных по модели (1) проведена в работе [5].

Готовятся к публикации результаты, полученные по модели (4) о крупномасштабной пространственной ориентации больших осей протяженных двойных радиисточников типа FR II (по классификации Фонарова и Рили [6]).

Автор выражает благодарность Р. Р. Андреасяну, М. А. Мнацаканяну и А. А. Бегларяну за обсуждение результатов и полезные замечания.

Бюраканская астрофизическая
обсерватория

ANALYTICAL SOLUTION OF THE PARAMETERS OF SOME MODELS OF AXIAL-SYMMETRIC DISTRIBUTION

D. G. ARSHAKYAN

In this article we have managed to solve analytically the equations, which produce some axial-symmetric spatial models, concerning the unknown coefficients (that is, we have managed to get the linear connection between parameters of the model). This solution gave us the possibility to calculate the most probable parameters of the given models with the help of the least squares fitting method. By these models a wide range of observed parameters or astronomical objects having the anisotropic distribution in the space is described.

ЛИТЕРАТУРА

1. Р. Р. Андреасян, *Астрофизика*, 24, 363, 1986.
2. P. Birch, *Nature*, 298, 451, 1982.
3. D. G. Kendall, G. A. Young, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, 207, 637, 1984.
4. А. В. Манджос, А. Я. Трезуб, И. Ю. Изотова, В. В. Тельнюк-Адамчук, *Астрофизика*, 26, 321, 1987
5. Р. Р. Андреасян, Т. Г. Аршакян, А. Н. Макаров, М. А. Мнацаканян, *Материалы VII Всесоюзной конференции по проблемам теории относительности и гравитации*, Ереван, 1988, 398—400
6. B. L. Fanaroff, J. M. Riley, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, 167, 31, 1974..

УДК 524.726

ХИМИЧЕСКАЯ ЭВОЛЮЦИЯ СПИРАЛЬНОЙ ГАЛАКТИКИ

Б. В. ВАЙНЕР, А. Ю. ГЛУХОВ, В. В. ЧУВЕНКОВ

Поступила 21 февраля 1991

Принята к печати 23 сентября 1991

Представлены результаты численных расчетов эволюции диска спиральной галактики и радиальных градиентов содержания химических элементов (D , ${}^4\text{He}$, ${}^{12}\text{C}$, ${}^{13}\text{C}$, ${}^{14}\text{N}$, ${}^{16}\text{O}$, Fe). Показано, что наличие аккреции на галактику приводит к уменьшению величин радиальных градиентов на заключительном этапе эволюции. Сделан вывод, что хорошее согласие с наблюдениями гелия обнаруживается, если его первичное обилие составляет $Y_0 = 0.25$. Незначительное уменьшение содержания дейтерия за время эволюции Галактики подтверждает заключение о низкой плотности барьонной Вселенной: ${}^2_1h^1_{50} < 0.1$.

1. Введение. Исследование изменений химического состава вещества в галактиках позволяет определить обилие изотопов водорода, гелия и лития в первичном космологическом субстрате и, следовательно, сделать более адекватными реальности заключения о физических условиях в ранней Вселенной. Качество моделей эволюции галактики улучшается по мере увеличения количества включаемых в расчеты характеристик, численные значения которых можно непосредственно сопоставлять с наблюдениями. Естественно, что в этом аспекте наиболее полно изучена наша Галактика, и именно она использована в настоящей работе в качестве эмпирической основы рассмотренных моделей. Если ранее в цикле работ [1—3] мы рассматривали каждую галактику как единое целое, усредняя распространенности элементов по всему объему, то здесь предпринята попытка согласовать с наблюдениями радиальные градиенты химсостава вещества, плотности газа и звезд, сделать сколь угодно уверенные заключения о распределении плотности аккреционного потока.

В результате расчетов обилий легких элементов, элементов CNO-группы и железа удалось установить следующее:

- 1) Уменьшение обилия дейтерия не превышает фактора ~ 2 .
- 2) Первичное обилие гелия $V_0 = 0.25$.

3) Аккреция сильно сглаживает радиальные градиенты химсостава. В целом, эти выводы еще раз подтверждают заключение о низкой средней плотности вещества во Вселенной ($\Omega_b \leq 0.1$) и о небарионной природе скрытой массы.

2. *Модель галактики.* Рассмотрим эволюцию диска спиральной галактики, в которой происходит звездообразование и идет обмен веществом между диском и межгалактическим газом. Будем считать, что изначально масса диска равна массе межгалактического газа, приходящейся на одну галактику в скоплении [4]. Тогда эволюция радиального распределения поверхностной плотности газа в галактике описывается уравнением:

$$\frac{d}{dt} G(R, t) = -\psi(R, t) + J(R, t) - E(R, t) + A(R, t), \quad (1)$$

где $\psi(R, t)$ —скорость звездообразования, $E(R, t)$ —темп эжекции вещества в межгалактическую среду, $A(R, t)$ —темп аккреции на галактику, $J(R, t)$ —скорость возврата звездного вещества в межзвездную среду:

$$J(R, t) = \int_0^{\infty} E_*(m) \cdot \psi(R, t - \tau(m)) \cdot \Phi(m, t - \tau(m)) dm, \quad (2)$$

где $E_*(m)$ —доля массы звезды с начальной массой m , возвращаемая в межзвездную среду по окончании эволюции, $\tau(m)$ —время жизни звезды с массой m , $\Phi(m, t - \tau(m))$ —начальная функция масс звезд (m выражена в ед. M_{\odot}).

Соответственно, изменение со временем поверхностной плотности звезд на расстоянии R от центра галактики задается уравнением:

$$\frac{d}{dt} S(R, t) = \psi(R, t) - J(R, t). \quad (3)$$

Эволюция массовой концентрации i -го химического элемента определяется следующим уравнением:

$$\begin{aligned} \frac{d}{dt} [G(R, t) \cdot X_i(R, t)] = & -\psi(R, t) \cdot x_i(R, t) + J_i(R, t) - \\ & - E(R, t) \cdot X_i(R, t) + A(R, t) \cdot X'_i(t). \end{aligned} \quad (4)$$

где $X'_i(t)$ —обилие соответствующего элемента в межгалактической среде; $J_i(R, t)$ —скорость возврата звездами i -го элемента в межзвездную.

среду, которая получается из равенства (2) заменой величины $E_*(m)$ на $E_i(R, m, t)$, представляющую собой долю начальной массы звезды на расстоянии R от центра галактики, эжектируемую в межзвездную среду в виде i -го элемента. Величина $X_i(t)$ есть результат усреднения радиального распределения межгалактического обилия $X_i(R, t)$, эволюция которого описывается уравнением

$$\frac{d}{dt} [G'(R, t) \cdot X_i(R, t)] = E(R, t) \cdot X_i(R, t) - A(R, t) \cdot X_i(R, t), \quad (5)$$

где $G'(R, t)$ — поверхностная плотность межгалактического газа в цилиндре, перпендикулярном галактической плоскости; причем

$$\frac{d}{dt} G'(R, t) = E(R, t) - A(R, t). \quad (6)$$

Система уравнений (1) — (6) полностью определяет эволюцию газа и химических элементов в диске спиральной галактики. Все величины в этих уравнениях и далее нормированы на начальную массу диска M_0 с фиксированным радиусом R_g , а время измеряется в ед. 10^9 лет.

Скорость звездообразования предполагается пропорциональной плотности галактического газа:

$$\psi(R, t) = \alpha(t) \cdot G^n(R, t), \quad 1 < R \leq 16 \text{ кпк}, \quad (7)$$

причем рассмотрены модели с $n=1$, а зависимость коэффициента α от времени определяет общую переменность ψ на различных этапах эволюции спиральной галактики. Действительно, согласно «двухфазной» модели образования галактик [5], формирование диска происходит в результате вспышки звездообразования через $\sim (5 \div 8) 10^9$ лет после гало; в то же время, при образовании гало вещество диска в результате взаимодействия обогащается тяжелыми элементами [6], что ведет к необходимости учета соответствующей вспышки звездообразования и при рассмотрении эволюции диска. Соответственно, коэффициент $\alpha(t)$ в нашей модели имеет следующий вид [1]:

$$\alpha(t) = \begin{cases} -h_1 \cdot (t - t_1 + \Delta t)(t - t_1 - \Delta t) + a_0, & t_1 - \Delta t \leq t < t_1 + \Delta t \\ -h_2 \cdot (t - t_2 + \Delta t)(t - t_2 - \Delta t) + a_0, & t_2 - \Delta t \leq t \leq t_2 + \Delta t \\ a_0, & t_1 + \Delta t < t < t_2 - \Delta t, \quad t > t_2 + \Delta t. \end{cases} \quad (8)$$

Величины h_1 и h_2 представляют собой амплитуды вспышек звездообразования во время формирования гало $0 \leq t \leq 2$ и диска $4 \leq t \leq 6$, а вели-

чина α_0 — темп звездообразования по окончании вспышек. В результате расчета большого числа модельных вариантов оказалось, что наилучшее согласование с современными наблюдениями обнаруживается, если $h_1 = 0.4$, $h_2 = 0.8$ и $a_0 = 0.5$. Соответственно, все представленные ниже результаты получены в модели с такими параметрами. Функция $\psi(t)$, задаваемая равенствами (7), (8), представлена на рис. 1.

Начальное распределение газа, согласно [7], представляется в виде:

$$G(R, t = 0) = \beta \cdot R^p, \quad 1 \leq R \leq 16 \text{ кпк}, \quad (9)$$

где значение показателя $p = -1$, а $\beta = 0.576$ определяет выполнение условия равенства масс вещества в межгалактической среде и галактике с радиусом $R_g = 16$ кпк.

Далее кратко опишем основные модельные параметры, использованные в расчетах (подробное описание см. в работе [3]).

Начальная функция масс Φ не зависит от галактоцентрического расстояния, но зависит от времени таким образом, что ее максимум экспоненциально смещается от значения $m = 10$ при $t = 0$ до $m = 0.008$ в настоящий момент $t_g = 13.5$. Исследованное приближение отражает факт уменьшения джинсовской, массы при обогащении среды тяжелыми элементами [8, 9], а выбранное значение t_g соответствует возрасту Вселенной при постоянной Хаббла $h_{50} = H_0 / (50 \text{ км/с/Мпк}) = 1$. Тогда НФМ имеет вид:

$$\varphi(m, t) = 7.54 \cdot 10^{-2} \cdot m^{-1} \cdot \exp[-1.09(\lg m + f(t))^2 + 2.3 \cdot f(t)], \quad (10)$$

где функция $f(t)$ определяет закон смещения максимума:

$$f(t) = -3.076 \exp(-2t) + 1.02, \quad (11)$$

а коэффициенты в (10), (11) определяются из нормировочного соотношения

$$\int_0^{\infty} m \varphi(m, t) dm = 1.$$

Темп эжекции вещества из галактики пропорционален частоте вспышек сверхновых II типа:

$$E(R, t) = k \int_3^{\infty} E_s(m) \cdot \psi(R, t) \cdot \varphi(m, t) dm, \quad (12)$$

где $k = 3$.

Следует отметить, что закон радиальной зависимости коэффициентов в правой части системы (1)–(6), описанных выше, определяется

только равенством (9). В расчетах были использованы также зависимости $G(R, 0)$ с другими значениями ρ . Однако при этом конечные результаты обнаруживают значительные расхождения с наблюдениями, поэтому следует подчеркнуть, что значение $\rho = -1$ в наибольшей степени соответствует действительности, и представленные ниже результаты получены при $\rho = -1$.

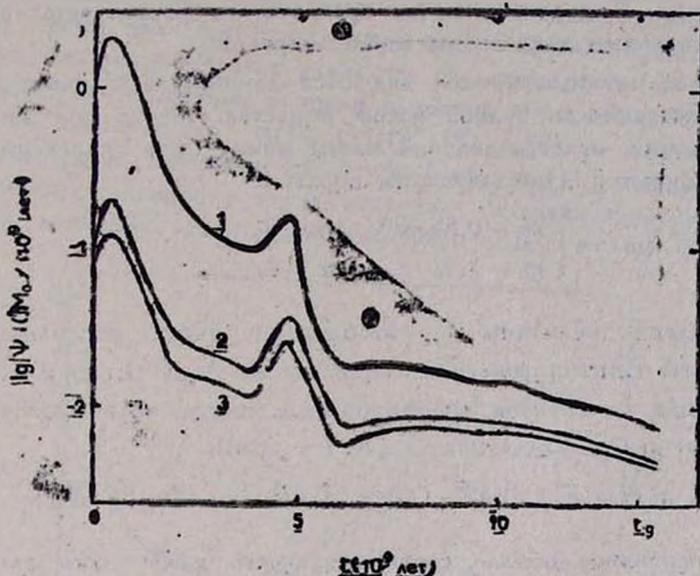


Рис. 1. Зависимость скорости звездообразования $\dot{\psi}$ от времени: 1—для $R=1$ кпк; 2—для $R=10$ кпк; 3—для $R=16$ кпк.

Темп аккреции на галактику предполагается экспоненциально убывающим со временем независимо от галактоцентрического расстояния:

$$A(t) = A_0 \exp(-\omega t/t_g), \quad (13)$$

где $A_0 = 0.03$, $\omega = \ln 3$; хотя, возможно, A также является функцией от R [10].

Кроме того, мы пренебрегаем радиальными потоками вещества, возникающими вследствие закона сохранения момента импульса, если вещество натекает на вращающуюся галактику перпендикулярно к ее плоскости. В этом случае газ на расстоянии R от центра галактики приобретает скорость, направленную к центру:

$$v_R = \frac{A \cdot R}{2 \cdot G} = 0.5 \left(\frac{A}{0.01} \right) \left(\frac{G}{0.1} \right)^{-1} \left(\frac{R}{10} \right) [\text{кпк}/10^9 \text{ лет}]. \quad (14)$$

Характерное время радиальной диффузии в галактике с $R_g = 15$ кпк составляет $\sim 3 \cdot 10^{10}$ лет, что больше t_g и значительно превышает характерное время изменения химсостава $\sim 10^9$ лет. Поэтому пренебрежение радиальными потоками в (1), (4) незначительно меняет конечные результаты.

Использованные приближения позволяют более четко определить эффекты, обусловленные только радиальной зависимостью скорости звездообразования. В дальнейшем мы предполагаем рассмотреть также модели с радиальным градиентом темпа аккреции.

Наиболее неопределенными являются данные, касающиеся звездной эжекции. Зависимость полной массы вещества, сброшенной звездой за время эволюции, от ее начальной массы может быть аппроксимирована, с учетом данных [11], следующим образом:

$$E_s(m) = \begin{cases} m - 0.55 m^{1/2}, & m \leq 8, \\ m - 1.4, & m > 8. \end{cases} \quad (15)$$

При нахождении величины E_{is} необходимо учесть не только обилие i -го элемента, синтезируемого в самой звезде $X_{is}(m)$, но и его содержание в среде, из которой сформировалась звезда, находящаяся на расстоянии R от центра Галактики $X_i(R, t - \tau(m))$:

$$E_{is}(R, m, t) = E_s(m) \cdot [X_{is}(m) + (X_i(R, t - \tau(m)) - X_{i0})], \quad (16)$$

где X_{i0} — первичное обилие соответствующего химического элемента.

Зависимости $X_{is}(m)$ были аппроксимированы для ${}^4\text{He}$ и CNO-элементов с учетом данных работ [12—14]; для железа — с учетом данных [12, 15] и для лития — исходя из данных [16, 17] (т. к. дейтерий полностью выгорает в звездах, для этого элемента $E_{is}(m) = 0$). Первичные обилия рассмотренных химических элементов соответствуют их производству в стандартной модели с параметром $\Omega_b = 0.08$; т. е. $X_0(D) = 8 \cdot 10^{-5}$; $X_0({}^4\text{He}) = 0.25$; $X_0({}^7\text{Li}) = 2 \cdot 10^{-10}$, начальные обилия остальных элементов предполагаются равными нулю. Кроме того, один модельный вариант был рассчитан с первичным обилием гелия $X_0({}^4\text{He}) = 0.23$ [18, 19].

3. *Результаты.* Результаты представлены на рис. 2—6. Рис. 2 иллюстрирует современные радиальные распределения галактического содержания газа и скорости звездообразования в Галактике. Видно, что начальное распределение плотности, пропорциональное R^{-1} , к настоящему времени практически полностью нивелируется и сейчас близко к постоянной величине $G \sim 10^{-3}$ для $R > 3$ кпк. Для галактики с массой

$M = 10^{11} M_{\odot}$ это соответствует $\psi \sim 0.5 M_{\odot}/\text{год}$, что находится в хорошем согласии с наблюдательными данными для нашей Галактики [20, 21]. В околоядерной области звездообразование и сегодня идет интенсивнее, здесь $\psi \sim (0.8 \div 1) \cdot 10^{-2}$ ($\sim 0.8 \div 1 M_{\odot}/\text{год}$). Соответственно, доля образовавшихся звезд уменьшается от центра к краю дисковой подсистемы галактики, чем объясняется полученный положительный градиент содержания газа. Радиальное распределение поверхностной плотности газа в настоящее время является практически плоским, что хорошо согласуется с наблюдениями. Следует отметить, что этот результат практически не зависит от начальных условий и получается в моделях с большим набором зависимостей $\omega(t)$ и $G(R, 0)$. Детали зависимости $G(R, t_g)$, в частности, максимум на $R \sim 3-5$ кпк, могут быть получены только с учетом зависимости темпа аккреции от галактоцентрического расстояния и, возможно, радиальной диффузии газа.

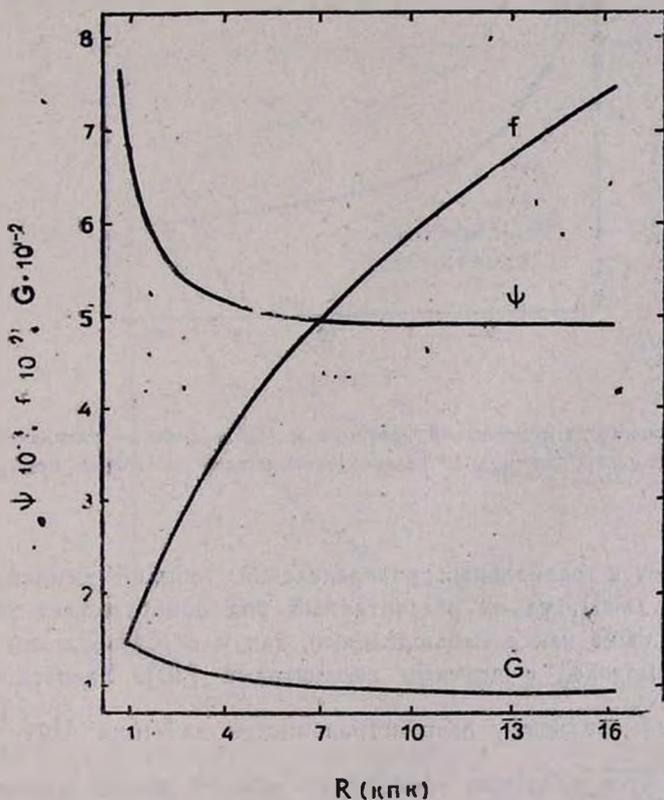


Рис. 2. Зависимости поверхностной плотности газа G (в ед. M_0), скорости звездообразования ψ (в ед. $M_0 / 10^9$ лет) и относительного содержания газа $f = G/(G + S)$ от галактоцентрического расстояния в момент времени $t_g = 13.5 \cdot 10^9$ лет.

Следует еще раз подчеркнуть, что конечные результаты определяются соотношением между временными интегралами скорости звездообразования и аккреции и слабо зависят от дифференциального вида этих функций, причем на заключительном этапе (при $t > 6$), когда $\psi \sim A \sim 10^{-2}$, эволюция определяется в первую очередь аккрецией вещества из межгалактической среды, и содержание газа в течение этого периода изменяется слабо [1—3].

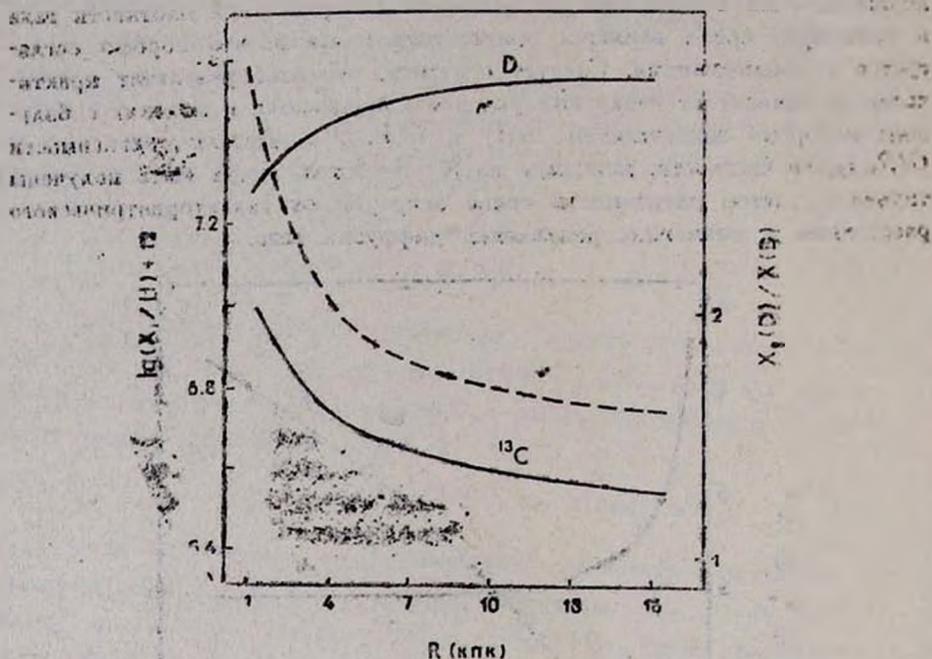


Рис. 3. Зависимости содержаний дейтерия и ^{13}C и фактора уменьшения первичного обилия дейтерия (цифр) от галактоцентрического расстояния при $t_g = 13.5 \cdot 10^9$ лет.

Что касается радиальных распределений обилий химических элементов (рис. 3—6), то их рассчитанный вид обнаруживает удовлетворительное согласие как с наблюдениями, так и с результатами расчетов аналогичных моделей с другими параметрами [10]. Удастся получить положительный градиент распространенности дейтерия $\Delta \lg \left(\frac{\text{D}}{\text{H}} \right) / \Delta R = 0.02 \text{ кпк}^{-1}$ и отрицательные градиенты обилий других рассмотренных элементов. Так, для кислорода эта величина составляет $\Delta \lg \left(\frac{^{16}\text{O}}{\text{H}} \right) / \Delta R =$

— 0.03 клк^{-1} , причем соотношение $\frac{^{14}\text{N}}{^{16}\text{O}}$ не зависит от радиуса и близко к солнечному $\lg\left(\frac{^{14}\text{N}}{^{16}\text{O}}\right) = -0.7$. Эти значения хорошо согласуются с наблюдательными результатами [22]. Несколько меньший градиент обилия кислорода по-прежнему обусловлен постоянством темпа аккреции в рассмотренной модели. Фактор уменьшения галактического содержания дейтерия, как и в предыдущих работах [1—3], является малым $X_0(D)/X^{об}(D) \leq 2$, что оставляет в силе сделанный ранее вывод о величине Ω_0 . Анализируя полученное радиальное распределение обилия гелия, следует отметить, что значение $Y_0 = 0.25$ в большей степени согласуется с наблюдениями этого элемента в околосолнечной окрестности, нежели $Y_0 = 0.23$. Однако, если достоверность последнего значения подтвердится, то в современные представления о эволюции ^4He в Галактике необходимо будет внести изменения.

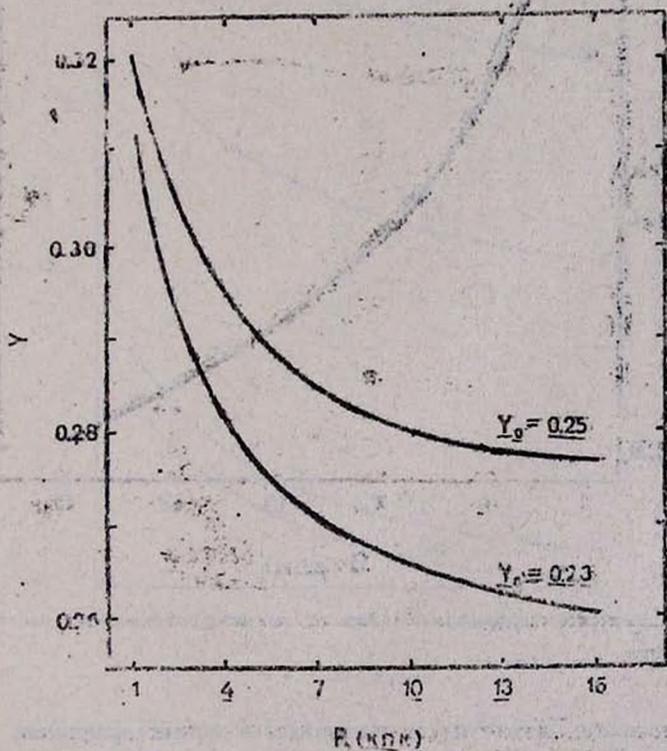


Рис. 4. Зависимость массовой концентрации ^4He от галактоцентрического расстояния при различных значениях его первичного обилия Y_0 .

Наконец, полученная распространенность лития также хорошо соответствует наблюдениям этого элемента в диске Галактики [23, 24], хотя удовлетворительно точных данных о радиальном градиенте обилия этого элемента в Галактике пока нет, и их получение во многом связано с предстоящими наблюдениями.

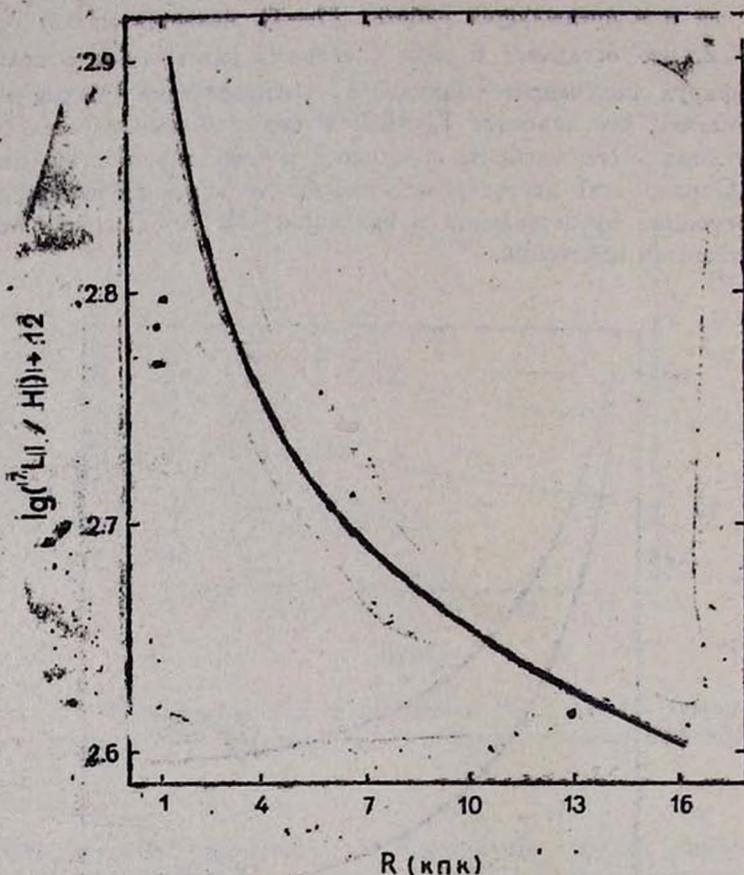


Рис. 5. Зависимость содержания лития от галактоцентрического расстояния при $t_g = 13.5 \cdot 10^9$ лет.

4. *Заключение.* Как следует из представленных графиков, конечные результаты расчетов химической эволюции диска спиральной галактики в рассмотренных моделях удовлетворительно согласуются с совокупностью современных наблюдательных данных о составе диска нашей Галактики. Это позволяет подтвердить правильность основных выводов

работ [1—3], касающихся галактической химической эволюции. Главным из них является утверждение о доминировании аккреции вещества на галактику на заключительном этапе эволюции, при $t > 6 \cdot 10^9$ лет. Это явление, приводящее к практическому постоянству химического состава диска в это время [25, 26], определяющее малую степень уменьшения первичного обилия дейтерия ≤ 2 [1—3] и, возможно, вызывающее уменьшение галактической металличности при красных смещениях $z < 1$ [27, 28], обуславливает также сглаживание распределений химических элементов по радиусу галактики. Вместе с тем, для улучшения согласования с наблюдениями в дальнейшем необходимо рассмотрение

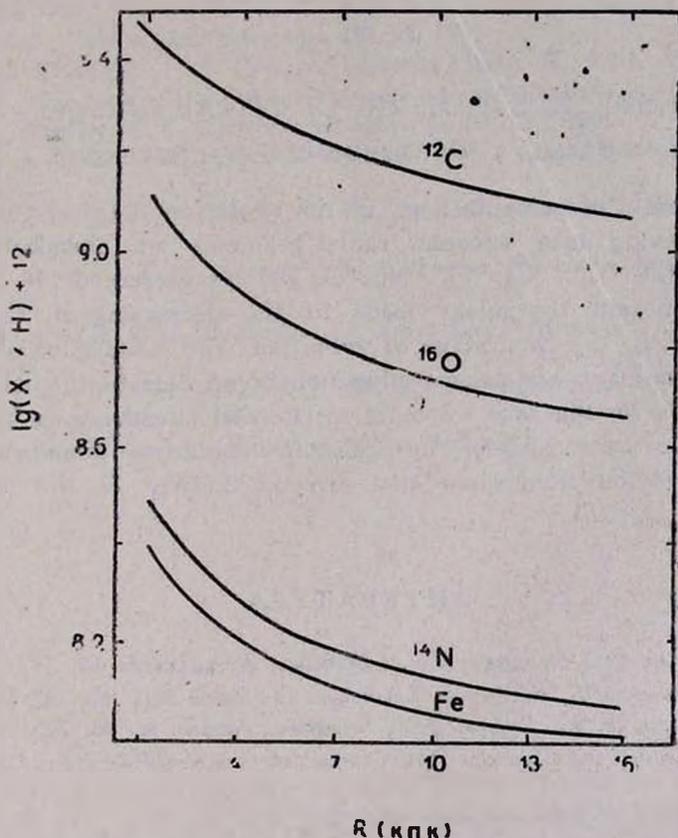


Рис. 6. Зависимости содержания элементов групп CNO и железа от галактоцентрического расстояния при $t = 13.5 \cdot 10^9$ лет.

более детализированных моделей. В частности, необходим учет зависимости плотности аккреционного потока от радиуса галактики, а также,

возможно, наличие его радиальной составляющей и отличия показателя n в (7) от единицы [10, 29]. Однако основной космологический вывод, следующий из представленных результатов, совпадает с выводами работ [1—3]: наилучшее согласование между наблюдаемыми сегодня и произведенными в ранней Вселенной обилиями химических элементов (с учетом галактической эволюции) проявляется в стандартной модели горячей Вселенной с параметром барионной плотности $\Omega_b h_{50}^2 = 0.1$, что говорит о небарионной природе скрытой массы.

Ростовский государственный
университет

CHEMICAL EVOLUTION OF SPIRAL GALAXY

B. V. VAINER, A. YU. GLUKHOV, V. V. CHUVENKOV

The results of computations of the evolution of spiral galaxy flat subsystem taking into account radial gradients of chemical element abundances (D, ^4He , ^{12}C , ^{13}C , ^{14}N , ^{16}O , Fe) are presented. It is shown that accretion onto the galaxy leads to the decreasing of the radial gradients during the final stage of evolution. The conclusion about the best agreement between calculated and observed data on the helium evolution is made for the case when its primordial abundance is $Y_0=0.25$. Small factor of decreasing of the primordial deuterium abundance confirms the previous conclusion that baryon density in the Universe is small: $\Omega_b h_{50}^2 < 0.1$.

ЛИТЕРАТУРА

1. Б. В. Вайнер, В. В. Чувенков, Ю. А. Щекинов, *Астрофизика*, 30, 437, 1989.
2. V. V. Chuvankov, B. V. Vainer, *Astrophys. and Space Sci.*, 154, 287, 1989.
3. Б. В. Вайнер, А. Ю. Глухов, В. В. Чувенков, *Астрон. ж.*, 68, 225, 1991.
4. C. L. Sarazin, X-ray Emissions from Clusters of Galaxies, Cambridge Univ. Press, 1988.
5. А. А. Сучков, *Астрон. циркуляр*, № 1423, 1986, стр. 3.
6. Y. Kamai, Y. Sabano, M. Tosa, *Astrophys. and Space Sci.*, 143, 257, 1988.
7. J.-M. Alimi, F. R. Bouchat, R. Pellat, J.-F. Sygnet, F. Moutarde, *Astrophys. J.*, 354, 3, 1990.
8. А. Г. Дорошкевич, И. Г. Колесник, *Астрон. ж.*, 53, 10, 1976.
9. J. Silk, *Astrophys. J.*, 211, 638, 1977.
10. F. Matteucci, J. Franco, P. Francois, M. A. Tregler, *Rev. Mexican Astron. Astrofiz.*, 18, 145, 1989.
11. I. J. Iben, J. W. Truran, *Astrophys. J.*, 220, 933, 1973.

12. *A. Renzini, M. Volt, Astron and Astrophys., 94, 175, 1981.*
13. *S. E. Woosley, T. S. Axelrod, T. A. Weaver, Stellar Nucleosynth. Proc. 3-rd Workshop Adv. Sch. Astron., Erice, 1983, Dordrecht e. a.: Reidel, 263, 1984.*
14. *N. Prantzos, C. Doom, M. Arnould, C. de Loore, Astrophys. J., 304, 695, 1986.*
15. *А. В. Тулуков, Науч. информ. Астрон. Совета АН СССР, 304, 695, 1983.*
16. *F. D'Antona, Astrophys. and Space Sci., 112, 351, 1985.*
17. *C. P. Deliyannis, P. Demarque, S.D. Kawaler, Prepr. Center Solar and Space Res., Yale Univ., 1989.*
18. *J. Lequeux, M. Peimbert, J. F. Rago, A. Serrano, S. Torres-Peimbert, Astron. and Astrophys., 80, 155, 1979.*
19. *Ю. И. Изотов, В. А. Липовецкий, И. Г. Гусева, А. Ю. Князев, Астрон. ж., 67, 682, 1990.*
20. *M. Tosi., Astron. and Astrophys., 197, 33, 1988.*
21. *А. С. Марочник, А. А. Сучков, Галактика, Наука, М., 1984, стр. 392.*
22. *D. R. Garnett, G. A. Shields, Astrophys. J., 317, 82, 1987.*
23. *D. L. Lambert, S. R. Sawyer, Astrophys. J., 283, 192, 1984.*
24. *R. Cayrel, G. C. de Strobel, B. Campbell, W. Dappen, Astrophys. J., 283, 205 1984.*
25. *R. G. Calberg, P. C. Dawson, T. Hsu, D. A. VandenBergh. Astrophys. J., 294, 674, 1985.*
26. *В. Г. Клочкова, Т. Б. Мишенина, В. Е. Панчук, Письма в Астрон. ж., 15, 315, 1989.*
27. *C. C. Steidel, W. L. W.Sargent, A. Boksenberg, Astrophys. J., Lett. 333, L5 1988.*
28. *U. Fritze—V. Alvensleben, K. J. Fricks, H. Kruger, H.-H. Loose, Astron. and Astrophys., 224, L1, 1989.*
29. *R. C. Jr. Kennicutt, Astrophys. J., 344, 685, 1989.*

УДК 524.354.6—622

ON THE STUDY OF INTERNAL STRUCTURE OF
SUPERDENSE CELESTIAL BODIES

G. T. TER-KAZARIAN

Received 2 april 1991

Accepted 10 may 1991

Different in principle from the contemporary standard black hole accretion models a new approach to the understanding of internal structure of highly compact stationary supermassive celestial bodies has been worked out. The equations of equilibrium configurations of baryonic protomatter (ECBP) have been discussed. In a particular case of ideal degenerated neutron gas in absence of the process of inner distortion of space and time, it has been shown that the suggested by the author theory leads to the same results as those obtained by Oppenheimer and Volkoff based on Einstein's theory. The numerical integration of equations of ECBP in the most simple case of equilibrium single-component configurations of degenerated ideal gas of neutrons in the presence of one-dimensional space-like inner distortion of space-time continuum is carried out. It has been shown that the stable stationary supermassive cores are formed in the central parts of considered configurations. As the models of active galactic nuclei (AGNs) one has considered only the configurations consisting of these cores surrounded by accretion disks. The fundamental difference from the standard black hole accretion models is the fact that the central cores are in stable equilibrium state with certain radial distributions of density and pressure and with a number of integral characteristics. The significant effect of metric singularity cut-off has been established, due to the action of which a singularity of metric ceases to be significant. The numerous integrations also have revealed an other fact of great importance of the presence of a rigorous restriction within the outlined theory on the upper limit of possible values of total masses of considered equilibrium configurations, which is to be $M \leq 3.5 \times 10^8 M_{\odot}$. In the last section one has proceeded to the direct modelling of concrete AGNs (for 61 sources), a whole point of which comes to the solving of an inverse problem. The results of all calculations which have been carried out in the present work are summarized in tables 1—5 and are represented by means of a few figures. At last one should emphasize the important fact of the existence of BL Lac objects OJ 287, 3C 66A and B2 1308 + 32, the observed time-scale for flux variations of which are inconsistent with contemporary black hole accretion models. The case is quite different within the scope of the suggested theory. It seems that a decisive significance for these objects has the action of metric singularity cut-off effect. Due to it their observed sizes appeared to be less than the sizes of corresponding spheres of event horizon. This may serve as a further indication that suggested theory is preferable against the standard models.

1. *Introduction.* There is a sufficiently large number of observational data in astrophysics which proves the presence of highly compact supermassive formations existing in the stable stationary state for a long time compared to the age of the Universe. The important astrophysical phenomenon like the active galactic nuclei (AGNs) with super-Eddington luminosity is related to such objects. It is generally accepted to describe AGNs by means of standard black hole accretion models [2—5]. In standard scenario the central engine is a massive black hole into which a matter accretes through an accretion disk. According to conventional physics, the massive black holes must exist in these celestial bodies as well as in the nuclei of all galaxies that have ever experienced a violently active phase, just because of their more efficient power supply. A black hole has been formed as an almost inevitable endpoint of the gravitational collapse of a large fraction of total mass of supermassive configuration which has took place after the entire burning of the whole amount of spared intrinsic energy. The standardized black hole is characterized by just two parameters—mass and spin—and is described by the Kerr metric. The black holes are being fueled steadily via the thick accretion disks. Such evolutionary processes of accretion onto massive black holes as the prime energy sources have immense emissive power. Due to it the idea that they can provide observed superhigh luminosity of AGNs becomes widely acknowledged among the astrophysicists.

The fact that accretion processes really take place in AGNs seems to be already established and proved for certain by lots of observations. Within respect to standard models one should note that such approach to understanding of physics of superdense equilibrium configurations, based on the main idea of black holes, suffers from some grave shortcomings. First among them—a fate of collapsing sphere, with respect to the proper coordinate system that is being used, remains indefinite. Due to such unbelievably extreme conditions when a theory breaks down inside the black hole where static observers cannot exist, because they are inexorably drawn into the central singularity, the possibility for calculation of corresponding integral characteristics of AGNs, particularly such as the total mass, radius etc., is absent. But the main deficiency is the fact that observed time-scales for flux variations of some objects are inconsistent with contemporary black hole accretion models. That is on the base of the diagram of the minimum variability time-scale against the bolometric luminosity for 60 sources it has been shown that few BL Lac objects—B2 1308+72, 3C 66A, OJ 287, AO 0235+16 and Quasars—3C 345, 3C 446, 3C 454.3, LB 9743 remained in forbidden zone (particularly the initial three of them)

[6, 7]. Therefore the creation of new viable theoretical constructions for the explanation of an abundant specter of observational data, especially for the understanding of physics of the considered above celestial bodies, is a problem of paramount importance.

An alternative approach to the understanding of internal structure of these objects is outlined by the author [8—10], who makes use of a basic assumption that supermassive stable cores exist in their central parts. Of course, it is impossible to obtain the solution of this problem within the scope of well established and generally accepted contemporary theoretical conceptions, because of fundamental difficulties encountered: 1. The presence of gravitational radius as the lowest limit for valid radius of any gravitating mass at hydrostatic equilibrium: 2. The problem of hydrostatic equilibrium of such configuration under the condition of high increase of its total mass.

Actually, General Relativity imposes a rigorous restriction on a possible upper limit of density. For example, a condensed matter of order of magnitude of galaxy mass should have radius $R < (9/8) R_g \approx 0.01$ pc and density $\rho < 2 \cdot 10^{-6} \text{ gcm}^{-3}$ (R_g is gravitational radius).

While super-increasing of total mass of configuration one undoubtedly achieves (irrespective of the used theory) a critical turning point, beyond which the gravitational forces of compression become dominant (a stage of relativistic collapse). Moreover, it is enough to add from the outside a small amount of energy near-by the critical point in order to begin a process of irresistible infinite catastrophic compression of configuration under the pressure of grand forces. That is how the matter stands, as nothing can hold the collapse until one shouldn't point out a concrete mechanism which can provide a proportional increase of internal pressure of gas with the rising in amount of mass of configuration (that is, with the increase of gravitational forces). Only due to validity of hydrostatic equilibrium a supermassive formation can really remain in a stable state for a long time.

Recently an opportunity has risen to overcome the mentioned above difficulties on the base of gravitational theory which is worked out in [1]. For the first time, the latter enables us to assume the quite new properties of space-time displayed in the region of small space-time intervals and to study the processes proceeding under such conditions. This fact apparently has decisive importance for more profound understanding of the physics of superdense matter.

At a superhigh density greater than a nucleus ($\rho > 2.85 \cdot 10^{14} \text{ gcm}^{-3}$, $N > 10^{20} \text{ cm}^{-3}$, to which the distances ≤ 0.4 Fermi correspond) a space-time continuum is distorted [1]. Under this condition the quite new

phenomena are displayed. First among them — an acquisition of distorted energy-momentum and mass at rest of particle. A second — an asymptotic freedom of interaction of fields, which is carried out by means of the vector gauge fields. Due to the first each particle of gas undergoes the phase transition and, hence, goes off from the mass shell. Under such conditions law of conservation of energy-momentum in conventional form is substituted by a new one, that is the conservation law of distorted (generalized) energy-momentum of isolated system is found in distorted space-time continuum. Due to the second phenomenon the nuclear repulsive forces between baryons are damping down to zero with an increase of density of configuration.

New phase state of matter, which is found in distorted space-time continuum, will be called a protomatter. As one should be convinced later on, within the scope of the theory suggested below just the process of inner distortion of space-time provides the proportional rising of internal pressure of degenerated baryon gas with the increase of gravitational forces of compression. This process counteracts of the catastrophic collapse and a stable equilibrium remains valid even up to the limit of masses much greater than Solar mass.

The mentioned above phenomena are directly due to the global properties of space-time continuum, that is why they hold irrespective of the chosen model of configuration.

The present paper is dedicated to the study of the internal structure of supermassive compact celestial bodies and their modelling by means of numerical methods.

2. *The equations of equilibrium configurations of baryonic protomatter (ECBP).* For simplicity, we shall treat the spherical—symmetric configurations. The set of equations of ECBP, which determines the internal structure of such configurations (at „zero temperature“), involves the equations of fields of gravitation and inner distortion, the equations of hydrodynamic equilibrium and state of baryonic protomatter. In the case of the absence of transversal stresses and transference of masses in spherical-symmetric distribution of matter, which is found in distorted space $P(3)$, the energy-momentum tensor is given as follows:

$$T_1^1 = T_2^2 = T_3^3 = -P^f(r), \quad T_0^0 = \rho^f(r), \quad r \in P(3), \quad (2.1)$$

where $P^f(r)$ and $\rho^f(r)$ are the proper pressure and macroscopic density of energy of protomatter correspondingly (which are measured with respect to the proper frame of reference that is being used).

a) The equations of fields of gravitation $a_0(r_p)$ and inner distortion $\tilde{a}_{0\alpha}(r_p)$, $\bar{a}_\alpha(r_p)$ ($\alpha = 1, 2, 3$) are written down

$$\Delta_r a_0 = - (1/2) \{ g_{00} (\partial g^{00} / \partial a_0) \rho^f(r) - [g_{33} (\partial g^{33} / \partial a_0) + g_{11} (\partial g^{11} / \partial a_0) + g_{22} (\partial g^{22} / \partial a_0)] P^f(r) \}, \quad (2.2)$$

$$(\Delta_p - c^2 m_a^2 / h^2) \tilde{a}_{0\alpha} = - (1/2) \{ g_{00} (\partial g^{00} / \partial \tilde{a}_{0\alpha}) \rho^f(r) - [g_{33} (\partial g^{33} / \partial \tilde{a}_{0\alpha}) + g_{11} (\partial g^{11} / \partial \tilde{a}_{0\alpha}) + g_{22} (\partial g^{22} / \partial \tilde{a}_{0\alpha})] P^f(r) \} \theta(h/m_a c - n^{-1/3}), \quad (2.3)$$

$$(\Delta_p - c^2 m_a^2 / h^2) \bar{a}_\alpha = - (1/2) \{ g_{00} (\partial g^{00} / \partial \bar{a}_\alpha) \rho^f(r) - [g_{33} (\partial g^{33} / \partial \bar{a}_\alpha) + g_{11} (\partial g^{11} / \partial \bar{a}_\alpha) + g_{22} (\partial g^{22} / \partial \bar{a}_\alpha)] P^f(r) \} \theta(h/m_a c - n^{-1/3}). \quad (2.4)$$

Here $g_{\mu\nu}$ is the metric tensor of curved and inner distorted continuum $g: T_p \otimes T_p \rightarrow C^- (P(3) \oplus T_f(1))$, m_a is a mass at rest of fields $\tilde{a}_{0\alpha}$ and \bar{a}_α , $r_p \in P(3)$, $P(3)$ is a three-dimensional plane space, n is an ordinary concentration of baryons, and a step function $\theta(t)$ is given

$$\theta(t) = \begin{cases} 1 & t > 0, \\ 0 & t < 0. \end{cases} \quad (2.5)$$

Diffeomorphism $r(r_p): P(3) \oplus T(1) \rightarrow P(3) \oplus T(1)$ is defined by means of formula

$$r_p = r - R_g/4. \quad (2.6)$$

Compton length of fields $\tilde{a}_{0\alpha}$ and \bar{a}_α is less than or equal to 0.4 Fermi

$$h/m_a c \leq 4 \times 10^{-14} \text{ cm}. \quad (2.7)$$

b) The equation of hydrostatic equilibrium has a form

$$\partial P^f / \partial r + (\rho^f + p^f) F = 0, \quad (2.8)$$

where

$$F = g^{03} \partial g_{00} / 2 \partial r. \quad (2.9)$$

c) Due to the inner distortion of a continuum $P(3) \oplus T(1)$, each particle of gas undergoes the phase transition as follows:

$$\begin{aligned} E_k &\rightarrow E_k^f, & (E_k, \bar{P}_k, m_k) &\propto P(3) \oplus T(1), \\ \bar{P}_k &\rightarrow \bar{P}_k^f, & (E_k^f, \bar{P}_k^f, m_k^f) &\propto P(3) \oplus T(1), \\ m_k &\rightarrow m_k^f. \end{aligned} \quad (2.10)$$

where E_k, \bar{P}_k, m_k are the energy, momentum and mass at rest of particle of k-th type.

It is true that the parameters of ordinary configurations of baryonic matter are sensitive to any change of equation of state. But it is a well established fact too that no change of this equation (if only one doesn't take into account the mentioned phenomenon of distortion of space-time) can lead to superlarge masses of configurations. Analogous to the standard method the state equation of baryonic protomatter has derived from a general principle of minimum of density of distorted energy of configuration and also by using of conservation laws of baryonic and electric charges. In the region of densities above nucleus the miscellaneous stable hyperons emerge just because of Pauli's principle. At the sufficiently high density, when all types of baryons are presented in a medium, one gets:

$$\rho^f = K_n^f \sum_k \delta_k^f (\text{sh } t_k^f - t_k^f) + n^f U^f(n^f) + n_k^f m_k^f c^2, \quad (2.11)$$

$$P^f = (1/3) K_n^f \sum_k \delta_k^f (\text{sh } t_k^f - 8 \text{sh } (t_k^f/2) - 3t_k^f) + (n^f)^2 dU^f(n^f)/dn^f, \quad (2.12)$$

where

$$\begin{aligned} t_k^f &= 4 \text{arsh } (P_k^f/m_k^f c), & K_n^f &= (m_n^f)^4 c^5 / 32\pi^2 h^3, \\ \delta_k^f &= (m_k^f/m_n^f)^4, & P_k^f &= (3\pi^2)^{1/3} h n_k^{1/3}, \\ P_k^f &= (3\pi^2)^{1/3} h (n_k^f)^{1/3}. \end{aligned} \quad (2.13)$$

Here one makes summation over all baryons, m_n^f is distorted mass at rest of neutron, P_k^f is distorted Fermi momentum, n_k^f is distorted concentration of particles. To make use of proper formulae one can determine all t_k^f by means of corresponding parameter of neutron t_n^f . Therefore the problem can be reduced to determination of t_n^f as a function of radial distance. Actually the parameters t_k^f are functions of corresponding concentrations of particles, but in its turn some relations are

valid between the latters. One should note that a phase stratification of configuration of mixed baryonic gas also takes place in considered case of inner distortion of space-time. For instance one can readily show that the following relations present between distorted concentrations of baryons with the same electric charges

$$n_i^f = n_i^f [1 - (B_i^f/n_i^f)^{2/3}]^{3/2}, \quad (2.14)$$

where B_i^f are the threshold densities

$$B_i^f = (1/3\pi^2)(m_i^f c/h)^3 [1 - (m_i^f/m_i^f)^2]^{3/2}. \quad (2.15)$$

The relation (2.14) is valid for any selection of baryons.

The nuclear forces are transferred by means of quanta of Yang-Mill's vector gauge fields. Therefore according to [1] a nuclear potential energy $U(n)$ for per baryon undergoes to the renormalization due to the distortion of continuum

$$U(n) \rightarrow U^f(n^f, \bar{\theta}). \quad (2.16)$$

where $\bar{\theta}$ is the angle of inner distortion. One must distinguish the above mentioned phenomenon from the well known one predicted by Quantum Chromodynamics (QCD). According to it the strong interactions between the colour quarks which form the fundamental representation of group SU(3) are transferred by means of octet of gluons. Due to the scaling of strong interactions, that is the invariance under the transformations of renormalization group, a following law holds for a change of effective coupling constant equaling in lowest order to $g^2(\mu_0)$ and including a correction of $O(g^4(\mu_0))$

$$g^2(\mu) \simeq 8\pi^2 [(11/3) C_f - (4/3) C_f] \ln(\mu/\Lambda).$$

Here μ is an arbitrary scale in a mass measure, C_f is Dinkin's index of joint representation of group SU(3), Λ is a scale parameter of QCD

$$\ln \Lambda = \ln \mu_0 - 8\pi^2/g^2(\mu_0)[(11/3) C_f - (4/3) C_f].$$

For the group SU(3): $C_f = 3$, $C_f = 1/2$ for each Fermion, hence $C_f \rightarrow (1/2)n_f$, where n_f is a number of flavour ($n_f = 6$). Meanwhile if in considered model of configuration of protomatter one takes into account the scaling of strong interactions then the potential energy $U(n)$ undergoes to the renormalization. Thereto, a phenomenon of inner distortion of space-time leads to secondary renormalization.

One should note that a baryonic protomatter fills the central part of equilibrium configuration. It is surrounded by the shell (where $\tilde{a}_{0a} = \tilde{a}_a = 0$) built up with three strata ($npeA$), (neA), (eA). Here n is a neutron, p is a proton, e is an electron and A is an atomic nucleus. The internal structure of equilibrium configuration is completely determined to make use of equations (2.2 — 2.16) if only the following functions are known

$$g_{\mu\nu} = g_{\mu\nu}(a_0, \tilde{a}_{0a}, \tilde{a}_a), \quad (2.17)$$

$$E_k^f = E_k^f(E_k, c\tilde{P}_k, m_k c^2, \tilde{a}_{0a}, \tilde{a}_a), \quad (2.18)$$

$$\tilde{P}_k^f = \tilde{P}_k^f(\tilde{P}_k, E_k/c, m_k c, \tilde{a}_{0a}, \tilde{a}_a), \quad (2.19)$$

$$m_k^f = m_k^f(m_k, E_k/c^2, \tilde{P}_k/c, \tilde{a}_{0a}, \tilde{a}_a). \quad (2.20)$$

Therefore, it is necessary to determine just the functions (2.17 — 2.20) under the concrete physical conditions. This problem is solved in [1]. It has been shown that the shift of masses, the energy-momentum spectra of particles and due to it the shift of energy (density of mass) of gas as a whole upwards along the energy scale took place.

One should point out that the potentials a_0 and (\tilde{a}) presented in formulae (2.2 — 2.20) always remain positively defined. Otherwise they are devoid of physical sense.

At length it is necessary also to write down the line element form in the outside of the configuration ($r > r_b$, where r_b is a boundary of distribution of matter (see [1]))

$$dS^2 = (1 - \kappa a_0)^2 c^2 dt^2 - (1 + \kappa a_0)^2 dr^2 - r^2 (\sin^2 \theta d\varphi^2 + d\theta^2), \quad (2.21)$$

where

$$\kappa a_0 = R_g/2r, \quad \kappa = 2\sqrt{\pi G}/c^2, \quad R_g = 2GM/c^2, \quad (2.22)$$

G is a gravitational constant.

On the base of state equation $\rho^f = \rho^f(P^f)$ the (2.8) is integrated, but a constant of integration is determined under the subsidiary condition to be imposed at the boundary of distribution. That is a continuity of metric through the passage at boundary ought to be valid

$$g_{00}(r_p) = (1 - R_g/2r_p^b)^2 \exp \left[\int_0^{P^f(r)} 2dP^f / (P^f + \rho^f) \right], \quad (2.23)$$

where $r_p^b = r_p(r_b)$.

3. *The equations of equilibrium configurations of neutron proto-matter (ECNP).* Thereafter we have to work out a detailed study of the problem in most simple case of equilibrium one-component configurations of ideal neutron gas in presence of one-dimensional space-like distortion of space-time continuum. Then to take into account the equations of ECBP (2.2 - 2.4) one readily gets in considered case the equations of spherical symmetric fields of gravitation $a_0(r_p)$ and space-like inner distortion $\tilde{a}(r_p)$ of plane continuum $P(3) \oplus T(1)$ ($r_p \in P(3)$, $\tilde{a}_{0a} = \tilde{a}_1 = \tilde{a}_2 = 0$, $\tilde{a}_3 \equiv \tilde{a}(r_p)$, $a = 1, 2, 3$)

$$\Delta_p a_0 = - (1/2) \{ g_{00} (\partial g^{00} / \partial a_0) \rho^f(r) - [g_{33} (\partial g^{33} / \partial a_0) + g_{11} (\partial g^{11} / \partial a_0) + g_{22} (\partial g^{22} / \partial a_0)] P^f(r) \}, \quad (3.1)$$

$$(\Delta_p - c^2 m_0^2 / h^2) \tilde{a} = - (1/2) \{ g_{00} (\partial g^{00} / \partial \tilde{a}) \rho^f(r) - [g_{33} (\partial g^{33} / \partial \tilde{a}) + g_{11} (\partial g^{11} / \partial \tilde{a}) + g_{22} (\partial g^{22} / \partial \tilde{a})] P^f(r) \} \times \quad (3.2)$$

$$\times 6 (\lambda_a - n^{-1/3}).$$

Here $\Delta_p = \partial^2 / \partial r_p^2$, $g_{\mu\nu}$ is a metric tensor of curved and inner distorted continuum $P(3) \oplus T(1)$ (see [1])

$$g_{00} = (1 - x_0)^2 + x^2, \quad g_{33} = - [(1 + x_0)^2 + x^2], \quad (3.3)$$

$$g_{11} = -r^2, \quad g_{22} = -r^2 \sin^2 \theta,$$

and

$$x_0 = x a_0, \quad x = x a.$$

A mass at rest of field \tilde{a} is determined thereby Compton length $\lambda_a = h/m_a c \simeq \lambda_0 = 0.4$ Fermi.

A function $\theta(t)$ is given by (2.5), a diffeomorphism $r(r_p): P(3) \oplus T(1) \rightarrow P(3) \oplus T(1)$ is defined thereby (2.6). The equation of hydrostatic equilibrium has the form of (2.8, 2.9).

Due to the inner distortion of space-time continuum [1, 8–10] ($\bar{\theta}^1 = \bar{\theta}^2 = 0$, $\bar{\theta}^3 = \bar{\theta}$, $\text{tg } \bar{\theta} = -x$) each neutron undergoes to the phase transition as follows

$$E_f = E,$$

$$P_{f,1,2} = P_{1,2} \cos \bar{\theta}, \quad P_{f,3} = P_3 - m_n c \text{tg } \bar{\theta}, \quad (3.4)$$

$$m_n^f = [|(m_n - \text{tg } \bar{\theta} \cdot P_3/c)^2 + \sin^2 \bar{\theta} \cdot (P_1^2 + P_2^2)/c^2 - \text{tg}^2 \bar{\theta} \cdot E^2/c^4|]^{1/2},$$

where E , P , m_n are ordinary and E_f , P_f , m_n^f —distorted energy, momentum and mass at rest of neutron.

According to the equations (2.11–2.13), the equation of state of degenerated ideal neutron protomatter has the form

$$p^f = m_n^f c^2 \chi(y_f) / \lambda_f^3, \quad P^f = m_n^f c^2 \varphi(y_f) / i_f^3, \quad (3.5)$$

where

$$\chi(y_f) = (1/8\pi^2) [y_f (1 + y_f^2)^{1/2} (1 + 2y_f^2) - \ln [y_f + (1 + y_f^2)^{1/2}]],$$

$$\varphi(y_f) = (1/8\pi^2) [y_f (1 + y_f^2)^{1/2} (2y_f^2/3 - 1) + \ln [y_f + (1 + y_f^2)^{1/2}]], \quad (3.6)$$

$$m_n^f = m_n (|\eta|)^{1/2}, \quad \eta = 1 - x^2 - xy/\sqrt{3} - y^2 x^4/6(1 + x^2).$$

Thereat

$$y = P_f / m_n c = (3\pi^2)^{1/3} n^{1/3},$$

$$y_f = P_f^f / m_n^f c = (3\pi^2)^{1/3} \lambda_f (n^f)^{1/3}. \quad (3.7)$$

$$P_f^f = P_f \zeta^{1/2}, \quad \zeta = y[1 - 2x^2/(1 + x^2)3] + 2xy/\sqrt{3} + x^2.$$

Here $\lambda = h/m_n c$, $\lambda_f = h/m_n^f c$. To simplify the problem in the formulae (3.6, 3.7) approximately are assumed $P_1 \simeq P_2 \simeq P_3 \simeq P/\sqrt{3} = |\bar{P}|/\sqrt{3}$, and in (3.7) a mean value of $\bar{P}/m_n c \simeq x_f/2$ is used. The appearance of modulus sign in (3.4–3.6) is due to the fact that in its absence a distorted mass of particle becomes imaginary for the values of $x \gg 1$. Such physical situation corresponds to the case when a distorted velocity of particle is greater than a local velocity of light, which depends on potential of field of inner distortion. One should point out that there is not any discrepancy because of the fact that in the metric theories usually instead of unobservable local coordinates are introdu-

ced the real standards of space and time intervals with respect to which the velocity of light always equals to its vacuum value. That is in the region of real values of m^f a parameter t^f is introduced in the integral expressions of P^f and ρ^f by usual way: $\text{sh } t^f = P_{f1}^f/m^f c$. But in the region of imaginary values of $m^{f'} = im^f$ the corresponding integrations are carried out in complex plane of distorted momenta of particles \vec{P}_f along the imaginary axis. Hence one gets: $\text{sh } t^{f'} = iP_{f1}^f/m^f c = = P_{f1}^f/m^f c = \text{sh } t^f$.

As to be mentioned early a neutron protomatter fills a central part of configuration and is surrounded by a shell (where $x = 0$) consisting of ordinary neutron gas.

4. *Neutron stars.* According to [1], the suggested theory of gravitation in the case of absence of inner distortion of space-time continuum and General Relativity are indiscernible from the point of view of post-Newtonian experiments. The essential differences arise only in strong fields. On the other hand it's well known that one among the most important merits of General Relativity is the prediction of existence of neutron stars, which are being observed afterwards. Then we come to the following question: what will be the results in the above mentioned theory in the region of strong gravitational fields which are typical for compact neutron stars? According to Oppenheimer and Volkoff's classical work the equilibrium configuration of ideal degenerated neutron gas has a possible maximum total mass $M \approx 0.71 M_\odot$ (M_\odot is Solar mass) and corresponding radius $R \approx 9.5$ km. For the detailed study of this case one must put $x = 0$ in the equations of ECNP (hence the eq. (3.2) falls away). The remaining equations are integrated by means of numerical methods leading off the center up to the surface of configuration, where internal pressure is equaled to zero. Each configuration is defined by the unique free parameter of central value of concentration of neutrons $n(0)$ or by equivalent to it a parameter of central density. One should note that it's necessary for the interior solution of gravitational potential $x_0^{\text{int}}(r_\rho)$ to be continuously transformed to the exterior one $x_0^{\text{ext}}(r_\rho)$

$$x_0^{\text{int}}(R_\rho) = x_0^{\text{ext}}(R_\rho), \quad (4.1)$$

where R_ρ is the radius of star in terms of plane space $P(3)$. According to (6) this relates to corresponding R ($R \in P(3)$) by means of formula

$$R_\rho = R - R_g/4. \quad (4.2)$$

Inasmuch as $x_0^{\text{ext}}(R_p) = R_g/2R_p$, then $x_0^{\text{int}}(R_p) = R_g/2R_p$.
Now one introduces a dimensionless parameter of sewing

$$D = [x_0^{\text{int}}(R_p) - x_0^{\text{ext}}(R_p)]/x_0^{\text{int}}(R_p). \quad (4.3)$$

To solve the equation (24) one must choose two unknown constants in order to satisfy the subsidiary condition of sewing to be imposed at the boundary of configuration

$$D = 0. \quad (4.4)$$

The determination of these constants in its turn is entirely equivalent to definition of central value of gravitational potential $x_0(0)$, thereat the (4.4) holds. The latter is to be found by means of multiple repeated integrations.

The results of numerical integrations are summarized in table 1, where the coordinates of point of origin are presented in the third column, leading from which the integrations are carried out. The maximum values of total masses of configurations with different $x_0(0)$ are presented in the fourth column. One can see from table 1 that the possible maximum values of total masses of equilibrium configurations of ideal neutron plasma are equaled to $M/M_\odot = 0.717 + 0.74$ and the corresponding radii $R = (8.5 + 9.8)$ km. Hence suggested in [8–10] the theory, which is based on a new approach to the problem of gravitational interaction [1], almost leads to the same results obtained by Oppenheimer and Volkoff, based on Einstein's theory.

Table 1

THE PARAMETERS OF DEGENERATED NEUTRON STARS

$x_0(0)$	$n(0)(\text{cm}^{-3})$	$r(0)(\text{cm})$	$\max(M/M_\odot)$	$R(\text{km})$
1	2	3	4	5
0.001	3.4143E+39	6.84E-04	2.595E-01	4.85025
0.01	3.4143E+39	6.84E-04	2.596E-01	4.93341
0.1	3.4143E+39	6.84E-04	2.505E-01	6.01669
0.5	7.7598E+40	1.37E-05	2.559E-01	4.38965
0.7	3.4143E+41	6.84E-04	2.595E-01	5.05557
0.78	6.2047E+41	1.37E-05	2.464E-01	6.24531
0.9	9.3117E+42	4.10E+01	2.599E-01	5.00751
0.95	7.5735E+43	1.37E-05	2.597E-01	5.00117

Table 1 (Continued)

1	2	3	4	5
0.999	3.1039E+49	1.37E-05	1.886E-01	2.53866
0.9999	9.2838E+51	1.37E-05	2.596E-01	4.98599
1	9.3117E+28	6.84E-04	2.593E-01	4.81568
1.5	9.3117E+28	6.84E-04	2.491E-01	4.00817
1.5	1.5519E+40	6.84E-04	1.605E-01	2.10943
2	9.3117E+28	6.84E-04	1.936E-01	2.62276
2	3.1039E+38	6.84E-04	2.531E-01	4.20581
5	9.3117E+28	6.84E-04	2.856E-01	4.71822
5	1.7071E+37	6.84E-04	3.912E-02	6.05704
7	9.3117E+28	6.84E-04	1.341E-02	2.61665
7	9.3117E+38	6.84E-04	1.769E-02	3.24473
10	3.1039E+29	6.84E-04	7.466E-03	1.66587
10	1.2416E+37	6.84E-04	1.123E-02	2.28268
30	9.3117E+28	6.84E-04	6.092E-04	2.40116
30	2.1727E+35	6.84E-04	1.357E-03	4.56641E-02
30	3.1039E+40	6.84E-04	2.676E-04	1.26811E-02
45	3.1039E+29	6.84E-04	2.220E-01	5.25529
45	9.3117E+30	6.84E-04	2.264E-01	5.37482
45	3.1039E+32	6.84E-04	2.653E-01	20.14247
50	3.1039E+31	6.84E-04	7.173E-01	9.83287
50	2.7929E+34	6.84E-04	7.409E-01	8.51466
50	4.6559E+34	6.84E-04	7.251E-01	9.49235
65	1.5519E+31	6.84E-04	6.885E-01	7.02449
65	2.1727E+31	6.84E-04	5.528E-01	7.14511
65	1.5519E+34	6.84E-04	5.919E-01	6.68971
65	3.1039E+32	6.84E-04	5.438E-01	7.11628
73	3.1039E+31	6.84E-04	2.442E-03	1.08482
100	3.1039E+35	6.84E-04	1.162E-04	6.39424
1466.41	3.1039E+37	6.84E-04	4.966E-01	6.71726
1466.7	3.0635E+29	6.84E-04	4.616E-01	7.54962
1466.7	3.1039E+37	6.84E-04	3.782E-01	7.67247
1467	3.1039E+37	6.84E-04	2.337E-01	6.41773

Below one presents a figure 1 related to neutron stars with the central value $x_0(0) = 50$. Among them the maximum values of total masses $M/M_\odot = 0.717 + 0.74$, are achieved for the configurations with the central concentrations $n(0) = (3.1 \cdot 10^{31} + 2.74 \cdot 10^{34}) \text{ cm}^{-3}$, thereat $r(0) = 6.84 \cdot 10^{-4} \text{ cm}$. Here

$$M = (4\pi/c^2) \int_0^R \rho' r^2 dr, \quad (4.5)$$

$$M_1 = (4\pi/c^2) \int_V \rho' dV,$$

$$M_0 = Nm_n = \int_V m_n n dV,$$

and

$$dV = 4\pi (-g_{33})^{1/2} r^2 dr$$

is an element of volume; N is a total number of neutrons. One should note that the macroscopic energy apart from the energy at rest includes also the energy of the motion of neutrons and the energy of interaction of particles in per 1 cm^{-3} . That is why the total mass M of the star is not equal to the sum M_1 of the masses of volume elements. Moreover, due to the inequality $(-g_{33})^{1/2} > 1$ one has $M < M_1$. The other mass M_0 is calculated without taking into account a binding energy of gravitational interaction between the neutrons.

As one can see through fig. 1 the stable configurations correspond to the curve length on which a criterion $dM/d\rho(0) > 0$ for identifying stability is valid. They represent the neutron star models characterized with the central values of density within the limits as follows: $4.32 \times 10^{-10} \leq \rho(0)/\rho_0 \leq 1.44 \cdot 10^{-7}$; $7.2 \cdot 10^{-5} \leq \rho(0)/\rho_0 \leq 2.16 \cdot 10^{-4}$ and with radius $R \simeq (3.57 + 9.8) \text{ km}$.

5. *The models of AGNs.* In this section we are going to carry out the numerical integration of equations of ECNP already in the presence of the process of inner distortion of space-time continuum. As it was mentioned earlier displayed under this conditions new phenomena directly relate to the global properties of space-time continuum at small space-time intervals. Hence they hold irrespectively to the choice of the model of configuration. Due to it, and as one should see later on, the further modifications of models in sense of change of form of state equation to the other one of real baryonic gas cannot lead to the perceptible corrections. That is why we have carried out our calculations for the most simple case of equilibrium one-component configurations of degenerated ideal gas of neutrons in presence of one-dimensional space-like inner distortion of space-time continuum. Right now each configuration is defined by two parameters of central values

of concentration of neutrons $n(0)$ and of field $r_x(0)$ of pure inner distortion of continuum. Thereat a central value of gravitational potential $x_0(0)$ is to be found by means of multiple integrations through with the subsidiary sewing condition (4.4) of interior and exterior solutions has been imposed at a boundary of configuration.

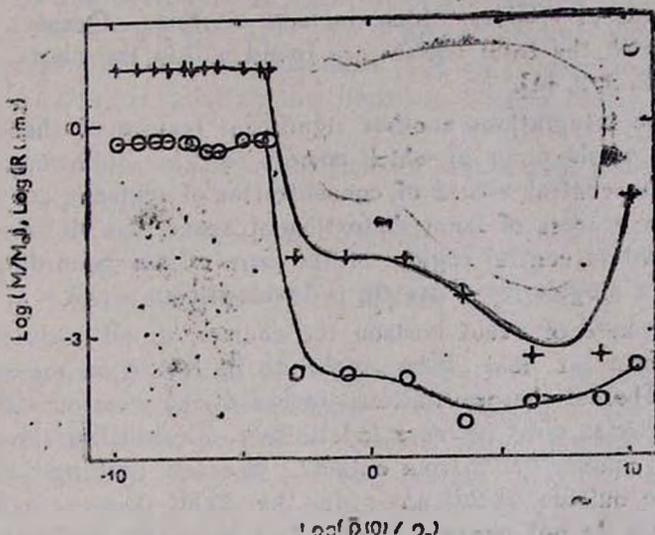


Fig. 1. Schematic diagram showing the mass and radius versus central density of the neutron star $\rho_0 = 2.8 \times 10^{14}$ (g. cm^{-3}), ○ — $\text{Log}(M/M_\odot)$, + — $\text{Log}(R \text{ (km)})$.

After the integrations cleared up the following scenario. In the central part of superdense core of neutron protomatter due to the inner distortion of space-time continuum the pressure increases proportionally to the rising in an amount of total mass (that is to the upgrowth of gravitational forces of compression). This process counteracts to compression of central part of core. Hence the stable equilibrium remains valid in its outward layers too, even up to limit of masses much greater than Solar mass. The radius of supermassive stable core turns out approximately to be equaled $R \simeq R_g/4$, hence it has been wholly found within the sphere of even horizon with the radius $R_n = (3/4) R_g$ (see formulae (2.6), (2.22), (3.3), (4.2)). These cores can be observed only in the presence of accreting matter in their immediate vicinities. That is why from now on we shall consider only the configurations consisting of the above mentioned stable stationary supermassive central cores

surrounded by accretion disks. The main difference from the standard black hole accretion models is the fact that the central cores are in stable equilibrium state with the certain number of radial distributions of density, pressure, etc and with the other integral characteristics such as the masses M , M_1 , M_0 , radius R_0 , total number of baryons N , gravitational packing coefficients and so on.

Versus the parameters of central cores, such configurations present concrete models of AGNs, which include Seyferts, Quasars and BL Lac objects with the total masses are found within the limits $M/M_\odot \approx 10^2 + 10^8$ [2, 3, 5, 11].

After the integrations another significant feature of theory is distinguished, a whole point of which comes to the following. In those cases when the central values of concentration of neutrons are less than a threshold, a process of inner distortion of space-time is absent from the very outset in central region of the core. Then according to the formula (3.3) a singularity of metric is developed at $x_0(r_0^0) = 1$. Drawing near to the sphere of event horizon the courses of all physical processes delay and at last they ought to be frozen on the surface of this sphere. Thereat the gravitational forces of compression and concentration of particles must increase indefinitely. Eventually, the inside of this sphere is unobservable from outside, because nothing can escape from it to the outside world, not even the light. But actually all of these processes do not proceed too far just because, during an approaching to the surface of sphere, a concentration of neutrons at last achieves to threshold value and a counteracted mechanism engages. That is under such conditions a field of inner distortion of space-time continuum is switched on, the singularity of metric disappears and the inverse process of sharp decrease of concentration as well as of gravitational forces begins. The further integration along the radial direction is continuing in its usual way after a passage through a point of singularity. Thus the metric singularity cut-off process presents. We call it the metric singularity cut-off effect. As a matter of fact under such conditions a singularity of metric ceases to be significant after all. This effect can be especially decisive for those objects to which the accreting matter has steadily filled a whole inside of event horizon sphere in due course has formed a thick shell. The concentration of baryons in shell by increasing can at last achieve threshold value and afterwards the effect of metric singularity cut-off will act. Under such extreme conditions the event horizon vanishes and the particles and light can already escape from the object to the outside world. A black hole is dead. In those special cases one can observe

the supermassive celestial bodies with the sizes turned out to be less than the sizes of corresponding event horizon spheres. As astrophysical observations have confirmed the cosmic objects of such kind really exist in Nature, to which we should turn later on.

The results of numerical integrations are summarized in the Tables 2 and 3. As before, in table 2 $n(0)$ is the central concentration of neutrons, $r(0)$ is the coordinate of point of origin leading from which the integrations are carried out, $\rho(0)$ and $P(0)$ are central values of density and pressure. D is a dimensionless sewing parameter which is required to be $|D| \ll 1$ violating this limit equilibrium configurations cannot exist.

The gravitational packing coefficients are written down

$$\begin{aligned} A_1 &= \Delta_1 M/M = (M_1 - M)/M, \\ A_2 &= \Delta_2 M/M_0 = (M_0 - M)/M_0 \end{aligned} \quad (5.1)$$

where the masses M , M_1 and M_0 are given by (4.5). A coefficient A_1 characterizes the ratio of gravitational energy against the total one, but A_2 shows the whole portion of released energy during the formation of configuration. From table 3 one can see that the possible values of total masses of stable cores in terms of Solar mass are within the limits $M/M_\odot \simeq 10^3 + 10^6$.

By means of these calculations we have been able to reveal another fact of great importance, which is the presence in outlined theory the rigorous restriction on the upper limit of possible values of total masses of considered configurations. This limit has to be $M \leq 3.5 \times 10^6 M_\odot$. The equilibrium configurations with the masses greater than this value cannot exist because of strong violation of subsidiary condition (4.4).

The Table data are rather lame to clear up completely the whole relations between the integral characteristics. Just because of it one fills a want with new calculations and corresponding to them figures for the concrete equilibrium configurations characterized by, e. g. the central values of potentials $x_0(0) = 500$ and $x(0) = 33.7$. After the calculations one readily obtains that their total masses are found within the limits $M/M_\odot = 1.068 \times 10^7 + 3.925 \times 10^7$, and radii are reached up to $R = (7.912 \times 10^6 + 2.901 \times 10^7)$ km. The all successes of these calculations can be seen from the diagrams 2 and 3.

On these diagrams the masses M , M_1 , M_0 are plotted against the central density and pressure. As one can specify the stable configura-

THE PARAMETERS OF CONFIGURATIONS OF DEGENERATED NEUTRON PROTOMATTER

No	$x_0(0)$	$x(0)$	$n(0) (\text{cm}^{-3})$	$r(0) (\text{cm})$	$\rho(0)/\rho_0$	$P(0)/P_0$	D
1	2	3	4	5	6	7	8
1	2	0.1	4.6559E+52	1.37E-05	2.946E+18	2.065E+23	-4.13E-02
2	5	10	3.1039E+53	6.84E-04	3.974E+19	1.360E+21	5.93E-02
3	5	10	3.1039E+57	1.37E-05	8.717E+24	2.978E+26	1.65E-02
4	7	13	3.1039E+40	6.84E-04	7.341E+05	6.226E+08	-4.84E-02
5	7	13	3.1039E+43	6.84E-04	2.196E+07	1.881E+09	-8.00E-02
6	8	17	3.1039E+40	6.84E-04	2.022E+06	1.651E+09	3.46E-02
7	8	16	3.1039E+40	6.84E-04	1.607E+06	1.322E+09	-1.75E-02
8	8	16	3.1039E+44	6.84E-04	2.687E+08	9.324E+09	-2.23E-03
9	8	16	3.1039E+49	6.84E-04	3.012E+14	4.039E+15	-1.11E-03
10	10	19	3.1039E+40	6.84E-04	3.091E+06	2.491E+09	-8.57E-03
11	10	19	3.1039E+43	6.84E-04	6.128E+07	3.792E+09	4.14E-03
12	10	19	3.1039E+49	6.84E-04	3.591E+14	3.345E+15	2.34E-02
13	10	17	3.1039E+55	6.84E-04	3.072E+22	3.608E+23	3.78E-02
14	10	19	3.1039E+57	1.37E-05	1.621E+25	1.486E+26	-2.37E-02
15	10	17	3.1039E+57	2.74E-05	1.428E+25	1.643E+26	-7.84E-02
16	20	24	3.1039E+40	6.84E-04	7.583E+06	5.969E+09	-8.14E-03
17	20	24	3.1039E+43	6.84E-04	1.214E+08	6.366E+12	5.41E-02
18	20	24	3.1039E+47	1.37E-05	1.217E+12	8.966E+12	8.90E-02
19	20	24	2.0780E+57	1.37E-05	5.142E+25	3.283E+26	1.43E-02
20	50	27.7	3.1039E+43	6.84E-04	1.882E+03	9.023E+12	6.93E-02
21	50	27.7	3.1039E+41	6.84E-04	2.202E+07	8.999E+11	1.19E-03

Table 2 (Continued)

1	2	3	4	5	6	7	8
22	50	27.7	3.1039E+40	6.84E-04	1.320E+07	1.027E+12	-5.93E-02
23	50	27.7	3.1039E+57	1.37E-05	2.352E+25	7.729E+28	-7.77E-02
24	100	31.1	3.1039E+40	6.84E-04	2.044E+07	1.577E+10	-1.01E-02
25	100	31.1	3.1039E+58	1.37E-05	5.667E+26	1.579E+27	6.39E-02
26	100	31.1	3.1039E+57	1.37E-05	2.629E+25	1.177E+26	-7.35E-02
27	200	32.04	3.1039E+48	6.84E-04	9.161E+13	1.162E+14	-6.40E-03
28	200	32.04	3.1036E+42	6.84E-04	9.011E+07	1.245E+10	5.89E-04
29	200	32.04	3.1039E+45	6.84E-04	1.061E+10	8.681E+10	-5.97E-02
30	200	32.1	3.1039E+40	6.84E-04	2.341E+07	1.801E+10	-8.95E-01
31	500	33.7	3.1039E+51	6.84E-04	2.855E+17	9.555E+17	9.06E-01
32	500	33.7	9.3117E+52	6.84E-04	2.628E+19	8.825E+22	8.27E-02
33	500	33.7	3.1039E+53	6.84E-04	1.306E+20	2.502E+20	1.18E-01
34	500	33.7	5.8974E+53	6.84E-04	3.072E+20	2.848E+23	2.31E-04
35	500	33.7	3.0430E+45	6.84E-04	1.161E+10	8.749E+10	-1.29E-01
36	500	33.7	3.0420E+45	6.84E-04	1.159E+10	8.697E+10	-1.55E-01
37	500	33.7	2.1727E+52	6.84E-04	8.114E+19	3.473E+23	-1.78E-01
38	500	33.7	3.0729E+45	6.84E-04	1.159E+10	8.741E+10	-3.07E-01
39	500	33.7	2.2559E+50	6.84E-04	1.880E+17	5.144E+17	-2.25E-01
40	1000	34.4	5.3104E+46	6.84E-04	8.447E+11	4.586E+12	2.19E-01
41	1000	34.4	1.9626E+57	6.84E-04	4.392E+07	2.065E+10	-5.76E-01
42	1000	34.4	9.3117E+46	6.84E-04	4.632E+11	1.329E+12	-8.41E-01
43	2000	35	9.0323E+57	1.37E-05	1.233E+26	7.711E+25	-5.52E-01
44	2000	35	9.0013E+57	1.37E-05	1.228E+26	7.676E+25	-7.39E-01
45	2000	34.9	9.6221E+46	6.84E-04	6.356E+11	5.851E+11	-6.52E-01

THE INTEGRAL PARAMETERS OF CONFIGURATIONS OF DEGENERATED NEUTRON PROTOMATTER

No	M/M_{\odot}	R (km)	R_g (km)	N/N_0	A_1	A_2
1	2	3	4	5	6	7
1	470.525	415.50	1389.76	4365.43	8.038	0.872
2	602.209	539.19	1778.70	6598.48	8.978	0.891
3	688.803	607.58	2034.47	7826.27	9.345	0.895
4	953.449	820.15	2816.13	12085.24	10.448	0.906
5	1255.496	1062.69	3708.27	17647.61	11.584	0.915
6	1521.484	1291.65	4493.89	24101.96	12.951	0.925
7	1543.812	1302.73	4559.85	24146.01	12.826	0.924
8	1877.074	1572.15	5544.18	31993.56	13.971	0.930
9	2057.065	1716.07	6075.81	36436.66	14.523	0.933
10	2964.565	2433.78	8756.22	60957.40	16.896	0.942
11	3354.432	2743.03	9907.74	72982.54	17.883	0.945
12	3609.924	2947.98	10662.37	81490.82	18.554	0.947
13	3938.167	3209.89	11631.88	92782.27	19.368	0.949
14	3983.312	3230.62	11765.22	92323.76	19.085	0.949
15	4323.943	3484.47	12771.32	101650.80	19.399	0.949
16	17354.530	13503.93	51258.82	758834.70	36.316	0.973
17	18119.330	14116.77	53517.77	824275.00	37.771	0.974
18	18295.450	14270.83	54037.96	847146.30	38.436	0.974
19	20576.610	15966.11	60775.64	975139.00	39.388	0.975
20	146518.200	110638.50	432760.20	1.695E+07	96.854	0.989
21	149949.000	113064.10	442893.50	1.699E+07	94.903	0.989

Table 3 (Continued)

1	2	3	4	5	6	7
22	151421.900	114066.60	447244.10	1.695E+07	93.744	0.989
23	175548.700	132051.20	518505.60	2.092E+07	99.836	0.950
24	678835.100	506574.30	2005026.00	1.530E+08	189.311	0.995
25	717635.100	535550.40	2119627.00	1.710E+08	200.150	0.995
26	781953.100	583054.50	2309599.00	1.859E+08	199.696	0.995
27	2744805.000	2038073.00	8107134.00	1.289E+09	394.897	0.997
28	3026450.000	2246691.00	8939006.00	1.393E+09	387.148	0.997
29	3204730.000	2378150.00	9465580.00	1.496E+09	392.703	0.997
30	5204097.000	3853400.00	1.537E+07	2.346E+09	379.565	0.997
31	1.068E+07	7912430.00	3.156E+07	1.257E+10	990.978	0.999
32	1.411E+07	1.045E+07	4.168E+07	1.664E+10	993.228	0.999
33	1.504E+07	1.113E+07	4.443E+07	1.775E+10	993.862	0.999
34	1.704E+07	1.261E+07	5.034E+07	2.014E+10	994.368	0.999
35	1.927E+07	1.426E+07	5.691E+07	2.247E+10	981.988	0.099
36	1.971E+07	1.458E+07	5.822E+07	2.298E+10	982.000	0.999
37	2.226E+07	1.646E+07	6.575E+07	2.627E+10	993.779	0.999
38	2.471E+07	1.827E+07	7.297E+07	2.881E+10	932.001	0.999
39	2.565E+07	1.897E+07	7.575E+07	3.019E+10	991.249	0.999
40	4.003E+07	2.959E+07	1.182E+08	9.356E+10	1969.103	0.999
41	8.331E+07	6.156E+07	2.461E+08	1.893E+11	1915.195	0.999
42	1.285E+08	9.497E+07	3.797E+08	3.005E+11	1969.400	0.999
43	2.715E+08	2.005E+08	8.018E+08	1.283E+12	3981.614	0.999
44	3.310E+08	2.445E+08	9.778E+08	1.564E+12	3981.816	0.999
45	3.469E+08	2.563E+08	1.025E+09	1.621E+12	3937.056	0.999

INTERNAL STRUCTURE OF SUPERDENSE BODIES

tions represent the models of AGNs characterizing by the central densities and pressures respectively as follows:

$$1.159 \cdot 10^{10} \leq \rho(0)/\rho_0 \leq 1.81 \cdot 10^{10}, \quad 5.425 \cdot 10^{14} \leq \rho(0)/\rho_0 \leq 5.786 \cdot 10^{16},$$

$$2.855 \cdot 10^{17} \leq \rho(0)/\rho_0 \leq 2.422 \cdot 10^{18}, \quad 2.628 \cdot 10^{19} \leq \rho(0)/\rho_0 \leq 1.052 \cdot 10^{20},$$

$$1.306 \cdot 10^{20} \leq \rho(0)/\rho_0 \leq 2.242 \cdot 10^{20}, \quad 3.072 \cdot 10^{20} \leq \rho(0)/\rho_0 \leq 3.267 \cdot 10^{20},$$

and

$$8.697 \cdot 10^{10} \leq P(0)/P_0 \leq 9.151 \cdot 10^{10}, \quad 2.259 \cdot 10^{19} \leq P(0)/P_0 \leq 1.239 \cdot 10^{20},$$

$$8.825 \cdot 10^{22} \leq P(0)/P_0 \leq 1.161 \cdot 10^{23}, \quad 2.848 \cdot 10^{23} \leq P(0)/P_0 \leq 6.898 \cdot 10^{23}.$$

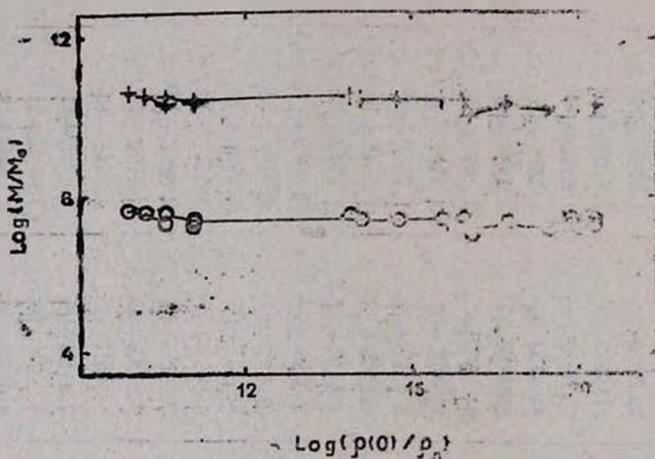


Fig. 2. Schematic diagram showing the masses M , M_0 , M_1 versus central density of active galactic nucleus $\rho_0 = 2.8 \times 10^{14}$ (g. cm^{-3}), $\circ - \text{Log}(M/M_\odot)$, $+ - \text{Log}(M_1/M_\odot)$, $\div - \text{Log}(M_0/M_\odot)$.

One must emphasize the fact that unlike to previous case of neutron stars, the weak dependence of integral characteristics over the central values of density and pressure is presented here. In its turn, it clearly indicates that the masses M , M_1 , M_0 and other characteristics of AGNs will remain almost indifferent to any possible further change of the form of state equation to the other one of real barionic gas above a „neutron drip“ ($\rho \geq 4.3 \cdot 10^{11}$ g cm^{-3}) [12]. By the latter we mean to make use of the equations, e. g., such as the Harrison-Wheeller [13] or Baym-Bethe-Pethic [14] equations etc., or even the equation of the most exotic state of superdense nuclear matter, when the rearrangement of hadronic string connections or „flip-flop“ takes place [15].

due to it the hadrons melt down and nuclear matter turns into quark matter.

That is, in the considered case all the dominant and significant processes actually relate directly to the global properties of space-time continuum at small intervals. As a matter of fact the modifications of the models in the above mentioned sense can not lead to any perceptible corrections.

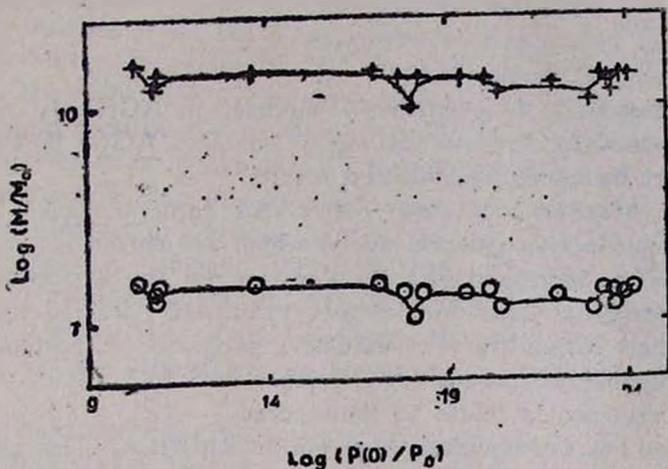


Fig. 3. Schematic diagram showing the masses M , M_0 , M_1 versus central pressure of active galactic nucleus, $P_0 = 10^{33}$ (erg. cm $^{-3}$), $\circ - \text{Log } (M/M_\odot)$, $+$ $-\text{Log } (M_1/M_\odot)$, $\div - \text{Log } (M_0/M_\odot)$.

According to the physics of internal structure of considered objects it is obvious that for stable, highly compact, supermassive configurations it must hold $\Delta_2 M > 0$, otherwise they have been unstable. In the considered case one has for the gravitational packing coefficient $A_2 = 0.9989 > 0$.

The comparison of these calculations with the results of the previous section of the neutron stars has clearly shown that in the case of AGNs the process of pure inner distortion of space-time continuum actually led to the sharp increase of pressure of degenerated baryonic gas up to few orders of magnitude. This process counteracts to the collapse of central core. Meanwhile, the sound velocity has remained less than the velocity of light in the case of AGNs as well as it has been in the case of neutron stars. Actually, by the formulae (3.5 – 3.7) one can readily obtain

$$P^f \approx P_N x^4$$

$$P^j \simeq P_N x^4,$$

for the large values of $x \gg 1$. Here ρ_N and P_N are correspondingly the density and pressure of the ordinary neutron star. Thus, in the central domain of the considered configurations one has

$$\begin{aligned} v^j &= (dP^j/d\tau^j)^{1/2} \simeq (P^j/\rho^j)^{1/2} \simeq \\ &\simeq (P_N/\rho_N)^{1/2} \simeq v \leq c, \end{aligned}$$

for the velocity of sound.

Hence the study of preliminary models of AGNs is completed. We shall proceed to direct modelling of concrete AGNs in the section after the next by using the obtained results.

5. *Some observational data from active galactic nuclei.* The number of cataloged active galactic nuclei which are currently available in the literature has increased steadily almost over the last twenty years. Much of increase has been due to surveys of well-defined samples for polarization and variability. The extensive program of systematic multiwave length observations of AGNs must lead to a better understanding of the environment close to their cores.

AGNs are the sources of immense power of radiation. The astrophysical data across the whole spectrum of radiation define the minimum variability time-scale and bolometric luminosity, and also clear up the geometrical characteristics of their emission. Most of AGNs exhibit short term intensity variations which are consistent with the existence of a highly compact central engine. In some cases the time-scales of the flux variations indicate that the conditions in the immediate vicinity of the emitting region are such that the Eddington luminosity limit for isotropic emission is violated. The flux variations impose direct restrictions on the theoretical models for AGNs [16] as well as on the possible accretion disk configurations [17]. In the case of a black hole model the minimum time-scale for flux variations Δt_{\min} is equal or greater than the light travel time across the Schwarzschild radius of the black hole. Therein the observed luminosity and variability time-scale should obey the following relation [16]: $\log L < 43.1 + \log \Delta t_{\min}$. In [17] is considered the possibility of asymmetric emission model geometries which incorporate beaming of the radiation and obtained the corrected form: $\log L' \leq 43.3 + \log \Delta t_{\min}$. In [6, 7] the analysis of the variability time-scale-bolometric luminosity relation for 60 sources (Seyferts, Quasars and BL Lac objects) is presented. The estimates of Δt_{\min} rely mostly on infrared optical (both photometry and polarimetry) and x-ray obser-

vations. The detection of polarization depends not only on the precision of the polarimeter, but also on the luminosity of the AGNs. There are some difficulties, just because at low redshifts, starlight from the host galaxy can dilute the nuclear polarization. One must note that the selection effects depend on the exact sequence of the observations. Both values of Δt_{\min} and L_{bol} have been corrected to their intrinsic values at the source, assuming Friedman cosmology with $q_0 = 1$ and $H_0 = 50 \text{ kms}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$. One should point out that the estimated values of L_{bol} must be regarded as lower limits on the true bolometric luminosities of the sources, while the Δt_{\min} values may represent upper limits on the variability time-scales. In [7] a dependence of the number of sources upon the ratio of L/L_E (in units of classical Eddington value L_E) for each group classification is plotted. It has been shown that while Seyfert Galaxies have luminosities within Eddington limit, the Quasars and BL Lac objects tend to approach and exceed this limit. On the basis of the diagram of $\log \Delta t_{\min}$ against the $\log L_{\text{bol}}$ it is obtained that few objects (BL Lac objects—B2 1308 + 72, 3C 66A, OJ 287, AO 0235 + 16, Quasars—3C 345, 3C 446, 3C 454.3, LB 9743) are found in the forbidden zone. That is the observed time-scales for flux variations for this objects are inconsistent with contemporary black hole accretion models.

One should note that the relation of mass against the luminosity of sources in the case of isotropic emission is given by means of formula

$$M_s = 7.69 \times 10^{-47} L \text{ erg}^{-1} \text{ s}, \quad (5.2)$$

which is obtained under the condition of balance between gravitation and radiation pressure. Here $M_n = M/10^n M_\odot$ is denoted. Now we turn to the case of anisotropic emission. That is one admits the possibility of asymmetric geometry of emission. Then from the formula (5.2) if one takes into account the beaming of radiation, due to it the additional coefficient $\log(L'/L) = 1.2$ appears, one gets

$$M_s = 4.85 \cdot 10^{-48} L \text{ erg}^{-1} \text{ s}. \quad (5.3)$$

One should note that in AGNs the density of matter is much greater than radiation density, that is $M \gg 4RL/3c^3$, or $M_n \gg 2.51 \cdot 10^{-65} 10^{-n} RL \cdot \text{scm}^{-1} \text{ erg}^{-1}$. For instance, if $n = 8$, $R_{\text{max}} = 10^{15} \text{ cm}$, one has $M_s \gg 2.51 \cdot 10^{-58} L \text{ erg}^{-1} \text{ s}$.

6. *The modelling of AGNs.* According to the results of the fourth section one has been convinced in the correctness of the drawn before

statement that further modifications of considered models in the sense of change of the form of state equation to the other one of real baryonic gas can not actually lead to perceptible corrections. This enables us to proceed to direct modelling of concrete AGNs, the main idea of which comes to the following. Based on the observational data first of all one defines the total mass M of concrete object by means of formula (5.3). Afterwards one solves the inverse problem. That is, thereby reiterated integrations of the equations of ECNP one has determined those required central values of concentration $n(0)$ and field of inner distortion of space-time continuum $x(0)$, for which the calculated total mass of configuration exactly equals to the same M . After the integrations one also has the whole set of basic integral characteristics.

All the results are presented in the Tables 4, 5. In Table 4 the name of object is given in the first column, but the type and waveband of variability—accordingly in the second and third columns, $r(0)$ is the coordinate of the centre, $\rho(0)$ and $P(0)$ are central values of density and pressure as denoted before. In the table 5 one has R_n as a radius of central stable stationary supermassive core, R_g its gravitational radius, $DR = R - (3/4)R_g$ (where $R = c\Delta t_{\min}$) is the thickness of the accretion disk. As we have pointed out formerly the mass defect of the considered stable objects must be $\Delta_2 M = M_0 - M > 0$, or $A2 > 0$.

The fact of great importance of existence in Nature of the exotic stationary objects such as the BL Lac objects — OJ 287, 3C 66A and B2 1308 + 32 should be noted, which has clearly shown the fundamental difference between two approaches to the understanding of internal structure of highly compact supermassive celestial bodies. We mean the very difference between the outlined here theory and the standard black hole accretion models. Actually, within the scope of the latter one rule holds rigorously, according to which the celestial body with a size is less or equaled to the size of the corresponding sphere of event horizon cannot be observed by a distant observer. Meanwhile in spite of the auxiliary assumption of asymmetric emission geometry, nevertheless the above mentioned sources are found in a forbidden zone on the diagram of $\log \Delta t_{\min} - \log L_{\text{bol}}$ [6].

The case is quite different within the scope of our approach. The discussed discrepancy can be resolved as follows. It seems that for these objects a decisive significance has the action of metric singularity cut-off effect. In each of them the infalling masses have steadily filled whole inside of event horizon sphere and in due course have formed a thick shell. Thereat a concentration of particles by increasing has achieved the threshold value and afterwards the metric singularity

THE PARAMETERS OF ACTIVE GALACTIC NUCLEI

Object	Type	Waveband of variability	$x_0(0)$	$x(0)$	$n(0)$ (cm ⁻³)	$r(0)$ (cm)	$\rho(0)/\rho_0$	$P(0)/P_0$
1	2	3	4	5	6	7	8	9
NGC 4051	S1	X-ray/opt	6.83	13	3.104E+40	6.84E-04	9.49E+05	1.56E+08
NGC 5548	S1	ultraviolet	7	13	3.104E+43	6.84E-04	2.84E+07	4.70E+08
3C 371	BL LAC	opt	7.2	12.65	3.104E+43	6.84E-04	2.65E+07	4.50E+08
IZW 187	BL LAC	X-ray/opt	7.2	12.63	2.794E+43	6.84E-04	2.42E+07	4.27E+08
NGC 7469	S1	X-ray	8	18.9	3.104E+40	6.84E-04	3.92E+06	6.11E+08
MCG 8-11-11	S1	X-ray/opt	8	16	3.104E+44	6.84E-04	3.47E+08	2.33E+09
NGC 3227	S1	X-ray/opt	8.59	16	1.242E+49	6.84E-04	1.16E+14	3.05E+14
MkN 766	S1	opt	11	23	3.104E+43	6.84E-04	1.38E+08	1.44E+09
MkN 509	S1	X-ray	11	22.3	3.104E+43	6.84E-04	1.26E+08	1.34E+09
PkS 0521-36	BL LAC	opt	11	19.799	2.173E+43	6.84E-04	6.98E+07	9.37E+08
MkN 421	BL LAC	X-ray	11	19.5	3.104E+49	6.84E-04	4.77E+14	8.53E+14
Cen A	RG	X-ray	10.85	17	3.104E+57	2.74E-05	1.85E+25	4.11E+25
MkN 501	BL LAC	IR	16.24	24.1	3.104E+40	6.84E-04	9.96E+06	1.52E+09
NGC 7582	NELG/S2	X-ray	16.77	24	3.104E+40	6.84E-04	9.80E+06	1.49E+09
NGC 3516	S1	opt	17.95	24	3.104E+40	6.84E-04	9.80E+06	1.49E+09
106 _g	S2	IR	18.53	24.1	3.104E+43	6.84E-04	1.59E+08	1.61E+09
IC 1114	S1	X-ray	19.72	24	3.104E+40	6.84E-04	9.80E+06	1.49E+09
MkN 10	S1	opt	21.89	24	3.104E+43	6.84E-04	1.57E+08	1.59E+09
NGC 2110	NELG/S2	X-ray	25	24	3.104E+44	6.84E-04	8.82E+08	3.75E+09
4151	S1	X-ray	24.8	24	3.104E+43	6.84E-04	1.57E+08	1.59E+09
C6	NELG/S2	X-ray	25.6	24	3.104E+47	6.84E-04	1.57E+12	2.24E+12

Table 4 (Continued)

1	2	3	4	5	6	7	8	9
NGC 2992	NELG/S2	X-ray	27.05	24.7	3.104E+47	6.84E-04	1.63E+12	2.21E+12
NGC 3783	S1	X-ray/opt	38.85	27.7	2.793E+41	6.84E-04	2.76E+07	2.27E+09
MCG 5-23-16	NELG/S2	X-ray	39.67	27.7	3.104E+41	6.84E-04	2.85E+07	2.25E+09
NGC 526A	NELG/S2	X-ray	42.45	27.77	3.104E+43	6.84E-04	2.45E+08	2.27E+09
ApLibrae	BL LAC	opt	52	27.7	3.104E+43	6.84E-04	2.43E+08	2.26E+09
BL LAC	BL LAC	opt	77	29.2	3.104E+40	6.84E-04	2.18E+07	3.26E+09
NGC 1275	BL LAC	opt	99.32	31.23	3.104E+40	6.84E-04	2.72E+07	4.05E+09
3C 120	S1	X-ray	120	32	3.104E+41	6.84E-04	4.89E+07	3.79E+09
IIIZW2	S1	X-ray	125	31.1	3.104E+43	6.84E-04	3.49E+08	3.04E+09
MR 2251+11	QSO	opt	157	32.03	3.104E+43	6.84E-04	3.84E+08	3.28E+09
PkS 0736+01	QSO	opt	157	32.04	3.104E+43	6.84E-04	3.85E+08	3.29E+09
PkS 0548-30	BL LAC	opt	160	32.05	3.104E+41	6.84E-04	4.93E+07	3.81E+09
3C 390.3	S1	opt	160	32.05	3.104E+40	6.84E-04	3.01E+07	4.48E+09
PkS 1218+30	BL LAC	X-ray	200	32.04	3.104E+48	6.84E-04	4.09E+13	2.91E+13
LB 9743	QSO	X-ray	200	32.04	3.104E+45	6.84E-04	1.37E+10	2.17E+10
3C 334	QSO	opt	200.5	32.04	3.104E+45	6.84E-04	1.37E+10	2.17E+10
2S 0241+62	QSO	X-ray	200.5	32.04	3.104E+45	6.84E-04	1.37E+10	2.17E+10
PkS 2208-13	QSO	opt	209	32.04	1.552E+44	6.84E-04	7.17E+09	1.41E+10
PHL 1657	QSO	opt	200	32.1	3.104E+40	6.84E-04	3.03E+07	4.50E+09
PkS 1510-89	QSO	opt	350	33.5	3.104E+45	6.84E-04	1.51E+10	2.19E+10
OJ 287	BL LAC	IR	398	33.5	3.104E+45	6.84E-04	1.51E+10	2.19E+10
3C 351	QSO	opt	1000	34.4	1.966E+40	2.74E-02	5.68E+07	5.16E+09
PkS 0420-01	QSO	opt	500	33.7	1.966E+40	2.74E-02	1.51E+10	2.34E+10

1	2	3	4	5
NAB 0137+01	QSO	opt	500	33.
OX 169	QSO	X-ray	498	33.
PkS 2155-30	BL LAC	X-ray	500	33.
CTA 102	QSO	opt	600	34.
3C 454.3	QSO	opt	600	34.
3C 345	QSO	opt	560	34
PkS 1355-41	QSO	opt	1000	34.
4C 29.45	QSO	opt	1000	34.
3C 273	QSO	X-ray	1000	34.
3C 446	QSO	opt	1000	34.
3C 263	QSO	opt	1000	34.
3C 66A	BL LAC	opt	1000	35
W10846+51	BL LAC	IR/opt	1069	34.
PkS 0537-44	QSO	opt	1070	34.
PkS 0735+17	BL LAC	IR	1500	34.
B2 1308+32	BL LAC	IR/opt	2000	35
AQ 0235+16	BL LAC	IR	2000	35

Table 4 (Continued)

	6	7	8	9
7	3.104E+44	6.84E-04	1.51E+10	2.34E+10
7	3.073E+44	6.84E-04	1.51E+10	2.19E+10
7	3.073E+44	6.84E-04	1.51E+10	2.19E+10
6	6.201E+42	6.84E-04	2.10E+08	3.86E+09
6	6.198E+42	6.84E-04	2.10E+08	3.86E+09
	3.104E+44	6.84E-04	2.17E+09	6.84E+09
4	1.552E+46	6.84E-04	1.09E+12	1.15E+12
4	1.986E+40	1.37E-02	5.68E+07	5.16E+09
4	1.964E+40	1.37E-02	5.68E+07	5.16E+09
4	1.964E+40	1.37E-02	5.68E+07	5.16E+09
4	1.963E+40	1.37E-02	5.68E+07	5.16E+09
	1.963E+40	1.37E-02	6.07E+07	5.50E+09
9	3.104E+43	1.37E-02	5.07E+08	4.13E+09
9	1.964E+40	5.47E-04	5.06E+08	4.13E+09
9	3.104E+45	1.37E-02	1.65E+10	2.24E+10
	9.023E+57	1.37E-05	1.59E+26	1.93E+25
	9.022E+57	1.37E-05	1.59E+26	1.92E+25

INTERNAL STRUCTURE OF SUPERDENSE BODIES.

THE INTEGRAL PARAMETERS OF ACTIVE GALACTIC NUCLEI

Object	M/M_{\odot}	R_n (km)	R_g (km)	DR (km)	N/N_0	A_1	A_2
1	2	3	4	5	6	7	8
NGC 4051	8.63E+02	749	2549	2.99E+08	10627	10.1	0.903
NGC 5548	1.26E+03	1063	3708	7.68E+10	17648	11.6	0.915
3C 371	1.39E+03	1172	4132	9.49E+10	20173	11.9	0.918
IZW 187	1.39E+03	1172	4133	1.22E+11	20161	11.9	0.917
NGC 7469	1.47E+03	1261	4333	8.42E+09	23667	13.1	0.926
MCG 8-11-11	1.88E+03	1572	5544	5.08E+10	31994	13.9	0.930
NGC 3227	2.60E+03	2140	7691	1.06E+10	49766	15.7	0.938
MkN 766	3.78E+03	3117	11157	1.76E+11	91947	19.9	0.951
MkN 509	3.87E+03	3184	11432	9.89E+10	94089	19.9	0.951
PkS 0521-36	4.29E+03	3475	12664	7.68E+10	103356	19.8	0.951
MkN 421	4.68E+03	3779	13813	2.49E+10	116831	20.6	0.952
Con A	5.58E+03	4442	16472	2.17E+09	142849	21.2	0.954
MkN 501	9.90E+03	7842	29253	7.51E+10	349182	29.2	0.966
NGC 7582	1.08E+04	8535	31927	3.85E+10	393879	30.2	0.967
NGC 3516	1.28E+04	10032	37701	1.53E+11	499058	32.4	0.969
NGC 1068	1.47E+04	11504	43316	4.32E+09	616749	34.9	0.972
NGC 6814	1.68E+04	13096	49673	2.98E+07	724687	35.8	0.972
MkN 10	2.29E+04	17758	67715	2.60E+11	1144210	41.5	0.976
NGC 2110	2.98E+04	23049	88121	5.08E+10	1715708	47.9	0.979
NGC 4151	3.21E+04	24667	94800	7.01E+09	1819922	47.2	0.979
NGC 5506	3.51E+04	26955	103674	4.32E+09	2092089	49.7	0.980

Table 5 (Continued)

1	2	3	4	5	6	7	8
NGC 2992	3.83E+04	29448	113213	3.35E+10	2416887	52.6	0.981
NGC 3783	7.27E+04	55504	214831	2.54E+09	6394559	73.4	0.986
MCG 5-23-16	7.86E+04	59865	232217	2.99E+10	7063269	75.1	0.987
NGC 526A	8.80E+04	67088	259962	4.03E+10	8641666	82.1	0.988
ApLibrae	1.57E+05	118289	463109	2.66E+08	1.89E+07	100.7	0.990
BL LAC	4.33E+05	323756	1279508	3.06E+08	7.49E+07	145.3	0.993
NGC 1275	6.33E+05	473055	1870982	2.78E+10	1.42E+08	188.1	0.995
3C 120	7.52E+05	562622	2221571	2.99E+09	2.06E+08	229.9	0.996
IIIZW2	1.26E+06	937291	3721634	2.37E+09	3.65E+08	243.7	0.996
MR 2251+11	1.62E+06	1203372	4776189	3.94E+10	5.89E+08	306.1	0.997
PkS 0736+01	1.81E+06	1342709	5334794	2.17E+10	6.58E+08	306.2	0.997
PkS 0548-30	2.05E+06	1523113	6057538	5.19E+10	7.48E+08	306.7	0.997
3C 350.3	2.42E+06	1796565	7149711	7.34E+10	8.74E+08	303.6	0.997
PkS 1218+30	2.75E+06	2038073	8107134	9.03E+10	1.29E+09	394.9	0.998
LB 9743	3.21E+06	2378150	9465580	1.43E+07	1.49E+09	392.7	0.998
3C 334	3.59E+06	2665188	1.06E+07	1.64E+10	1.68E+09	393.8	0.998
2S 0241+62	3.59E+06	2665188	1.06E+07	4.96E+10	1.68E+09	393.8	0.998
PkS 2208-13	4.28E+06	3174646	1.27E+07	1.84E+10	2.09E+09	410.2	0.998
PHL 1657	5.20E+06	3953400	1.54E+07	2.17E+10	2.35E+09	379.6	0.997
PkS 1510-83	7.52E+06	5574628	2.22E+07	1.89E+10	6.14E+09	687.5	0.999
OJ 287	1.18E+07	8736422	3.49E+07	—	1.09E+10	781.7	0.999
3C 351	1.46E+07	1.08E+07	4.32E+07	1.93E+10	3.34E+10	1921.7	0.999
PkS 0420-01	1.46E+07	1.08E+07	4.32E+07	1.34E+10	3.34E+10	1921.7	0.999

Table 5 (Continued)

1	2	3	4	5	6	7	8
NAB 0137+01	2.08E+07	1.54E+07	6.13E+07	4.52E+10	2.42E+10	981.9	0.999
OX 169	2.36E+07	1.75E+07	6.97E+07	1.39E+09	2.74E+10	978.2	0.999
PkS 2155-30	2.47E+07	1.83E+07	7.29E+07	5.00E+09	2.88E+10	982	0.999
CTA 102	2.93E+07	2.17E+07	8.65E+07	1.27E+10	4.05E+10	1166.5	0.999
3C 454.3	2.93E+07	2.17E+07	8.65E+07	7.40E+07	4.05E+10	1166.5	0.999
3C 345	3.33E+07	2.46E+07	9.84E+07	3.51E+07	4.34E+10	1097.3	0.999
PkS 1355-41	4.00E+07	2.96E+07	1.18E+08	1.96E+10	9.36E+10	1969.1	0.999
4C 29.45	5.24E+07	3.87E+07	1.55E+08	1.48E+10	1.19E+11	1920.3	0.999
3C 273	6.25E+07	4.62E+07	1.85E+08	1.09E+10	1.43E+11	1920.4	0.999
3C 446	6.25E+07	4.62E+07	1.85E+08	7.18E+08	1.43E+11	1920.4	0.999
3C 263	6.62E+07	4.89E+07	4.89E+07	1.96E+08	1.51E+11	1920.7	0.999
3C 66A	7.37E+07	5.45E+07	2.18E+08	—	1.68E+11	1917.1	0.999
W10846+51	1.14E+08	8.45E+07	3.38E+08	1.77E+10	2.84E+11	2088.4	0.999
PkS 0537-44	1.32E+08	9.77E+07	3.90E+08	1.33E+10	3.28E+11	2088.4	0.999
PkS 0735+17	1.56E+08	1.15E+08	4.60E+08	1.76E+10	5.45E+11	2945.7	0.999
B2 1308+32	2.58E+08	1.90E+08	7.61E+08	—	1.22E+11	3981.6	0.999
A0 0235+16	2.91E+08	2.15E+08	8.61E+08	1.31E+10	1.33E+11	3981.7	0.999

cut-off effect has acted. As a matter of fact the event horizon sphere has vanished and the particles and light can already escape from the object to the outside world. Just those very extreme conditions are presented in BL Lac objects—OJ 287, 3C 66A and B2 1308 + 32, the observed sizes of which almost are less than the sizes of corresponding spheres of event horizon in order of magnitude. This also may serve as a further strong indication that the presented here theory is preferable.

Tables 4, 5 present the whole set of basic integral characteristics of considered sources. Meanwhile this data cannot clear up the entire relations between all the characteristics. Therefore here also the results of some new calculations present which are represented by means, of e. g. figure 4, on which the radial profiles of density and pressure of the source Ap Librae is plotted.

7. *Discussion and conclusions.* A number of conclusions are drawn and the main features of our treatment are outlined below. The initial three sections of the present work have been dedicated to the general description of an alternative approach to the understanding of internal structure of highly compact stationary supermassive celestial bodies. In this connection the equations of equilibrium configurations of baryonic protomatter (ECBP) have been considered.

a) In the fourth section we have just discussed the question: to what results will the theory lead in a particular case of the absence of inner distortion of space-time continuum in the region of strong gravitational fields, which are typical for compact neutron stars? The answer is as follows. The possible maximum values of total masses of the equilibrium configurations of ideal degenerated neutron gas equal $M/M_{\odot} = 0.717 + 0.74$, with corresponding radii $R = (8.5 + 9.8)$ km. Thus, the theory [8–10], which uses new conceptions of gravitational interaction [1] leads almost to the same results as well as the classical calculations of Oppenheimer and Volkoff [18] by means of Einstein's theory. That is a suggested gravitational theory and General Relativity are indiscernible up to the region of neutron stars.

The results of multiple numerical integrations are summarized in table 1 and are presented by means of corresponding diagrams.

b) In the fifth section the numerical integrations of the equations of ECBP already in the presence of the process of inner distortion of space-time continuum are carried out. Displayed under these conditions new phenomena directly relate to the global properties of a space-time continuum at small space-time intervals. That is why they hold irrespective of the choice of a concrete model of configuration. Due to it,

as the further calculations have proved, the modifications of models in a sense of change of the form of state equation cannot lead to the perceptible corrections. This enables to carry out the calculations for a most simple case of equilibrium one-component configurations of degenerated ideal neutron gas in the presence of one-dimensional space-like inner distortion of space-time continuum. It has been shown that in the central parts of the considered configurations, where the distances bet-

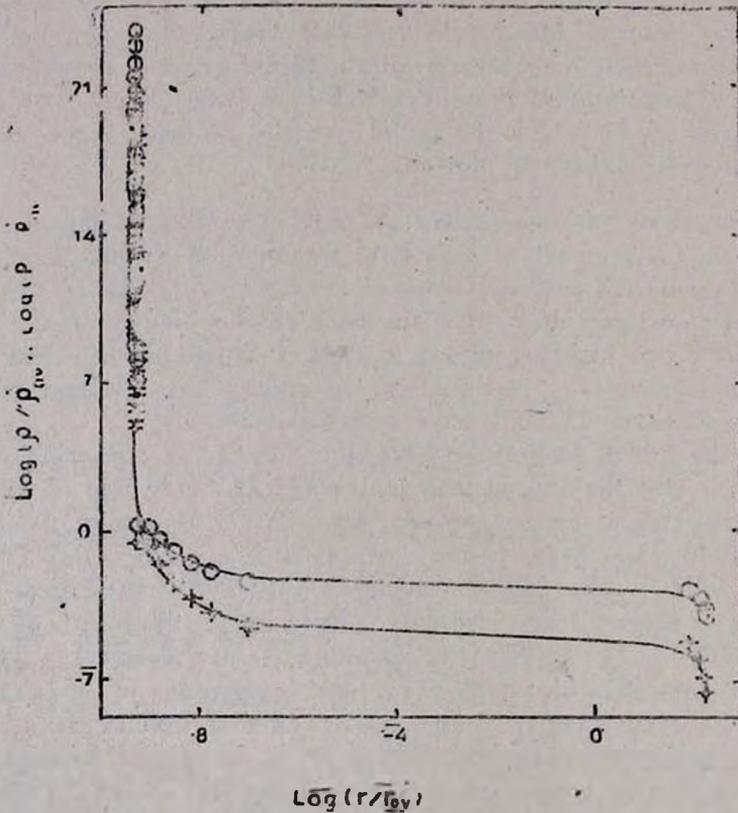


Fig. 4. The radial profiles of the density and pressure of the source Ap Librae $P_{0v} = 6.469 \times 10^{30}$ (erg cm^{-3}), $\rho_{0v} = 7.194 \times 10^{15}$ (g. cm^{-3}), $r_{0v} = 13.68$ (km).

○ - $\text{Log}(\rho/\rho_{0v})$, + - $\text{Log}(P/P_{0v})$.

ween the particles are less than the threshold value (≤ 0.4 Fermi) of the proceeding of process of inner distortion of space and time, the stable stationary supermassive cores of neutron protomatter are formed. Alongside with some other new processes, it is important to note that

in particular, each neutron undergoes to the phase transition. The shift of mass at rest, energy-momentum spectra of particle and due to it the shift of energy of gas as a whole upwards along the energy scale took place. Because of the presence of process of inner distortion of space and time, in the central region of superdense core of neutron proto-matter the pressure rises proportional to the sharp increase of gravitational forces of compression. This one counteracts to the catastrophic compression of the central region. Hence the stable equilibrium remains valid in the outward layers of the central core too, even up to limit of masses much greater than Solar mass. According to calculations, these stable cores have been wholly found within their spheres of event horizon. Just because of it they can be observed only in the presence of accreting matter in their immediate vicinities. Connected to it only the configurations consisting of mentioned above stable stationary supermassive central cores surrounded by accretion disks are considered. The fundamental difference from standard black hole accretion models is the fact that central cores are in stable equilibrium state with certain radial distributions of density and pressure, and with a number of integral characteristics such as the masses M , M_1 , M_0 , radius R_n , total number of baryons N , the gravitational packing coefficients and so on. Versus these parameters of central cores such configurations present concrete models of AGNs.

The numerous integrations enable one to establish the significant effect of metric singularity cut-off, the whole point of which briefly comes to the following. In those cases when central value of concentration of neutrons is less than $n(0)^{-1/3} = 0.4$ Fermi, the process of inner distortion of space-time continuum is absent from the very outset. Then a singularity of metric develops. Drawing near-by to the sphere of event horizon the gravitational forces of compression and concentration of neutrons sharply increase. The latter at last achieves the threshold value and a mechanism counteracting to the further development of singularity is engaged afterwards. That is, under such conditions the field of inner distortion is switched on, the singularity of metric disappears and the inverse process of decrease of concentration as well as the gravitational forces begins. Hence a singularity ceases to signify and the metric singularity cut-off process is presented.

By means of multiple numerical integrations one is able to reveal another fact of a great importance, which is the presence within the outlined theory the rigorous restriction on the upper limit of possible values of total masses of considered configurations. This limit has to be equaled $M \leq 3.5 \cdot 10^8 M_\odot$. The equilibrium configurations with the

masses greater than this value cannot exist just because of strug violation of subsidiary condition of sewing of gravitational potential. The results of numerical integrations are presented in tables 2 and 3. To be more complete and for clearing up the whole set of relations between different integral characteristics one fills a want with corresponding diagrams for configurations characterized by concrete central values of potentials of the field of gravitation and inner distortion of space and time.

c) According to the results of the previous section we were convinced in the correctness of the statement that the further modifications of the considered models in the sense of the change of the form of state equation to the other one of real baryonic gas could not actually lead to perceptible corrections. This fact enables one to proceed to the direct modelling of concrete AGNs in sixth section, the whole point of which is reduced to the following. Based on observational data, for the very first, one defined a total mass M of concrete object. Afterwards one solves the inverse problem. That is by means of reiterated integrations of the equations of ECNP one determined those required central values of concentration of particles and potential of field of inner distortion, for which the calculated total mass of configuration has been exactly equaled to the same value M . It is clear that after the integrations one also obtains the whole set of basic integral characteristics of the considered objects.

The results of those multiple integrations for the 61 sources are presented in tables 4, 5. As an example, these data are also appended by new calculations, the results of which are represented by corresponding diagram including the radial profiles of density and pressure of the Ap Librae source.

At last one should emphasize the important fact of the existence of exotic stationary objects such as the -OJ 287, 3C 66A and B2 1308 + 32 in Nature. This fact clearly shows the fundamental difference between the outlined approach to the understanding of internal structure of the considered celestial bodies and the standard accretion models. Actually, in spite of the auxiliary assumption of asymmetric emission geometry, nevertheless for these objects the observed timescales for flux variations are inconsistent with the contemporary black hole accretion models. The case is quite different within the scope of our approach. It seemed that a decisive significance for those objects has the action of metric singularity cut-off effect. In each of them the infalling masses have steadily filled a whole inside of event horizon sphere and infalling course have formed a thick shell around the central core. There ea.

a concentration of particles by increasing has achieved to the threshold value after which the mentioned above effect has been acted. As a matter of fact the event horizon sphere has vanished and the particles and light are enabled to escape already from the objects to the outside world. Just those very extreme conditions are presented in BL Lac objects—OJ 287, 3C 66A and B2 1308 + 32, the observed sizes of which almost in order of magnitude are less than the sizes of corresponding spheres of event horizon. This may serve as a further indication that the worked out here theory is preferable against standard models.

Acknowledgements: I am grateful for discussions and collaboration with many astrophysicists, especially academician V. A. Ambartsumian for useful comments on various issues treated in the present paper. I thank also H. A. Grigorian, A. V. Sarkissian and particularly A. A. Beglarian for unselfish investment of time and for providing with technical assistance. Among others, I am hugely obliged to A. M. Vardanian for his steady encouragement and support during the preparation of this work.

Byurakan astrophysical
observatory

О ВНУТРЕННЕМ СТРОЕНИИ СВЕРХМАССИВНЫХ КОМПАКТНЫХ НЕБЕСНЫХ ТЕЛ

Г. Т. ТЕР-КАЗАРЯН

Предложен новый подход к задаче внутреннего строения сверхкомпактных стационарных массивных небесных тел, принципиально отличающийся от современных стандартных аккреционных моделей черных дыр. Рассмотрены уравнения равновесных конфигураций барионного протозвещества (РКБП). В частном случае вырожденного идеального нейтронного газа при отсутствии процесса внутреннего искажения пространства—времени показано, что предложенная автором теория приводит к тем же результатам, полученные Оппенгеймером и Волковым по теории гравитации Эйнштейна. Проведено численное интегрирование уравнений РКБП в наиболее простом случае вырожденного идеального нейтронного газа при одномерном пространственноподобном чисто внутреннем искажении пространства—времени. Показано, что в центральных областях рассматриваемых конфигураций образуются сверхмассивные устойчивые стационарные ядра. В качестве моделей активных галактических ядер (АГЯ) рассмотрены именно конфигурации, состоящие из этих ядер, окруженных аккреционными дисками. Принципиальным различием от стандартных аккреционных моделей черных дыр является то, что центральные ядра находятся в состоянии устойчивого равновесия с оп-

ределенными радиальными распределениями плотности и давления, а также с некоторыми интегральными характеристиками. Выявлен важный эффект обрезания сингулярности метрики, из-за действия которого сингулярность метрики перестает быть существенным. Путем многократных интегрирований установлен также другой важный факт о наличии в теории жесткого ограничения сверху на возможные значения полных масс рассматриваемых конфигураций, который равен $M \leq 3.5 \cdot 10^8 M_{\odot}$. В последнем разделе проведено моделирование конкретных объектов АГЯ (61 источников), суть которого сводится к решению обратной задачи. Результаты всех вычислений представлены в таблицах, а также рисунками, изображающими некоторые зависимости интегральных характеристик. Наконец, следует отметить факт существования экзотических стационарных объектов, какими являются лацертиды OJ 287, 3C 66A и B2 1308+32, наблюдательные данные о переменности излучения которых не согласуются с предсказаниями стандартных моделей. Совсем иначе обстоит дело в рамках предложенной теории. По-видимому для них решающее значение имеет действие эффекта обрезания сингулярности метрики, из-за действия которого наблюдаемые размеры этих объектов почти на порядок меньше размеров соответствующих сфер горизонта событий. Это может указывать на то, что предложенная теория предпочтительнее по сравнению со стандартными моделями.

REFERENCES

1. G. T. Ter-Kazarian, Communications of Byurakan Obs., 62, 1989.
2. Witt, Comments Astrophys., 9, 261, 1982.
3. M. I. Rees, Ann. Astron. Astrophys., 22, 471, 1984.
4. D. L. Band, M. A. Malkan, IAU Symposium, 134, 253, 1989.
5. C. D. Impey, "BL Lac Objects: Ten Years After" Conference, Como, Italy, 1988.
6. L. Bassant, A. I. Dean, S. Sembey, Astron. Astrophys., 125, 52, 1983.
7. L. Bassant, A. I. Dean, Prepr. Univ. Southampton, Dept. Phys., Southampton, S09 5NH, U. K., 1983.
8. G. T. Ter-Kazarian, Astrophysica, SSSR, 31, No 2, 345, 1989.
9. G. T. Ter-Kazarian, Astrophysica SSSR, 33, No 1, 143, 1990.
10. G. T. Ter-Kazarian, Doklady Akad. Nauk., SSSR, 305, No 1, 57, 1989.
11. C. D. Impey, G. Neugebauer, Astron. J., 95, No 2, 307, 1988.
12. S. L. Shapiro, S. A. Teukolsky, Black Holes, White Dwarfs and Neutron Stars Cornell Univ., Ithaca, New York, 1983.
13. B. K. Harrison, K. S. Thorne, M. Wakano and J. A. Wheeler, Gravitation Theory and Gravitational Collapse, Univ. Chicago Press, Chicago, Illinois, 1965.
14. G. Baym, H. A. Bethe and C. I. Pethick, Nucl. Phys., A 175, 225, 1971.
15. H. Satz, Statistical Mechanics of Quarks and Hadrons, North-Holland Publishing Company, Amsterdam, 1981.
16. I. L. Elliot, S. L. Shapiro, Astrophys. J., 192, 13, 1974.
17. M. A. Abramovitz, L. Nobili, Nature, 300, 506, 1982.
18. I. R. Oppenheimer, G. M. Volkoff, Phys. Rev., 55, 374, 1939.

УДК: 524.45

КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ

В—АССОЦИАЦИИ

1. *Введение.* Характерным признаком открытых В. А. Амбарцумяном [1] звездных ассоциаций типа О является наличие в них гигантов и сверхгигантов спектральных классов более ранних, чем В0 [2] или, в крайнем случае, В2 [3]. Нередко звездные ассоциации имеют ядра в виде открытых звездных скоплений [4]. Таковыми по классификации Б. Е. Маркаряна [5] являются звездные скопления типа О, содержащие в своем составе звезды типов О или В0. Наиболее ранние звезды в скоплениях типов В и А по работе [5] принадлежат спектральным классам соответственно В1—В5 и В6 и позднее. Исходя из относительного количества открытых звездных скоплений различных типов Б. Е. Маркарян [6] приходит к выводу о том, что лишь четверть скоплений типа О, притом достаточно богатых, может перейти эволюционным путем в скопления типа В, и что, следовательно, большинство открытых скоплений более поздних типов имеет независимое происхождение.

В настоящей работе, на основе наблюдений, выполненных на космическом телескопе «Глазар», показано, что существуют и такие звездные группировки наиболее ранние звезды в которых принадлежат поздним подклассам В. Такие группировки названы *В-ассоциациями*.

2. *Наблюдательные данные и обсуждение.* По результатам наблюдений на ультрафиолетовом телескопе «Глазар», функционирующем с 1987 г. на космической станции «Мир», было исследовано распределение звезд ранних спектральных классов в областях ряда звездных ассоциаций типа О в нашей Галактике [7—12]. Поскольку излучение на длине волны λ 1640 А, на котором выполнены упомянутые наблюдения, подвергается более сильному межзвездному поглощению, чем излучение в видимых лучах, то эти наблюдения позволили уверенно выделять известные О-ассоциации и более точно определять их расстояния, а также выявлять новые, не известные ранее О-ассоциации. Вместе с тем, были обнаружены и определенные группировки В-звезд, не содержащие в

«своем составе звезд классов В2 и ранее и потому не могущие быть отнесенными к О-ассоциациям. Парциальная плотность В-звезд в этих группировках, так же, как и в О-ассоциациях, существенно меньше средней плотности звезд более поздних классов. По аналогии с классификацией Б. Е. Маржаряна [5] открытых звездных скоплений обнаруженные группы могут быть названы В-ассоциациями. Список обнаруженных по наблюдениям на «Глазаре» В-ассоциаций приведен в табл. 1. В таблицу включено также 6 группировок, в которых имеется всего по одной звезде спектральных классов В1.5-В2, так что эти группы вряд ли можно было уверенно отнести к О-ассоциациям. В-ассоциации обозначены по системе, предложенной в работе [12], по которой ассоциация обозначается расстоянием, на котором она находится, выраженным в килопарсеках.

Таблица 1

В—АССОЦИАЦИИ

Наименование	α	δ	Расстояние (пк)	Число членов	Наибольшее вза- имное расстояние членов (пк)
Cas В 0.4	00 ^h 50 ^m	60°20'	400	4	20
Per В 0.8*	02 01	55 10	850	5	30
Per В 0.5*	02 06	55 20	460	3	20
Ori В 0.3*	05 20	-02 00	270	24	60
Ori В 0.1*	05 25	-02 30	125	5	20
Gem В 0.3	06 02	21 00	300	5	20
Mon В 0.6	06 33	08 10	630	6	30
Pup В 0.7	07 28	-27 10	700	8	50
Pup В 1.2	07 30	-26 00	1250	5	70
Pup В 0.1	07 32	-27 20	120	5	7
Pup В 0.4	07 35	-27 00	370	14	40
Vela В 0.3	08 50	-44 00	270	9	15
Cas В 0.6	10 37	-57 50	560	13	50
Sco В 0.2*	16 42	-41 00	250	5	10
Cyg В 0.3	20 15	37 00	300	8	16
Cas В 0.4	23 15	61 40	370	5	18
Cas В 0.7*	23 20	61 00	730	5	30

* Имеется одна звезда спектрального класса В2 или ранее и может, возможно, являться О-ассоциацией.

Наибольшие удаления звезд друг от друга в обнаруженных группировках в проекции на небо находятся в пределах от приблизительно 7 до 70 пк, т. е. их линейные размеры таковы же, что и у О-ассоциаций. Реальные размеры этих группировок могут на самом деле быть несколько больше, поскольку наблюдениями «Глазара» были охвачены ограниченные области в направлениях известных О-ассоциаций. По этой же причине координаты центров обнаруженных групп, приведенные в табл. 1, являются приблизительными.

В составе В-ассоциации в Киле, имеющей размеры около 50 пк, имеется группа из 5 В-звезд, расположенных близ центра ассоциации в области с размерами всего в 1.7 пк. Эта группа может рассматриваться как ядро этой ассоциации.

В наблюдавшихся направлениях было обнаружено в общей сложности 17 (или 11) В-ассоциаций и 21 (или 27) О-ассоциаций. При этом расстояния О-ассоциаций находятся в основном в пределах от 1 до 4 кпк, тогда как В-ассоциации из-за меньшей светимости входящих в их состав звезд обнаружены на расстояниях меньше 1 кпк, т. е. в значительно меньшем (раз в 20) объеме. Следовательно, реальное число В-ассоциаций в пространстве должно быть намного больше числа О-ассоциаций. Таким образом, как и в случае О- и В-скоплений, мы можем заключить, учитывая также небольшое время существования О-ассоциаций, что В-ассоциации в основном эволюционно не связаны с О-ассоциациями и имеют независимое происхождение. Они могут представлять следующую ступень развития О-ассоциаций при более долгом существовании последних.

3. *Заключение.* По результатам наблюдений на космическом телескопе «Глазар» обнаружен новый класс звездных ассоциаций, содержащих в своем составе звезды поздних подклассов В и названных В-ассоциациями. Показано, что эти ассоциации, по-видимому, эволюционно не связаны с О-ассоциациями.

В заключение автор выражает признательность акад. В. А. Амбарцумяну за полезное обсуждение.

5 октября 1991

Г. М. Товмасьян

Бюраканская астрофизическая
обсерватория

B-associations. A new type of stellar associations, named B-associations, which contain stars of later B-types were discovered using observational data of the „Glazar“ space telescope. It is shown that they generally may not be the later stage of the evolution of O-associations.

ЛИТЕРАТУРА

1. В. А. Амбарцумян, Эволюция звезд и астрофизика, Изд. АН АрмССР, Ереван, 1947.
2. V. A. Ambartsumian, *Observatory*, 75, 71, 1955.
3. В. А. Амбарцумян, Сообщ. Бюракан. обсерв., 15, 3, 1954.
4. В. А. Амбарцумян, *Астрон. ж.*, 28, 3, 1949.
5. Б. Е. Маркарян, Сообщ. Бюракан. обсерв., 5, 3, 1950.
6. Б. Е. Маркарян, Сообщ. Бюракан. обсерв., 12, 3, 1954.
7. Г. М. Товмасын, Р. Х. Оганесян, Р. А. Епремян, Д. Югенен, А. С. Викторенко, А. А. Седебров, *Астрон. ж.*, 68, 942, 1991.
8. Г. М. Товмасын, Р. Х. Оганесян, Р. А. Епремян, Д. Югенен, *Астрофизика*, 33, 329, 1991.
9. Г. М. Товмасын, Р. Х. Оганесян, Р. А. Епремян, Д. Югенен, *Астрофизика*, 1991 (в печати).
10. H. M. Toumassian, R. Kh. Hovhannessian, R. A. Epremtian, D. Huguenin, Yu. V. Romanenko, M. N. Krutogon, A. L. Kashin, A. P. Alexandrov, Yu. V. Romanenko, *Astrophys. and Space Sci.*, 1991.
11. Г. М. Товмасын, Р. Х. Оганесян, Р. А. Епремян, Д. Югенен, *Астрофизика*, 1994 (в печати).
12. H. M. Toumassian, R. Kh. Hovhannessian, R. A. Epremtian, D. Huguenin, *Astron. and Astrophys.*, 1992 (submitted).

АЛФАВИТНЫЙ УКАЗАТЕЛЬ

журнала «Астрофизика», том 35, 1991 год

Абраменков Е. А., Крымкин В. В. Наблюдения газовых туманностей W 80 и Sh 119 на четырех частотах декаметрового диапазона	39
Абрамян Г. В., Микаелян А. М. Спектральное исследование голубых звездных объектов FBS. I.	197
Авакян М. Р., Григорян Л. Ш., Саарян А. А. Модели нейтронных звезд в обобщенной биметрической теории гравитации	121
Амбарян В. В., Мирвоян А. Л. О размерах реальных Трапеций	27
Амирханян А. С., Езыкян А. Г., Тихонов Н. А., Шахбазян Р. К. Наблюдения компактной группы галактик Шахбазян 130	67
Андриевский С. М., Матвеев И. А. Генерация мягкого рентгеновского излучения в атмосфере RR Лэры	111
Аршакян Т. Г. Крупномасштабная пространственная ориентация больших осей протяженных двойных радиопоточников	247
Аршакян Т. Г. Аналитическое определение параметров некоторых моделей аксиально-симметричных распределений	313
Бёрнзен Ф. (см. Петросян А. Р.)	49
Бисночатый-Колан Г. С. Устойчивость эллиптических звездных дисков II. Общее решение с квадратичным гравитационным потенциалом	271
Вайнер Б. В., Глухов А. Ю., Чуевков В. В. Химическая эволюция спиральной галактики	321
Варданян Р. А. (см. Мирвоян А. В.)	211
Волков А. А. (см. Товмасын Г. М.)	167
Гаген-Торн В. А., Гатаулина А. И. Поляриметрические наблюдения OJ 287 в 1983—1991 гг.	77
Гаспарян К. Г. (см. Пеймберт М.)	181
Гатаулина А. И. (см. Гаген-Торн В. А.)	77
Глухов А. Ю. (см. Вайнер Б. В.)	321
Григорян Л. Ш. (см. Авакян М. Р.)	121
Езыкян А. Г. (см. Амирханян А. С.)	67
Епоемян Р. А. (см. Товмасын Г. М.)	5
Епремян Р. А. (см. Товмасын Г. М.)	167
Епремян Р. А. (см. Товмасын Г. М.)	373
Езицян М. А. Поиск звезд с собственной поляризацией	33
Ибрагимов М. А. Наблюдения флуорес. III. FU Орзона в 1984—1990 гг. Прямательное изменение темпа падения блеска	17
Катышева Н. А. Спектр высокотемпературной водородно-гелиевой плазмы	257
Колесов А. А., Соболев В. В. Рассеяние света в сферической туманности	97
Кригель А. М. О природе периодической активизации вращающихся галактик	85
Крихалев С. К. (см. Товмасын Г. М.)	167
Крымкин В. В. (см. Абраменков Е. А.)	39
Липовка А. А. (см. Херсонский В. К.)	151
Матвеев И. А. (см. Андриевский С. М.)	111
Мелконян Н. А. (см. Пеймберт М.)	181

Мирзоян А. А. (см. Амбарян В. В.)	27
Мирзоян А. В., Варданян Р. А. О возможном объяснении дискретизации красных смещений квазаров	211
Оганесян Р. Х. (см. Товмасын Г. М.)	5
Оганесян Р. Х. (см. Товмасын Г. М.)	167
Оганесян Р. Х. (см. Товмасын Г. М.)	373
Оганян Г. Б. (см. Пеймберт М.)	181
Орлов М. Я., Шаврина А. В. Содержание элементов группы палладия в атмосферах протолунонированных звезд. III. Радий	163
Персамян Э. С. (см. Пеймберт М.)	181
Пеймберт М., Парсамян Э. С., Гаспарян К. Г., Мелконян А. С., Оганян Г. Б. Спектральные наблюдения субфлуора V 1143 Ori (1985—1988)	181
Петросян А. Р., Саакян К. А., Чаушян В. О., Бертен Ф. Спектральное и фотометрическое исследование эллиптической иррегулярной галактики M106	49
Петросян А. Р., Саакян К. А. Структура центральных областей некоторых галактик Марккаржана	227
Пичиченко В. Л. Устойчивость микрофизических дисков и колец	131
Решетников В. П. О фотометрических характеристиках взаимодействующих галактик	235
Решетников В. П., Яковлева В. А. Поляризационное исследование peculiarной галактики NGC 660	61
Саакян К. А. (см. Петросян А. Р.)	49
Сарян А. А. (см. Авакян М. Р.)	121
Соболев В. В. (см. Колесов А. К.)	97
Тихонов Н. А. (см. Амирханян А. С.)	67
Гер-Казарян Г. Т. О внутреннем строении сверхмассивных компактных небесных тел	335
Товмасын Г. М., Оганесян Р. Х., Епремян Р. А. Горячие компоненты некоторых звезд в области Ориона и Кляя	5
Товмасын Г. М., Оганесян Р. Х., Епремян Р. А., Юнген Д., Волков А. А., Крикалян С. К. Наблюдения области звездной ассоциации Сагина OB 1 на космическом телескопе «Габбар»	167
Товмасын Г. М., Оганесян Р. Х., Епремян Р. А. В-ассоциация	373
Херманский В. К., Липовка А. А. НОС I в межзвездной среде	151
Ховос Г. В. Фотометрический способ отбора холодных углеродных звезд	221
Чаушян В. О. (см. Петросян А. Р.)	49
Чуевков В. В. (см. Вайнер Б. В.)	321
Шаврина А. В. (см. Орлов М. Я.)	163
Шахбазян Р. К. (см. Амирханян А. С.)	67
Юнген Д. (см. Товмасын Г. М.)	167
Яковлева В. А. (см. Решетников В. П.)	61

СОДЕРЖАНИЕ

журнала «Астрофизика», том 35, 1991

Выпуск 1

Горячие компоненты некоторых звезд в областях Ориона и Киля Г. М. Товмасын, Р. Х. Оганесян, Р. А. Едремян	5
Наблюдения флуорев. III III Ориона в 1984—1990 годах. Примечательно: изменение темпа падения блеска М. А. Ибрагимов	11
О размерах реальных Трещей В. В. Амбарян, А. А. Мироян	27
Поиск звезд с собственной поляризацией М. А. Егизян	33
Наблюдения линии туманности W80 и SN119 на четырех частотах декаметрового диапазона Е. А. Абраменков, Б. Б. Крышкин	39
Спектральное и фотометрическое исследование клочковатой спиральной галактики Маргариты 1005 А. Р. Петросян, К. А. Силкян, В. О. Чавушян, Ф. Бернсен	49
Поляризационное исследование спиральной галактики NGC 660 В. П. Ревлетников, В. А. Яковлева	61
Наблюдения компактной группы галактик Шехбазян А. С. Амрханян, А. Г. Ешкян, Н. А. Тихонов, Р. К. Шехбазян	67
Поляриметрические наблюдения OJ 287 в 1983—1991 гг. В. А. Гален-Торн, А. И. Гатагулина	77
О природе периодической активизации пульсирующих галактик А. М. Кригель	85
Разложение света в сферической туманности А. К. Колесов, Б. В. Соболев	97
Генерация мягкого рентгеновского излучения в атмосфере RR Лкры С. М. Андрицкий, И. А. Магвесс	111
Модели нейтронных звезд в обобщенной симметрической теории гравитации М. Р. Авакян, Л. Ш. Григорян, А. А. Саарян	121
Устойчивость астрофизических дисков и колец В. А. Поляченко	131
НОСИ в межзвездной среде В. К. Херсонский, А. А. Липовка	151
КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ	
Содержание элементов группы Палладия в атмосферах эволюционировавших звезд. III. Родий М. Я. Орлов, А. В. Шаврина	163

Наблюдения области звездной ассоциации Carina OB1 на космическом телескопе «Галазар» <i>Г. М. Товиасян, Р. Х. Оганесян, Р. А. Епремян, Д. Югенин, А. А. Волков, С. К. Крикалев</i>	167
Спектральные наблюдения субфуора V 1143 Ori (1985—1988) <i>М. Пеймберт, Э. С. Парсамян, К. Г. Гаспарян, А. С. Мелконян, Г. Б. Озмянч</i>	181
Спектральное исследование голубых звездных объектов FBS. I. <i>Г. В. Абрамян, А. М. Микселян</i>	197
О возможности объяснении дискретизации красных сме сней квазаров <i>А. В. Мирзоян, Р. А. Варданян</i>	211
Фотометрический способ отбора, холодных углеродных звезд <i>Г. В. Хозов</i>	221
Структура центральных областей некоторых галактик Маркьяна <i>А. Р. Петросян, К. А. Саакян</i>	227
О фотометрических характеристиках взаимодействующих галактик <i>В. П. Решетников</i>	235
Крупномасштабная пространственная ориентация больших осей протяженных двойных радиисточников <i>Т. Г. Аршакян</i>	247
Спектр высокотемпературной водородно-гелиевой плазмы <i>Н. А. Кагышева</i>	257
Устойчивость радиических звездных дисков. II. Общее решение с квадратичным гравитационным потенциалом <i>Г. С. Бисноватый-Козан</i>	271
Аналитическое определение параметров некоторых моделей аксально-симметричных распределений <i>Т. Г. Аршакян</i>	313
Химическая эволюция спиральной галактики <i>Б. В. Вайнер, А. Ю. Глухов, В. В. Чувенков</i>	321
О внутреннем строении сверхмассивных компактных небесных тел <i>Г. Т. Тер-Казарян</i>	335

КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ

В—ассоциация

<i>Г. М. Товиасян, Р. Х. Оганесян, Р. А. Епремян</i>	373
--	-----

CONTENTS

Number 1

Hot components of some stars in Orion and Carina regions	5
<i>H. M. Toumassian, R. Kh. Hovhannessian, R. A. Epremtian</i>	
Observational study of fuors. III. FU Orlons in 1984-1990. A remarkable change in brightness decreasing rate	11
<i>M. A. Ibragimov</i>	
On the sizes of real Trapeziums	27
<i>V. V. Hambarian, A. L. Mirzoyan</i>	
A search for intrinsic polarization of stars	33
<i>M. H. Eritsian</i>	
Observations of the gaseous nebulae W80 and Sh 119 at four frequencies of decametric waveband	39
<i>E. A. Abramenskoy, V. V. Krymkin</i>	
Spectral and photometrical investigation of the clumpy irregular Markarian 1006 galaxy	
<i>A. R. Petrosian, K. A. Sahakian, V. H. Chavushian, F. Börngen</i>	49
Polarimetric investigation of the peculiar galaxy NGC 660	
<i>V. P. Rechetnikov, V. A. Yakovleva</i>	61
Observations of the compact group of galaxies Shabbazian 130	
<i>A. S. Amirkhantian, E. G. Eghtkian, N. A. Tikhonov, R. K. Shabbazian</i>	67
Polarimetric observations of OJ 287 in 1983-1991	
<i>V. A. Hagen-Thorn, A. I. Gataullina</i>	77
On the nature of recurrent activity of the nuclei of rotating galaxies	
<i>A. M. Krigel</i>	85
Light scattering in aspherical nebula	97
<i>A. K. Kolesov, V. V. Sobolev</i>	
Generation of soft X-ray radiation in the atmosphere of RR Lyrae	
<i>S. M. Andrievsky, I. A. Matveev</i>	111
Models of neutron stars in generalized bimetric theory of gravitation	
<i>M. R. Avaktian, L. Sh. Grigorian, A. A. Sahakian</i>	121
Stability of astrophysical discs and rings	131
<i>L. V. Polyachenko</i>	
HOCL in the interstellar medium	151
<i>V. K. Khersonskii, A. A. Litpovka</i>	
Notes	
The abundance of palladium group elements in the atmospheres of evolved stars. III. Rhodium	163
<i>M. Ya. Orlov, A. V. Shaorina</i>	

CONTENTS

Number 2, 3

Observations of the field of the Carina OB1 stellar association carried out by the space telescope "Glazar"	
<i>H. M. Toumassian, R. Kh. Hovhannessian, R. A. Epremtian, D. Huguenin, A. A. Volkov, S. K. Krikalev</i>	167
Spectral observations of subfuor V 1143 ORI (1985-88)	
<i>M. Petmbert, E. S. Parsamian, L. G. Gasparian, A. S. Melkontian, G. B. Ohanian</i>	181

Spectral investigation of the FB5 blue stellar objects. I	<i>H. V. Abrahamian, A. M. Mickaelian</i>	19
On the possible explanation of the quasar redshift's discretization	<i>L. V. Mirzoyan, R. A. Vardanian</i>	21
A photometric method for the selection of the cool Carbon stars	<i>G. V. Khosrov</i>	22
The structure of the central regions of some Markarian galaxies	<i>A. R. Petrosian, K. A. Sahakian</i>	22
On the photometric characteristics of interacting galaxies	<i>V. P. Keshetnikov</i>	23
The large-scale space orientation of the major axis of extended double radio sources	<i>D. G. Arshakyan</i>	24
Spectrum of a hot hydrogen-helium plasma	<i>N. A. Kotgshova</i>	25
Stability of elliptical stellar disks II. General solution with quadratic gravitational potential	<i>A. S. Bismovutyl-Kogann</i>	27
Analytical solution of the parameters of some models of axial-symmetric distribution	<i>D. G. Arshakyan</i>	31
Chemical evolution of spiral galaxy	<i>B. V. Vainier, A. Yu. Glukhov, V. V. Chuvankov</i>	32
On the study of internal structure of superdense celestial bodies	<i>G. T. Ter-Kazarian</i>	33
Notes		
B-associations	<i>H. T. Toumassian, R. Kh. Hovhannessian, R. A. Epremlian</i>	37

Сдано в набор 4.05.92 г. Подписано к печати 8.12.92 г.
 Формат 70×100¹/₁₆. Бумага № 1, «сыктывкарская». Плоская печать. Печ. лист. 13.5.
 Усл. печ. лист. 17,55. Учет. изд. 16,33. Тираж 450. Заказ 52.

Издат. 8028. Цена 6 р.

Адрес редакции: 375019, Ереван, пр. Маршала Баграмяна, 24-г. II эт., 1 к.

Издательство Академии наук Армении, 375019, Ереван-19, пр. Маршала Баграмяна, 24.
 Типография Издательства АН Армении, Ереван-19, пр. Маршала Баграмяна, 24

CONTENTS

Observations of the field of the Carina OB1 stellar association carried out by the space telescope „Glazar“	167
<i>H. M. Toomasian, R. Kh. Hovhannesian, R. A. Epremian, D. Huzentn, A. A. Volkov, S. K. Krikalev</i>	
Spectral observations of subfour V 1143 ORI (1985-83)	181
<i>M. Petnbert, E. S. Parsamian, L. G. Gasparian, A. S. Melkontan, G. B. Chantian</i>	
Spectral investigation of the FB5 blue stellar objects. I	197
<i>H. V. Abrahamian, A. M. Mtskalian</i>	
On the possible explanation of the quasar redshift's discretization	211
<i>L. V. Mirzoyan, R. A. Vardanian</i>	
A photometric method for the selection of the cool Carbon stars	221
<i>G. V. Khozov</i>	
The structure of the central regions of some Markarian galaxies	227
<i>A. R. Petrostan, K. A. Sahaktan</i>	
On the photometric characteristics of interacting galaxies	235
<i>V. P. Reshetnikov</i>	
The large-scale space orientation of the major axis of extended double radio sources	247
<i>D. G. Arshakyan</i>	
Spectrum of a hot hydrogen-helium plasma	257
<i>N. A. Katyshcheva</i>	
Stability of elliptical stellar disks II. General solution with quadratic gravitational potential	271
<i>A. S. Bisnovatyi-Kogan</i>	
Analytical solution of the parameters of some models of axial-symmetric distribution	313
<i>D. G. Arshakyan</i>	
Chemical evolution of spiral galaxy	321
<i>B. V. Valner, A. Yu. Glukhov, V. V. Chuvankov</i>	
On the study of internal structure of superdense celestial bodies	335
<i>G. T. Ter-Kazarian</i>	
Notes	
B-associations . . . <i>H. T. Toomasian, R. Kh. Hovhannesian, R. A. Epremian</i>	373

СОДЕРЖАНИЕ (продолжение)

О ВНУТРЕННЕМ СТРОЕНИИ СВЕРХМАССИВНЫХ КОМПАКТНЫХ
НЕБЕСНЫХ ТЕЛ Г. Т. Тер-Казарян 335

КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ

В-АССОЦИИИ

Г. М. Товмасын, Р. Х. Оганесян, Р. А. Елремян 373