

ԱՍՏՂԱՖԻԶԻԿԱ

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 19

МАЙ, 1983

ВЫПУСК 2

ДВУХЦВЕТНАЯ ФОТОМЕТРИЯ СКОПЛЕНИЙ ГАЛАКТИК. I. А 1185 <i>А. Т. Каллолян, А. Г. Егикян, Д. Наңни, Д. Тревезе, А. Винято</i>	183
В2 1101+38 (МАРК 421): ПОЛЯРИЗАЦИОННОЕ И ФОТОМЕТРИЧЕСКОЕ ПОВЕДЕНИЕ В ОПТИКЕ В 1974—1982 ГГ. <i>В. А. Газен-Торн, С. Г. Марченко, Р. И. Смазачева, В. А. Яковлева</i>	199
НОВЫЕ ГАЛАКТИКИ С UV-ИЗБЫТКОМ. V. <i>М. А. Казарян, Э. С. Казарян</i>	213
СПЕКТРЫ ГАЛАКТИК С УФ-КОНТИНУУМОМ. III. <i>Б. Е. Маркарян, В. А. Липовецкий, Дж. А. Степанян</i>	221
СПЕКТРАЛЬНЫЕ НАБЛЮДЕНИЯ ГАЛАКТИК МАРКАРЯНА. III. <i>Э. К. Денисюк, В. А. Липовецкий</i>	229
СПЕКТРАЛЬНОЕ И МОРФОЛОГИЧЕСКОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ГАЛАКТИК МАРКАРЯН 303 И 313 <i>Э. Е. Хачикян, А. Р. Петросян</i>	239
ПОИСК ВОЗМОЖНОЙ ПЕРЕМЕННОСТИ ЭМИССИОННЫХ ЛИНИЙ В СПЕКТРЕ ЯДРА ГАЛАКТИКИ NGC 1275 В ШКАЛЕ ВРЕМЕНИ ОДНИ СУТКИ <i>Н. И. Меркулова, И. И. Проник</i>	245
СПЕКТРЫ РАДИОИЗЛУЧЕНИЯ И БЮРАКАНСКАЯ КЛАССИФИКАЦИЯ ГАЛАКТИК <i>В. Г. Малумян</i>	251
О ВОЗМОЖНОЙ ИНТЕРПРЕТАЦИИ „СВЕРХСВЕТОВЫХ“ СКОРОСТЕЙ ДВИЖЕНИЙ В РАДИОГАЛАКТИКАХ <i>В. Г. Горбачук</i>	257
СОДЕРЖАНИЕ ЛИТИЯ В АТМОСФЕРАХ М-ГИГАНТОВ С УЧЕТОМ МО- ЛЕКУЛЯРНОГО ПОГЛОЩЕНИЯ <i>М. Е. Боярчук, А. В. Шаврина, Л. А. Яковина</i>	265
О КОРРЕЛЯЦИИ УЛЬТРАФИОЛЕТОВОГО ИЗБЫТКА С СОДЕРЖАНИЕМ ТЕХНЕЦИЯ В МИРИДАХ . . . <i>А. А. Аюпян, Ю. К. Мелик-Алавердян</i>	273
ЦИКЛИЧЕСКИЕ КОЛЕБАНИЯ БЛЕСКА R CrV И ИХ СВЯЗЬ С НЕПЕРИО- ДИЧЕСКИМИ ОСЛАБЛЕНИЯМИ ЯРКОСТИ <i>Р. И. Гончарова, Г. У. Ковальчук, А. Ф. Пугач</i>	279

(Продолжение на 4-й странице обложки)

Е Р Е В А Н

Խ ր ա զ ր ա լ ի ճ Կ ռ ի գ ի ի

Գ. Ս. Բինովստի-Վոզան, Ա. Ա. Բոյարչուկ, Վ. Գ. Գորրացկի, Հ. Ս. Թովմասյան,
Ի. Ս. Վոպիլով, Վ. Հ. Համբարձումյան (գլխավոր խմբագիր), Բ. Ե. Մարգարյան,
Լ. Վ. Միրզոյան (գլխ. խմբագրի տեղակալ), Գ. Ս. Սահակյան, Լ. Ի. Սեդով,
Վ. Վ. Սորոլն (գլխ. խմբագրի տեղակալ), Ա. Տ. Քալոյղյան (պատ. քարտուղար)

Редакционная коллегия

В. А. Амбарцумян (главный редактор), Г. С. Бисноватый-Коган, А. А. Боярчук,
В. Г. Горбацкий, А. Т. Каалоглян (ответственный секретарь), И. М. Копылов,
Б. Е. Маркарян, Л. В. Мирзоян (зам. главного редактора), Г. С. Саакян,
Л. И. Седов, В. В. Соболев (зам. главного редактора), Г. М. Товмасян

«АСТРОФИЗИКА» — научный журнал, издаваемый Академией наук Армянской ССР. Журнал печатает оригинальные статьи по физике звезд, физике туманностей и межзвездной среды, по звездной и внегалактической астрономии, а также статьи по областям науки, сопредельным с астрофизикой.

Журнал предназначен для научных работников, аспирантов и студентов старших курсов.

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

«ԱՍՏՂԱՖԻԶԻԿԱ»-ն գիտական հանդես է, որը հրատարակվում է Հայկական ՍՍՀ Գիտությունների ակադեմիայի կողմից: Հանդեսը ապագում է ինքնատիպ հոդվածներ աստղերի ֆիզիկայի, միգամածությունների ու միջաստղային միջավայրի ֆիզիկայի, աստղաբաշխության և առաքալակտիկական աստղագիտության, ինչպես նաև աստղաֆիզիկային սանձանակից բնագավառների գծով:

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

Հանդեսը լույս է տեսնում տարեկան 4 անգամ, 1 համարի արժեքն է 1 ռ. 40 կ., բաժանագրերը 5 ռ. 80 կ. մեկ տարվա համար: Բաժանորդագրվել կարելի է «Սոյուզպեչատ»-ի բոլոր բաժանմունքներում, իսկ առաջամասնում՝ «Մեծ դամարողնայա կնիգա» գործակալության միջոցով, Մոսկվա, 200.

УДК 524.7—82

TWO-COLOUR PHOTOMETRY OF CLUSTERS OF GALAXIES. I
A1185

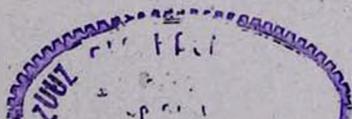
A. T. KALLOGHLIAN, A. G. EGIKIAN, D. NANNI, D. TREVESE, A. VIGNATO

Received 15 November 1982

Accepted 27 January 1983

The results of two-colour photometry in B and V of galaxies in A1185 are presented. The plates of the 2.6 m telescope of the Byurakan Observatory have been used. The measurements were carried out with the PDS microdensitometer of the Naples Observatory. The rectangular coordinates, total magnitudes and colours, ellipticities and position angles of large axes of galaxies have been determined. The luminosity functions in B and V are constructed. There is a change of slope in cumulative luminosity functions in both B and V at $M_B^* = -19^m0$ and $M_V^* = -20^m0$ respectively. No convincing evidence has been found for preferential alignments of galaxy axes. The brighter and redder the galaxies the stronger is the concentration to the cluster centre.

1. *Introduction.* In the last decade quite a large number of clusters of galaxies have been studied photometrically. Extensive investigations have been carried out by Oemler [1], Dressler [2], Godwin and Peach [3], Carter [4], Carter and Godwin [5], Hoffman and Crane [6], Kron [7] and others in order to reveal global photometric parameters of clusters. Unfortunately the results of several photometry have been published in an incomplete form which makes them difficult to compare with other data. Usually the photometry refers to one or another colour band which in turn differs from one article to another. This is another trouble for comparison. Nevertheless by means of photometry various general properties such as structure, shape of luminosity function, segregation effects and others have been obtained which are important to understand the problems related to the formation and evolution of clusters of galaxies. A photometry at least in two colour bands should be more informative. Taking this into account a photometric study in B and V has been undertaken for several clusters of galaxies from Abell's list [8]. In this paper we give the results on cluster A1185.



According to Abell [8] the cluster A1185 belongs to the richness class 1 and distance group 2. It means that in radius 50 arcmin (hereafter $H = 75 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$) the cluster has about 50–79 members in a magnitude range ($m_3, m_3 + 2$), where m_3 is the magnitude of the third brightest member. The field measured in this article has angular sizes equal to $35 \times 35 \text{ arcmin}^2$. The cluster belongs to Bautz-Morgan type II [9] with a redshift 0.0349 [10]. The brightest member of the cluster is NGC 3550 by means of which the cluster redshift is measured. The cluster is a weak radio source [11, 12]. It was not detected in X-ray observations [13]. According to [14] A1185 is a member of a double cluster, the second member being A1213. A1185 has not been investigated photometrically.

2. *Observations.* Measurements of galaxies were made on plates taken at the prime focus of the 2.6 m telescope of the Byurakan Observatory. The plate scale is 21.4 per mm, while the corrected field has a diameter of about 45 arcmin. Only the central field of 35 arcmin diameter has been measured. The photometry is based on a 30 min Kodak 103a-0+GG385 plate for *B* band and a 40 min Kodak 103a-D+GG11 plate for *V* band.

Photometric calibration of the plates has been performed by means of the Byurakan Observatory 12-tube spot sensitometer of known relative intensities. The calibrating exposure was made after the sky exposure on a masked-off part of the plate. Usually 6 or 7 spots were normally exposed for measurements. To establish the zero points for photometry, the sky background surface brightnesses measured photoelectrically and photographically (by means of standard stars in star cluster IC 4665) have been used.

The combination of used filters and plates together with atmosphere defines a colour system very near to the standard *BV* system. No correction for this slight difference has been made.

3. *Reduction procedures.* a) *Plate scanning.* The plates were scanned with the PDS microdensitometer of the Naples Observatory.

The aperture used for the scanning was a square one of 25×25 microns; also the step in *x* and *y* was 25 microns. The step and aperture correspond approximately, at the scale of the telescope, to about $0.5''$. The region scanned is a square of $10 \times 10 \text{ cm}$ which correspond to $35' \times 35'$. Therefore the scanning gives rise to a matrix of 4000×4000 numbers. We adopt the transparency mode on the microdensitometer because, in this way, we have a good sampling near the background value which, in turn, gives rise to an accurate evaluation of luminosity of galaxies near the plate limit.

b) *Segmentation process.* A finder program retrieves individual objects discriminating them from background and determining their positions and sizes: the objects are defined as connected areas of a certain number of pixels overcoming a suitable threshold level. The details of the algorithm were described by Pittella and Vignato [15]. Some improvements were introduced in the procedure, as described there, in the attempt of eliminating the inconveniences connected with: a) the presence of a certain number of double objects, this presence is due to the choice of a low value of the threshold opacitance that we used not to loose the faintest objects, b) a number of objects introduced (or missed) in the final catalogue due to discontinuity in the background level from one region to another one, the background level being, in fact, computed as the modal value of the histograms evaluated in adjacent cells of typical dimension 100×100 pixels.

After some attempts we found this procedure suitable: 1) the original image (4000×4000) was squeezed to 1000×1000 by averaging; this reduces the noise still preserving enough spatial resolution; 2) a second image 1000×1000 was produced by smoothing the previous one with a 3×3 mask. This second image is used only for the finding of algorithm like a local background. Then an image is produced by dividing the transparency of each pixel of the second image by the transparency of the corresponding pixel of the first one. To this last image the old finding procedure is applied. This procedure avoids the inconveniences of the previous method and, in particular, very faint objects may be detected also if embedded in the envelope of a luminous one.

c) *Calibration.* The calibration performed on the plate was made using the spots present on it. We found convenient to use the following variable:

$$\mathcal{Q} = (D - D_f) / (D_s - D) \quad (1)$$

with this meaning for the symbols:

$$D = -\log T$$

$$D_f = \text{fog density}$$

$$D_s = \text{saturation density.}$$

We note that the variable \mathcal{Q} for values of density much less than the saturation density is the same as the Becker density. Moreover the relation

$$I = a\mathcal{Q}^n \quad (2)$$

that we used to calibrate the plate gives rise in the density-log I diagram to the classical S-shape relation.

d) *Photometry*. The magnitudes of the objects were computed inside circular diaphragms of different apertures; the centers of the objects were recomputed on the original image starting from the x and y values given by the finding algorithm. For the objects with a nearby companion we take into account the presence of this object by rejecting, for each annulus, having a radius greater than a certain value, the opacitance values outside the dispersion from the mean and substituting in them the mean opacitance of the remaining pixels.

The intensity for each pixel has the form

$$i = (I - I_r) / I_b \quad (3)$$

where I_r is the intensity due to light not belonging to the object; it corresponds to the sum of the background intensity I_b and the diffuse light of the underlying objects.

After the computation of the magnitude inside circular diaphragms, we analyze the behaviour of magnitude versus radius and we consider as the "total" magnitude that one for which the stability of the magnitude values was achieved inside the error induced by the photographic noise.

By our measurements within a diameter of 42.8 arcsec the V magnitude of NGC 3550 (No. 1 in Table 1) is equal to 13^m64 . This can be compared with the value $V = 13.58$ obtained by Peterson within an aperture 41.8 arcsec [16].

We also computed the ellipticity and position angle for the objects using the scheme outlined by Carter and Metcalfe [17].

e) *Star-galaxy separation*. Many techniques are used to discriminate between stars and galaxies; these methods seem to fall into two categories;

1) the ones based on assumed model of intensity profile of a certain type of objects (in general stars). These methods were used by Lorre et al [18], and quite recently by Valdes [19].

2) other methods are based on morphological parameters of the discrimination criteria being the manifestation of the fact that the star is a point spread function (PSF) while galaxies are extended sources convolved with the PSF. Peterson et al [20] based their classifier on the areal profiles of the images. Kron [7] used the parameter r which weights the central light strongly

Table 1

MAGNITUDES AND COLOURS OF GALAXIES IN A1185

No.	X_V	Y_V	V	$B-V$	No.	X_V	Y_V	V	$B-V$
1	-190 ^m	+375 ^m	13. ^m 64	1. ^m 14	38	559 ^m	- 379 ^m	16. ^m 65	0. ^m 93
2	31	-457	14.20	1.10	39	78	- 586	15.66	0.99
3	-167	67	14.35	0.87:	40	575	519	16.67	0.72
4	274	104	14.36	1.10	41	- 480	465	16.67	0.91
5	-135	99	14.52	1.06	42	- 280	462	16.74	0.77
6	- 70	- 24	14.57	1.10	43	363	- 534	16.86	0.89
7	968	-700	14.71	0.56	44	519	- 98	16.86	0.65
8	-205	246	14.94	1.10	45	-1005	58	16.89	0.76
9	272	161	14.96	0.91	46	- 855	249	16.91	0.85
10	-971	955	14.96	1.11	47	- 216	140	16.91	0.99
11	425	228	14.98	1.13	48	793	- 317	16.94	0.60
12	355	45	15.20	1.03	49	587	125	16.97	0.78
13	- 12	132	15.24	1.22	50	322	1052	17.0	-
14	-433	-143	15.26	1.17	51	- 5	- 262	17.05	0.93
15	-156	-778	15.54	0.97	52	978	141	17.08	1.32
16	-346	109	15.59	1.09	53	77	160	17.09	1.10
17	-355	82	15.64	1.07	54	904	- 23	17.17	0.57
18	19	-737	15.65	0.64	55	949	515	17.21	0.81
19	77	37	15.65	1.07	56	- 633	1027	17.23	0.78
20	91	287	15.67	1.06	57	- 21	472	17.24	-
21	577	280	15.74	0.77	58	715	921	17.27	1.45
22	13	-388	15.74	1.08	59	472	- 291	17.34	1.02
23	-377	159	15.81	0.86	60	863	- 689	17.38	0.67
24	-601	-195	15.93	0.55	61	494	- 195	17.44	0.59
25	- 87	96	15.96	1.00	62	- 698	302	17.48	0.73
26	-307	124	16.16	1.02	63	- 240	132	17.49	0.85
27	562	316	16.18	1.15	64	- 302	- 572	17.50	0.89
28	-271	-646	16.20	0.67	65	- 144	350	17.51	0.78
29	-483	-348	16.29	0.77	66	518	1008	17.53	1.33
30	376	11	16.33	0.70	67	407	194	17.55	-
31	-132	866	16.33	0.89:	68	- 188	731	17.59	1.45
32	-174	151	16.35	1.02	69	915	- 798	17.59	1.01
33	634	559	16.44	1.07	70	183	68	17.59	0.58
34	-140	-224	16.45	1.15	71	- 366	209	17.63	1.03
35	427	-490	16.47	0.81	72	277	72	17.71	0.56
36	762	-270	16.52	0.75	73	190	- 695	17.74	0.66
37	-557	-715	16.59	0.98	74	- 626	916	17.74	0.87

Table 1 (continued)

No.	X_V	Y_V	V	$B-V$	No.	X_V	Y_V	V	$B-V$
75	-174 ^m	331 ^r	17 ^m .77	0 ^m .90	113	162	-552	18 ^m .44	0 ^m .81
76	-314	-1011	17.8	-	114	-990	-354	18.44	1.20
77	-389	206	17.82	0.76	115	398	-223	18.44	-
78	656	768	17.83	1.37	116	-158	-852	18.45	-
79	-877	-613	17.84	0.48:	117	674	568	18.45	1.35
80	671	974	17.88	1.59	118	-458	184	18.46	-
81	-204	118	17.88	0.85	119	5	-189	18.47	1.48
82	-461	204	17.89	1.48	120	73	259	18.47	0.84
83	-46	523	17.90	0.35	121	195	-599	18.48	-
84	134	869	17.91	0.58	122	131	-524	18.49	0.71
85	-775	226	17.91	0.82	123	378	-150	18.52	0.95
86	-325	-703	17.91	0.83	124	508	874	18.53	0.14
87	278	-711	17.93	0.76	125	-349	-984	18.53	1.23
88	-276	603	17.96	0.40	126	-548	-14	18.53	-
89	-101	-166	18.02	1.77	127	-494	-914	18.56	0.98
90	327	295	18.03	-	128	74	-627	18.57	0.54
91	552	633	18.05	0.70	129	-610	-840	18.58	0.63
92	-496	376	18.06	1.01	130	251	276	18.58	1.43
93	-317	807	18.06	1.57	131	-530	20	18.60	-
94	126	-223	18.08	1.17	132	-486	791	18.64	1.43
95	172	287	18.09	1.32	133	228	696	18.68	-0.08
96	-945	772	18.10	1.16	134	-686	-14	18.69	0.49
97	263	171	18.10	-	135	-579	823	18.71	0.88
98	235	861	18.10	-	136	937	564	18.71	-
99	222	-279	18.13	1.58	137	-482	1025	18.71	0.75
100	888	-97	18.13	-	138	-728	-887	18.72	-
101	-1040	-405	18.23	1.47	139	262	135	18.72	-
102	-123	-547	18.23	0.74	140	229	683	18.74	-
103	874	-448	18.27	0.59	141	22	283	18.75	0.30
104	398	388	18.27	0.40	142	-484	150	18.76	-
105	-670	-222	18.31	1.29	143	-482	151	18.79	-
106	-891	622	18.35	0.67	144	796	-111	18.79	-
107	472	690	18.37	-0.08	145	-84	331	18.79	-
108	-959	-410	18.39	-	146	239	616	18.79	0.87
109	-37	422	18.39	-	147	75	506	18.91	0.41
110	-868	201	18.40	-	148	256	166	18.82	0.12
111	-101	97	18.41	0.56	149	242	-502	18.82	-
112	-240	-564	18.44	0.60	150	-608	-545	18.83	-

Table 1 (continued)

No.	X_V	Y_V	V	$B-V$	No.	X_V	Y_V	V	$B-V$
151	330 ^m	-490 ^m	18. ^m 84	—	189.	790	973 ^m	19. ^m 34	0. ^m 67
152	-637	-853	18.84	0. ^m 40	190	921	133	19.38	—
153	-328	779	18.85	—	191	378	-366	19.38	—
154	-374	974	18.86	—	192	672	299	19.39	—
155	-635	585	18.86	0.58	193	-645	425	19.40	—
156	-373	311	18.89	—	194	-969	399	19.40	—
157	159	-679	18.92	—	195	612	17	19.40	0.37
158	3	441	18.94	—	196	-681	-389	19.40	—
159	-412	172	18.94	—	197	-120	-58	19.43	—
160	-779	875	18.95	—	198	187	384	19.44	—
161	-198	-442	18.96	0.73	199	-636	327	19.45	1.25
162	912	-349	18.97	—	200	-781	-760	19.45	—
163	133	-996	18.97	—	201	670	-813	19.46	—
164	394	-608	18.97	—	202	-693	630	19.47	0.52
165	-169	-189	18.98	—	203	921	164	19.47	—
166	124	607	19.01	—	204	-912	253	19.48	—
167	-344	70	19.04	—	205	551	-143	19.50	—
168	508	-234	19.05	0.37	206	-20	-500	19.50	—
169	-93	626	19.06	—	207	-809	-530	19.51	—
170	213	867	19.07	—	208	-276	-942	19.55	—
171	200	274	19.11	—	209	957	-417	19.55	—
172	-492	77	19.13	—	210	-738	191	19.58	—
173	576	-939	19.14	—	211	-985	-308	19.60	—
174	-546	225	19.16	—	212	-403	-124	19.72	—
175	-66	-744	19.18	—	213	-475	36	19.72	—
176	-804	662	19.20	—	214	569	615	19.73	—
177	4	281	19.21	0.63	215	610	946	19.77	—
178	708	-537	19.25	0.61	216	6	-267	19.80	—
179	-219	-170	19.27	—	217	-121	716	19.81	—
180	669	-933	19.29	—	218	56	-515	19.85	0.57
181	-322	20	19.31	—	219	-879	999	19.87	0.09
182	794	608	19.31	—	220	-88	-316	19.91	0.68
183	-675	593	19.31	—	221	-863	307	19.93	—
184	443	-610	19.32	0.54	222	-696	113	19.93	—
185	167	-83	19.33	—	223	765	-106	19.96	—
186	-262	-159	19.33	—	224	-295	-967	19.97	—
187	563	29	19.33	—	225	477	338	20.32	—
188	53	-605	19.34	—					

$$r = \left\{ \int_0^{2\pi} d\theta \int_1^{\bar{r}} l^{-2} f(l, \theta) l dl / \int_0^{2\pi} d\theta \int_1^{\bar{r}} f(l, \theta) l dl \right\}^{-1/2}, \quad (4)$$

where f is the light distribution and l is the distance from the centroid of the object.

In the past Nanni et al. [21] used also a model-free parameter, mainly the second opacitance moment. Here to discriminate stars from galaxies we use the difference between the magnitudes of an object at different radii; the value used for the radii were chosen in an empirical way and correspond, approximately, the first to the radius of the seeing disk and the second to 3 times this value. The histogram of

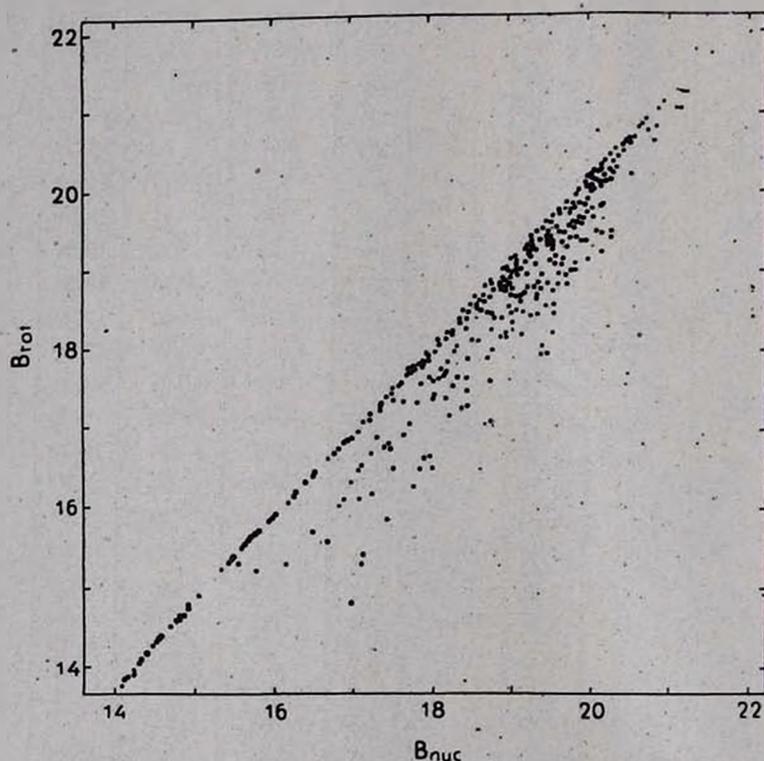


Fig. 1. Star-galaxy separation.

Fig. 1 shows that in this way, a reliable separation between stars and galaxies is achieved up to 20^m7 for the blue plates while the limiting magnitude for these plates is approximately 21^m7 .

4. *Results.* 143 galaxies have been identified in both B and V and 225 galaxies only in V within a circular area of diameter 35 arcmin centered on Abell's position. A finding chart is presented in Fig. 2.

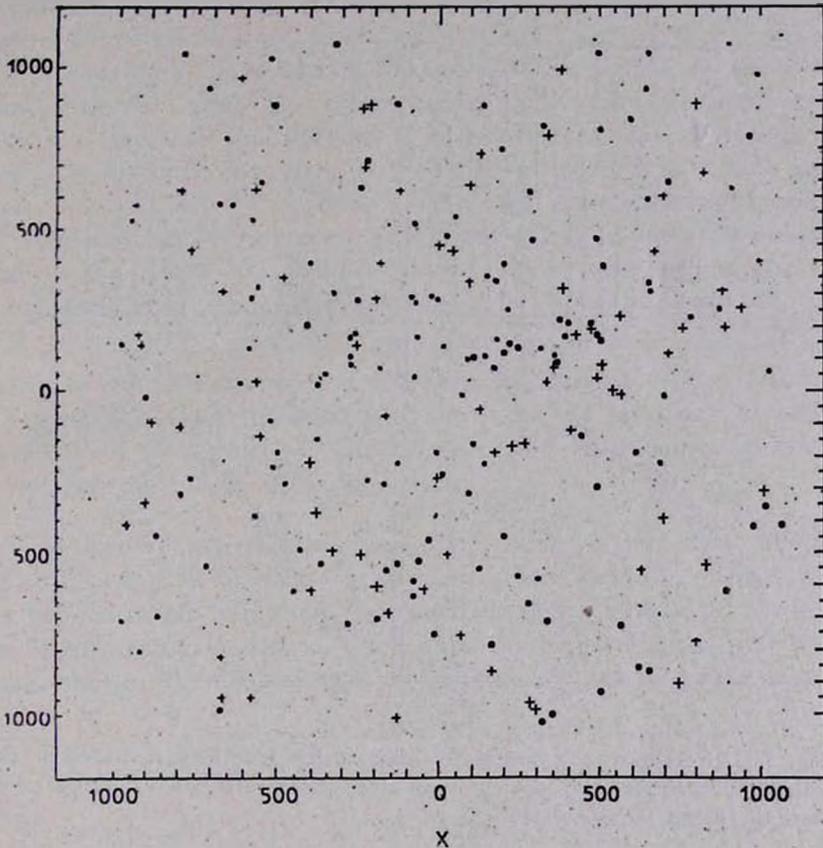


Fig. 2. Identification chart of galaxies in A 1185; filled circles—galaxies identified in B and V , crosses—galaxies identified only in V .

Current numbers, X and Y rectangular coordinates with respect to Abell's center, total V -magnitudes, the corresponding $B-V$ colours of galaxies are given in Table 1. The completeness limits in B and V are $19^m.0$ and $18^m.6$ respectively.

For field corrections Karachentsev's and Koplov's [22] and Kron's data [7] have been used. The field correction predicts 24 and 49 galaxies which are brighter than the completeness limits in B and V respectively and seem to be non-members within the measured area.

a) *The luminosity function.* Fig. 3 shows the differential and cumulative luminosity functions of A1185 in B and V . The completeness

limits are marked by vertical dotted lines. The effect of corrections for non-members are also shown. As it is seen, the application of field correction does not change the general form of luminosity functions considerably in both colours though its effect becomes dominant for

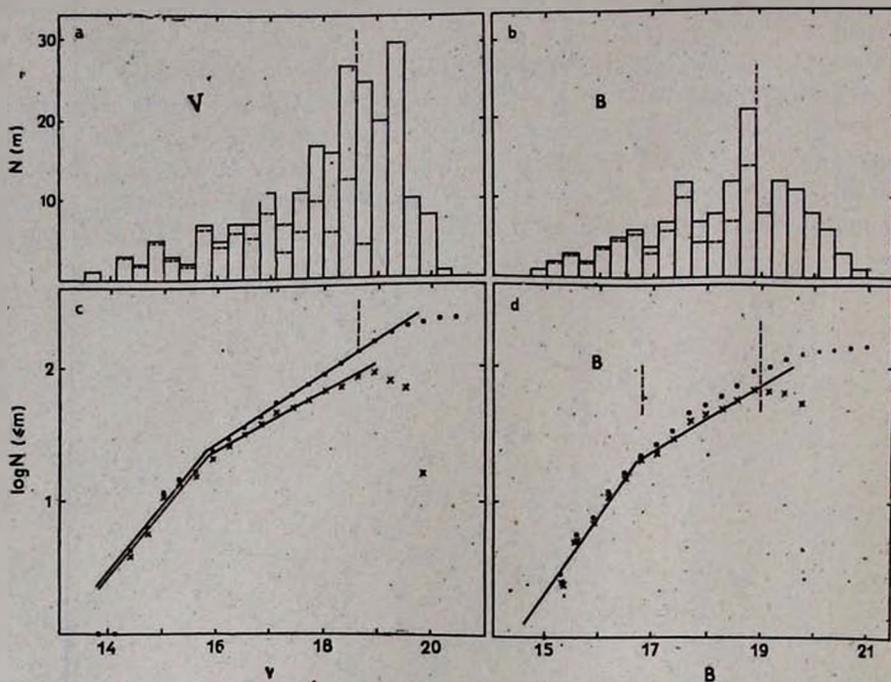


Fig. 3. Differential and cumulative luminosity functions in B and V . Solid lines—without field corrections, dotted lines—after field corrections. Vertical dotted lines show the limits for completeness.

faint magnitudes. The luminosity function in B and V is comparatively flat at the bright end. Compared to the luminosity function of Coma cluster, this flatness is quite significant. The slope in cumulative luminosity function of A1185 changes at the bright end of the curves due to a local minimum in differential function. This means that the functions in Fig. 3 cannot be represented by a monotonically rising analytic approximation as that proposed by Schechter [23]. The points of changing the slopes in cumulative luminosity functions in B and V have apparent magnitudes $16^m.8$ and $15^m.8$ respectively. Using the known redshift of the cluster the corresponding absolute magnitudes are $-18^m.9$ and $-19^m.9$. This may be compared with values of $M_V^* = -20.3$ given by Abell [24], and $M_V^* = -20.1$ given by Godwin and Peach [3]

for Coma cluster referring to the same value of Hubble constant. If a correction for galactic absorption is applied we obtain $M_V = -20.0$ for A1185. Taking into account the differences in magnitude reduction methods and apparently in colour systems the agreement between the data is fairly good.

The straight lines in Fig. 3c and 3d are fitted to the corrected points brighter than the completeness limit and have slopes 0.57 and 0.25 in B and 0.49 and 0.21 in V at the bright and faint ends respectively. In both colours the first points with $\log N = 0$ have not been taken into account. For Coma cluster the corresponding slopes in V are 0.85 and 0.18, obtained by Abell [24] and 0.64 and 0.25 obtained by Godwin and Peach [3]. Abell's value for the faint end of the cumulative logarithmic luminosity function refers to the magnitude interval $14^m5 < m_V \leq 17^m5$. There is a second change of slope at $m_V = 17^m5$ the reality of which however has not been established. As it is seen there is a good agreement between the slopes at the faint end of luminosity functions of both clusters. The bright end of the luminosity function is flatter for the cluster A1185.

b) *Radial distribution and segregation effects.* To discuss the radial distribution of galaxies in the cluster field the measured region has been divided into several concentric rings. Results of these counts are demonstrated in Fig. 4. On x-axis the ring radius is plotted, while y-axis shows the relative number of galaxies per square arc degree.

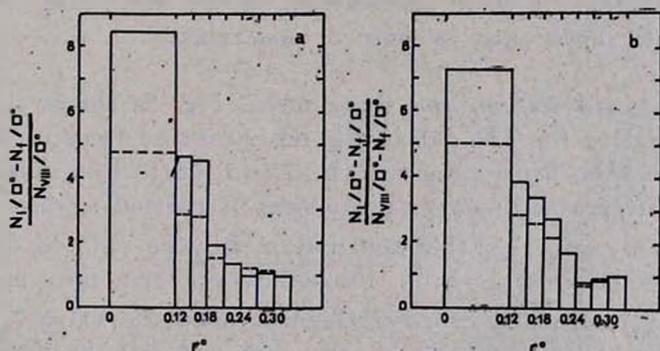


Fig. 4. Radial distribution of galaxies; dotted lines-without field correction, solid lines-after field correction; a) the total number of galaxies is 131 until the completeness limit in V ; b) the total number of galaxies identified both in B and V is 94.

The galaxy density in the outer ring is taken as unity. The total number of galaxies used in Fig. 4a is 131 until the completeness limit in V .

The observed ratio of galaxy densities in central and outer rings is about 5 while after field correction it becomes more than 8. The field correction has been applied according to Karachentsev's and Kopilov's data [22] for each magnitude interval in every ring.

Radial distribution of 94 galaxies identified in V as well as in B until the completeness limit of the latter is shown in Fig. 4b. No significant difference between two distributions exists.

To investigate the luminosity segregation effect in the cluster, the ratio of numbers of galaxies brighter and fainter than a certain magnitude has been determined. As border magnitudes 16^m , $16^m.5$ and $17^m.0$ have been taken subsequently. The results are shown in Table 2.

Table 2

LUMINOSITY SEGREGATION EFFECT IN THE
CLUSTER A1185

Ring	$\frac{n_{V<16}}{n_{16<V<18.6}}$	$\frac{n_{V<16.5}}{n_{16.5<V<18.6}}$	$\frac{n_{V<17}}{n_{17<V<18.6}}$
	0—0.12	0.64	0.95
0.12—0.24	0.15	0.29	0.70
0.24—0.33	0.06	0.09	0.23

No field correction has been applied to these data. Total number of galaxies used in Table 2 is 131 until the completeness limit in V . As it is seen significant luminosity segregation exists in all three cases, although the effect is less predominant in the third case. This means that the cluster apparently is more or less relaxed.

c) *Colour distribution and segregation.* Fig. 5a shows the integral colour distribution for 134 galaxies in the measured field for which the $B-V$ colours have been measured. No field correction has been applied. In the figure the number of galaxies is plotted against $B-V$ in $0^m.2$ bins. Some features in this distribution may be pointed out. Firstly the integral colours range in a broad interval from zero up to about $1^m.8$. Secondly, there is a broad maximum around the value $0^m.9$. Finally, there is a well defined cut-off at the red end of the histogram at $B-V=1.2$. In Fig. 5b the distribution of nuclear colours measured in a radius of 3 arcsec is given. There are some nuclei with $B-V$ near zero. Contrary to Fig. 5a the red end of the histogram decreases gradually.

To investigate the colour segregation effect, galaxies of Fig. 4a have been divided in two groups: those with $B-V < 0.7$ and those

with $B - V > 0.7$. The ratio $N_{B-V < 0.7} / N_{B-V > 0.7}$ in different rings will show the colour segregation effect. The results are given in Table 3.

Table 3

COLOUR SEGREGATION EFFECT IN THE CLUSTER
A1185

The Ring Radius	$N_{B-V < 0.7}$	$N_{B-V > 0.7}$	$\frac{N_{B-V < 0.7}}{N_{B-V > 0.7}}$
0-0.12	7	36	0.19
0.12-0.24	20	35	0.67
0.24-0.33	15	22	0.68

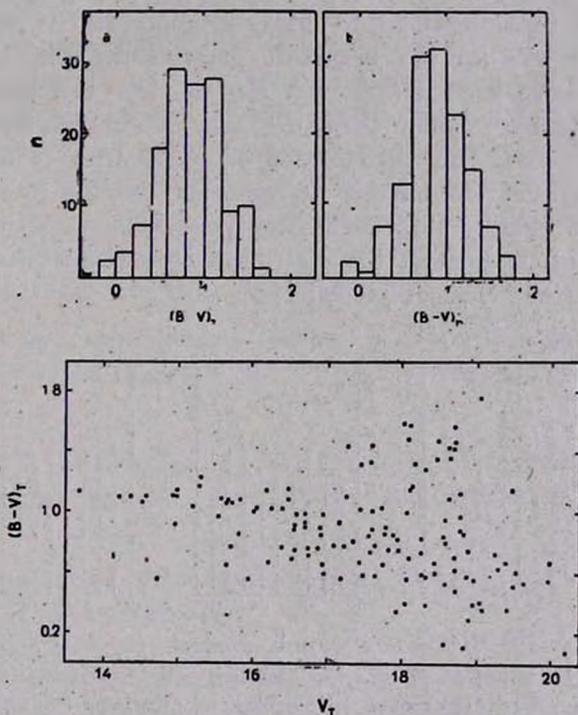


Fig. 5. Colour distribution of galaxies; a) for integral colours; b) for nuclear colours; c) Magnitude-colour relation.

From these data one can see that there is a lack of bluer galaxies in the central region of the cluster in comparison to the outer parts. It means that the central part of the cluster consists of mainly elliptical and lenticular galaxies. The application of the field correction will not change this result significantly.

d) *Magnitude-Colour Relation.* This relation is shown in Fig. 5c. We see that the brightest galaxies in the cluster in the mean are redder than the fainters. Some of the galaxies fainter than $17^m.5$ have large $B-V$. Apparently most of these objects are background galaxies. If one excludes these objects, the change of $B-V$ in the observed range of magnitudes amounts to $0^m.5$. Thus less luminous galaxies in the cluster are bluer.

e) *The distribution of ellipticities and position angles.* To determine the ellipticity of a galaxy two criteria have been applied. Firstly, the range of surface magnitudes in the galaxy has been divided into several intervals of 1^m width each, the faintest surface brightness being $24^m.5$. Secondly, the number of pixels in a given magnitude interval has been taken to be at least 20 to have a good fit of isophotes to an ellipse. In this way for the brightest galaxies the ellipticities of several isophotes have been determined. For the few brightest galaxies the outer isophotes are rounder than the inner. For fainter galaxies both cases equally exist. The distribution of ellipticities of outer isophotes is given in Fig. 6a. The number of galaxies per 0.1 interval in ellipticity is plotted against ellipticity. The peak at $\epsilon = 0.35$ is not statistically significant. In general the distribution does not differ significantly from that in other clusters [4, 25].

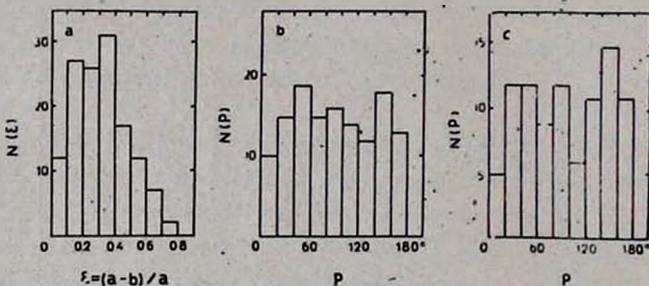


Fig. 6. a) Distribution of apparent ellipticities; b) distribution of position angles for all galaxies with measured ellipticities; c) the same for galaxies with ellipticities larger than 0.2.

The position angles of large axes of galaxies have been determined by means of the same fitted ellipses as the ellipticities. Fig. 6b shows the distribution of position angles of the largest axes of 132 galaxies. In this histogram all galaxies with measured position angles are used independently from the magnitude of ellipticity. The position angle of the brightest galaxy NGC 3550 is 65° . As observed the distribution is

fairly uniform. However there appears some minima and maxima when galaxies with $\epsilon > 0.2$ are considered (Fig. 6c) Since the number of galaxies per interval is not large enough it is difficult to claim the non-uniformity of this distribution.

5. *Conclusions.* According to Table 1 in a circle of radius 0.7 Mpc studied in this work there exist 30 galaxies in a magnitude interval ($m_3, m_3 + 2$) where m_3 is the magnitude of third brightest galaxy in the cluster. For clusters of richness class 1 Abell [8] gives from 50 to 79 galaxies in the same magnitude interval whereas in a circle of 2 Mpc in radius. Taking into account the difference in the surfaces and the rate of decreasing of galaxy density with radius (Fig. 3) we can only confirm that the cluster A1185 belongs to the richness class 1. The brightest cluster galaxy NGC 3550 is a supergiant with $M_V = -22.1$. According to Zwicky [26] it is a galaxy with a double nucleus. On our plates besides the two bright condensations a fainter isolated condensation is seen south-west of the center. All three condensations are aligned from north-east to south-west. The distance between two extreme condensations is 21.4 or ~ 14 kpc. We can say that NGC 3550 has a triple nucleus two of which are comparable in luminosity while the third one being less luminous.

The main results of this paper may be summarized as followings.

1. There is a well defined change of slope in logarithmic cumulative luminosity functions in B and V . The intersection point in V is at $M_V^* = -20.0$.

2. There is a remarkable radial segregation both in luminosity and colour in the cluster, the brighter and redder galaxies are more concentrated.

3. No convincing evidence has been found for preferential alignments of major axes of galaxies.

It is a pleasure to extend our gratitude to Prof. V. A. Ambartsumian for the useful discussion, A. S. Amirkhanian for help in observations, V. A. Yakovleva and S. V. Sudakov for observations of photoelectric magnitudes of some faint stars in IC 4665.

One of the authors (A. T. K.) is grateful to the staff of Rome and Naples Observatories for hospitality and to the National Research Council of Italy for financial support.

Byurakan Astrophysical
Observatory
Osservatorio Astronomico
di Roma

ДВУХЦВЕТНАЯ ФОТОМЕТРИЯ СКОПЛЕНИЙ ГАЛАКТИК. I. A1185

А. Т. КАЛЛОГЛЯН, А. Г. ЕГИКЯН, Д. НАННИ, Д. ТРЕВЕЗЕ, А. ВИНЯТО

Приводятся результаты двухцветной фотометрии галактик скопления А 1185 в системе B , V . Используются снимки 2.6-м телескопа Бюраканской обсерватории. Измерения производились на микроденситометре Неапольской обсерватории. Определены прямоугольные координаты, интегральные звездные величины и цвета, эллиптичности и позиционные углы больших осей галактик. Построена функция светимости в B и V . В кумулятивной функции светимости имеется излом в точках с $M_B = -19.0$ и $M_V = -20.0$ в B и V соответственно. Нет определенного свидетельства о наличии преимущественной ориентации у больших осей галактик скопления. Более яркие и более красные галактики сильнее концентрируются к центру скопления.

REFERENCES

1. A. J. Oemler, *Ap. J.*, 194, 1, 1974.
2. A. M. Dressler, *Ap. J.*, 223, 765, 1978.
3. J. G. Godwin, J. V. Peach, *M. N. RAS.*, 181, 323, 1977.
4. D. Carter, *M. N. RAS.*, 190, 307, 1980.
5. D. Carter, J. G. Godwin, *M. N. RAS.*, 187, 711, 1979.
6. A. A. Hoffman, *Ph. Crans*, *Ap. J.*, 215, 379, 1977.
7. R. G. Kron, *Ap. J.*, *Suppl. ser.*, 43, 305, 1980.
8. G. O. Abell, *Ap. J. Suppl. ser.*, 3, 211, 1958.
9. A. A. Lehr, S. van den Bergh, *Ap. J. Suppl. ser.*, 34, 381, 1977.
10. T. W. Noonan, *Ap. J.*, *Suppl. ser.*, 45, 613, 1981.
11. F. N. Owen, *A. J.*, 79, 427, 1974.
12. H. M. Johnson, *Ap. J. Suppl. ser.*, 47, 235, 1981.
13. J. D. McKee, R. F. Mushotzky, E. A. Boldt, S. S. Holt, F. E. Marshall, S. H. Pravdo, *P. J. Serlemittos*, *Ap. J.*, 242, 843, 1980.
14. И. Д. Караченцев, А. Л. Щербановский, *Астрон. ж.*, 55, 449, 1978.
15. G. Pittella, A. Vignato, *Mem. S. A. It.*, 50, 537, 1979.
16. B. A. Peterson, *A. J.*, 75, 695, 1970.
17. D. Carter, N. Metcalfe, *M. N. RAS.*, 191, 325, 1980.
18. J. J. Lirre, W. D. Benton, D. A. Elliot, *Proc. SPIE*, 172, 394, 1979.
19. E. Valders, *The Resolution Classifier*, 1983 (in press).
20. B. A. Peterson, R. S. Ellis, E. J. Kibblewhite, M. T. Bridgeland, T. Hooley, D. Horns, *Ap. J.*, 233, L109, 1979.
21. D. Nanni, G. Pittella, D. Treves, A. Vignato, *Proc. SPIE*, 264, 48, 1980.
22. И. Д. Караченцев, А. И. Копылов, *Письма АЖ*, 3, 246, 1977.
23. P. Schechter, *Ap. J.*, 203, 297, 1976.
24. G. O. Abell, *Ap. J.*, 213, 327, 1979.
25. H. T. MacGillivray, R. J. Dodd, *M. N. RAS.*, 186, 743, 1979.
26. F. Zwicky, E. Herzog, *Catalogue of Galaxies and of Clusters of Galaxies*, II. Switzerland, 1963.

УДК 524.7—357

В2 1101+38 (МАРК 421): ПОЛЯРИЗАЦИОННОЕ И ФОТО-
МЕТРИЧЕСКОЕ ПОВЕДЕНИЕ В ОПТИКЕ В 1974—1982 гг.

В. А. ГАГЕН-ТОРН, С. Г. МАРЧЕНКО, Р. И. СМЕХАЧЕВА, В. А. ЯКОВЛЕВА

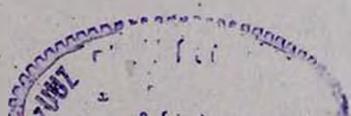
Поступила 1 июня 1982

Принята к печати 27 января 1983

Приводятся результаты поляризационных и фотометрических наблюдений лацертиды В2 1101+38 (Марк 421) за 1974—82 гг. Найдена переменность с характерными временами от нескольких суток до нескольких лет. Она связывается с переменностью нетепловых источников поляризованного излучения, накладывающихся на галактическую подложку. Существование преимущественного направления поляризации ($\theta_0 = 173^\circ$) говорит об устойчивом магнитном поле, что можно рассматривать как аргумент в пользу гипотезы единого тела для лацертид.

1. *Введение.* Радиисточник В2 1101+38 (Марк 421), отождествленный с эллиптической галактикой, привлек к себе внимание в 1973 г., когда выяснилось, что спектр его в оптической области не показывает никаких деталей [1]. По этой характеристике, а также по радиосвойствам он оказался очень похожим на другие объекты нового тогда класса внегалактических объектов, названных лацертидами или объектами типа BL Lac, и в [1] было высказано предположение, что В2 1101+38 принадлежит к объектам этого класса. Другие объекты типа BL Lac характеризуются фотометрической переменностью и наличием большой и переменной поляризации в оптике. В связи с этим в ряде обсерваторий были поставлены специальные наблюдения с целью поиска переменности и обнаружения поляризации излучения этого объекта. Результаты этих наблюдений подтвердили принадлежность объекта к лацертидам [2—4]. В работе [3] было сообщено и об обнаружении в спектре Марк 421 слабых линий поглощения, по которым было найдено красное смещение $z = 0.0308$. Переменность была зафиксирована также при просмотре Гарвардской стеклянной библиотеки [5], причем было найдено, что общий интервал изменений блеска превышает 4^m5 (максимальный блеск $B \approx 11.6$ наблюдался в 1934 г.).

В Астрономической обсерватории Ленинградского университета с конца 60-х годов ведется программа поляризационных и фотометрических наблюдений компактных внегалактических объектов. Марк 421 был вклю-



чен в эту программу в 1974 г. В этой работе сообщаются результаты наблюдений этого объекта за 1974—1982 гг. и проводится их обсуждение.

2. *Результаты наблюдений.* Все наблюдения выполнены на телескопе АЗТ-14 ($D = 480$ мм) Бюраканской станции АО ЛГУ, в кассегреневском фокусе которого установлен фотоэлектрический фотометр-поляриметр АФМ-6 [6], использующий ФЭУ-79 с мультищелочным катодом. Поляризационные наблюдения велись без фильтра ($\lambda_{эфф} = 0.53$ мкм), фотометрические — с фильтрами, осуществляющими полосы, близкие к полосам B , V системы Джонсона. Большая часть наблюдений проведена с диафрагмой диаметром 26".

Поляризационные наблюдения выполнялись по излагавшейся неоднократно методике (см., например, [7]), в основе которой лежит сравнение потоков от объекта при быстрой перекидке анализатора на 90° . Результаты наблюдений вместе с их ошибками, оцененными из внутренней сходимости отдельных серий (как правило наблюдение состоит из 4-х попарных определений относительных параметров Стокса p_x и p_y), приводятся в третьем и четвертом столбцах табл. 1. В пятом столбце дается отношение потока от объекта к потоку от фона неба во время наблюдения.

Фотометрические наблюдения проводились дифференциально относительно звезды $BD+39^\circ 2407$, расположенной менее, чем в 0.5 от объекта. Величины B и V для нее имеются в работах [8, 9]; нами были приняты средние значения $B = 10.51$, $B - V = +0.09$. При обработке использовались (когда это требовалось) средние значения коэффициента прозрачности для Бюракана. Поправки за нашу фотометрическую систему, которая, как показали неоднократные исследования, очень близка к стандартной, не превышали $0.01 - 0.02$. Результаты даются в шестом-седьмом столбцах табл. 1. Точность этих оценок $0.02 - 0.04$.

3. *Обсуждение результатов наблюдений.* а) *Фотометрические данные.* Рассмотрение табл. 1 показывает, что в 1974—1982 гг. блеск объекта несомненно изменялся, причем в среднем наблюдалось общее его падение, сменившееся возрастанием в 1981-82 гг., когда был достигнут максимальный блеск $B = 12.87$. Амплитуда переменности в цвете B составила ≈ 1.5 . Можно заметить также, что с уменьшением блеска объект в среднем становится более красным. Это наглядно демонстрирует рис. 1, дающий зависимость цвета $B - V$ от блеска в полосе B для диафрагмы 26". Жирная кривая дает эту зависимость в среднем.

Разброс точек относительно этой кривой превышает тот, которого при нашей точности наблюдений можно было бы ожидать из-за случайных ошибок. Данные для разных сезонов нанесены на рис. 1 разными значками. Видно, что в 1975—1976 гг. и 1982 г. Марк 421 был более красным, а

Таблица 1

РЕЗУЛЬТАТЫ НАБЛЮДЕНИЙ

Дата наблюдения	JD 2440000+	$\frac{p \pm \sigma_p}{\%}$	$\frac{b_0 \pm \sigma_{b_0}}{0}$	$\frac{n_{об}}{n_{\phi}}$	B	B-V	σ_1
1	2	3	4	5	6	7	8
<i>1974 г.</i>							
24—25.5	2192.30	3.5±0.5	163±4	1.8	—	—	0.026 ^m
10—11.6	2209.29	2.1 0.5	174 7	1.9	—	—	0.016
19—20.6	2218.31	1.9 0.7	156 10	1.3	—	—	0.039
14—15.12	2396.56	4.7 0.3	169 2	2.1	—	—	0.040
15—16.12	2397.56	4.3 0.4	166 3	3.0	—	—	0.018
17—18.12	2399.54	6.0 0.6	163 3	2.3	13.29	+0.45	—
<i>1975 г.</i>							
5— 6.2	2449.47	2.2 0.4	28 5	3.2	13.40	+0.33	0.012
12—13.2	2456.50	2.4 0.3	152 4	2.8	13.09	+0.32	—
13—14.2	2457.48	1.1 0.3	150 8	2.6	13.08	+0.23	0.025
16—17.2	2460.51	3.1:	144:	1.6	13.26	+0.33	—
6— 7.3	2478.42	1.2 0.1	148 2	2.0	13.56	+0.41	0.015
7— 8.3	2479.35	2.1 0.5	167 6	1.5	13.39	+0.32	0.022
15—16.3	2487.44	2.9 0.4	159 4	2.4	—	—	0.014
16—17.3	2488.42	3.3 0.2	165 2	2.2	13.53	+0.31	0.015
17—18.3	2489.49	1.7 0.4	160 7	2.3	13.50	+0.39	0.040
20—21.3	2493.50	3.3 0.4	169 4	2.2	13.74	+0.47	0.019
3— 4.4	2506.38	3.4 0.4	18 3	2.8	13.33	+0.32	0.017
5— 6.4	2508.36	2.7 0.3	28 3	2.7	13.38	+0.27	0.010
6— 7.4	2509.30	3.1 0.4	19 3	2.2	13.33	+0.28	0.023
7— 8.4	2510.29	—	—	—	13.33	+0.37	—
8— 9.4	2511.38	2.8 0.3	15 3	3.2	13.35	+0.40	0.012
16—17.4	2519.38	2.1 0.4	12 5	3.3	13.32	+0.34	0.013
2— 3.6	2566.31	2.8 0.5	170 5	2.8	13.77	+0.63	—
3— 4.12	2750.53	4.3 0.4	18 3	1.4	13.88	+0.49	0.040
4— 5.12	2751.55*	2.7 0.1	14 1	3.1	13.93	+0.47	—
5— 6.12	2752.57	—	—	—	14.00	+0.55	—
6— 7.12	2753.53	2.7 0.5*	7 5*	3.5*	13.80	+0.52	0.086
7— 8.12	2754.61*	—	—	—	13.91	+0.54	—
8— 9.12	2755.51*	1.8 0.2	170 3	3.9	13.98	+0.59	0.013
13—14.12	2760.56*	4.9 0.4	165 2	2.3	13.72	+0.42	0.007
<i>1976 г.</i>							
25—26.1	2803.42	6.0 0.3	158 1	2.9	13.81	+0.49	0.038
	2803.48	—	—	—	13.80	+0.50	—

Таблица 1 (продолжение)

1	2	3	4	5	6	7	8
26—27.1	2804.55	4.3±0.5	156± 3	3.4	13.85	+0.57	0.034
28—29.1	2806.55	6.0 0.4	150 2	3.4	—	—	—
1— 2.2	2810.60	5.3 0.3	158 2	2.4	—	—	—
2— 3.2	2811.52	3.7 0.4	150 3	2.3	13.64	+0.45	0.081
6— 7.3	2844.52	5.2 0.9	159 5	2.0	13.70	+0.58	0.020
7— 8.3	2845.46*	5.7 0.5	153 3	5.0	—	—	0.041
25—26.3	2863.52	4.7 0.5	162 3	2.5	13.61	+0.54	—
26—27.3	2864.40	3.2 0.4	167 4	3.5	13.64	+0.45	0.022
27—28.3	2865.41	4.5 0.1	155 1	3.9	13.55	+0.45	0.007
28—29.3	2866.39	3.6 0.5	167 4	4.1	13.58	+0.42	0.013
1— 2.4	2870.48	3.4 0.2	158 2	3.5	13.46	+0.45	0.018
24—25.4	2893.34	—	—	—	13.68	+0.57	—
25—26.4	2894.33	3.1 0.2	159 2	3.7	13.61	+0.47	0.017
26—27.4	2895.34	2.3 0.3	162 4	3.6	13.58	+0.46	0.010
30.4— 1.5	2899.28	2.8 0.3	148 3	3.7	13.54	+0.49	0.019
1— 2.5	2900.33	3.1 0.7	176 6	3.3	13.53	+0.47	0.033
4— 5.5	2903.39	—	—	—	13.69	+0.52	—
1— 2.6	2931.28	—	—	—	13.37	+0.41	—
24—25.6	2954.31	5.7 0.3	0 2	2.4	—	—	0.010
30.11— 1.12	3113.59	6.8 0.4	0 2	4.1	13.40	+0.45	0.010
<i>1977 г.</i>							
15—16.3	3218.51*	6.0 1.0	166 5	4.3	—	—	—
21—22.3	3224.44	4.9 0.2	161 1	3.2	13.69	+0.47	0.011
22—23.3	3225.42	5.7 0.3	169 1	2.7	13.92	+0.54	0.048
23—24.3	3226.42	5.5 0.3	168 2	3.0	13.85	+0.51	0.018
24—25.3	3227.45	5.7 0.3	163 1	2.8	13.76	+0.47	0.025
26—27.3	3229.52	4.3 0.4	166 3	2.2	—	—	—
27—28.3	3230.49	3.4 0.4	158 3	2.6	13.82	+0.43	0.024
8— 9.4	3242.33	2.5 0.9	162 10	3.3	—	—	—
10—11.4	3244.33	3.4 0.4	167 3	3.5	13.88	+0.51	0.011
16—17.4	3250.36	2.6 0.3	154 4	3.3	13.77	+0.47	0.045
17—18.4	3251.32	2.9 0.2	171 3	3.0	13.85	+0.40	0.012
20—21.4	3254.35	3.9 0.4	179 3	2.9	13.76	+0.48	0.020
25—26.4	3259.43	4.8 1.0	171 6	2.3	—	—	—
10—11.5	3274.33	5.4 0.3	158 2	3.0	13.59	+0.35	0.022
15—16.5	3279.32	2.1 0.3	163 4	2.9	13.84	+0.50	0.011
16—17.5	3280.31	2.5 0.1	172 1	3.1	13.80	+0.61	—
21—22.5	3285.36	1.6 0.4	156 7	2.0	14.13	+0.65	0.022

Таблица 1 (продолжение)

1	2	3	4	5	6	7	8
8— 9.6	3303.32	1.5+1.2	169+23	1.4	14.03	+0.60	—
4— 5.7	3329.27	—	—	—	13.63	+0.51	—
5— 6.7	3330.28	3.4 1.3	169 11	1.0	—	—	—
1978 г.							
3— 4.3	3571.51	1.4 0.3	167 6	1.9	14.08	+0.69	0.020
1— 2.4	3600.32	1.9 0.5	9 7	2.1	13.98	+0.51	0.021
6— 7.4	3605.37	3.6 0.7	18 6	2.9	13.93	+0.43	—
7— 8.4	3606.41	4.9 1.5	10 9	2.6	—	—	—
	3606.44 ⁰	3.7 0.5	17 4	0.9	13.55	+0.39	—
14—15.4	3613.45	2.8 0.4	3 4	2.1	13.77	+0.39	0.023
26—27.4	3625.26	3.1 0.7	178 6	3.2	13.63	+0.44	—
30. 4— 1.5	3629.28	—	—	—	13.72	+0.55	—
2— 3.5	3631.31	2.7 0.4	177 4	2.3	13.67	+0.43	0.015
3— 4.5	3632.27	—	—	—	13.62	+0.37	—
8— 9.5	3637.28	0.7 0.3	37 11	2.1	13.84	+0.63	0.029
9—10.5	3638.28	1.6 0.4	176 7	2.5	13.73	+0.48	0.019
2— 3.6	3662.30	2.5 0.5	3 5	1.9	13.74	+0.40	0.011
6— 7.6	3666.30	2.7 0.5	167 5	1.8	13.85	+0.51	0.034
7— 8.6	3667.32	—	—	—	13.68	+0.39	—
9—10.6	3669.32	2.1 0.4	179 5	2.1	—	—	0.015
10—11.6	3670.33	—	—	—	13.74	+0.45	—
25—26.6	3685.31	3.1 0.4	164 4	1.4	13.82	+0.38	—
1979 г.							
4— 5.1	3878.52	2.7 0.7	165 8	1.9	14.07	+0.51	0.035
6— 7.1	3880.59	2.2 0.3	162 4	2.1	14.35	+0.65	0.024
26—27.1	3900.55	2.8 0.6	179 6	1.6	13.96	+0.45	0.034
4— 5.2	3909.52	2.4 0.7	173 8	2.0	13.97	+0.49	0.030
1— 2.3	3934.37	—	—	—	13.62	+0.50	—
5— 6.3	3938.54	—	—	—	13.64	+0.47	—
23—24.3	3956.39	3.3 0.4	168 3	2.5	13.65	+0.46	0.026
28—29.3	3961.40	5.5 0.4	162 2	2.2	13.80	+0.55	0.028
30—31.3	3963.43	5.1 0.5	163 3	2.2	13.74	+0.46	0.013
26—27.4	3990.28	3.6 0.4	165 3	2.8	13.72	+0.45	0.026
29—30.4	3993.32	4.6 0.5	173 3	2.4	13.68	+0.43	0.041
21—22.5	4015.34	5.7 0.7	176 3	1.4	—	—	0.023
22—23.5	4016.32	5.8 0.8	176 4	1.6	13.98	+0.60	0.032
25—26.5	4019.29	4.9 0.4	167 2	1.8	—	—	0.021
21—22.12	4229.55	4.4 0.3	16 2	1.3	—	—	—

Таблица 1 (окончание)

1	2	3	4	5	6	7	8
<i>1980 г.</i>							
12—13.1	4251.42	4.0±0.4	7± 3	1.2	—	—	0.017
16—17.1	4255.48	5.3 0.5	19 3	1.2	—	—	0.025
11—12.2	4281.57*	—	—	—	13.90	+0.40	—
4— 5.5	4364.28	2.5 0.6	3 7	0.8	13.93*	+0.45*	—
6— 7.5	4366.27	5.3 0.3	6 2	1.2	13.75	+0.49	0.018
16—17.5	4376.29	3.3 0.5	3 4	0.8	13.73	+0.37	0.033
18—19.5	4378.34	—	—	—	13.85	+0.43	—
4— 5.6	4395.30	2.6 0.7	1 8	0.9	13.84	+0.50	0.024
10—11.6	4401.30	1.3 1.2	179 26	0.9	13.80	+0.57	0.031
13—14.6	4404.30	3.7 0.7	51 5	0.7	13.74	+0.47	0.015
<i>1981 г.</i>							
25—26.5	4750.40	3.3 0.3	27 3	1.4	13.38	+0.35	0.052
29—30.5	4754.35	5.5 0.6	12 3	2.4	13.39	+0.51	0.021
<i>1982 г.</i>							
24—25.2	5025.44	—	—	—	13.00	+0.37	—
25—26.2	5026.35	—	—	—	13.02	+0.41	—
26—27.2	5027.37	—	—	—	12.87	+0.41	—
4— 5.3	5033.52	—	—	—	13.23	+0.46	—
5— 6.3	5034.57	—	—	—	13.18	+0.40	—

* — диафрагма 19"; ∅ — диафрагма 53"; : — неуверенные данные.

в 1974—1975 гг. и 1978 г. более голубым, чем в среднем. Таким образом, разброс на графике вызван действительными небольшими изменениями цвета от сезона к сезону.

Имеется несколько работ, содержащих результаты отдельных фотоэлектрических измерений блеска и цвета Марк 421 [3, 9—12]. Эти измерения выполнены с разными диафрагмами, что затрудняет детальное сравнение с нашими данными. Ясно, однако, что соответствующие им точки располагаются на рис. 1 в пределах указанной полосы.

Резюмируя рассмотрение колориметрических данных, можно утверждать, что полученные нами результаты качественно согласуются с двухкомпонентной моделью: подстилающая галактика + точечный нетепловой источник в ядре.

Грубая оценка (без учета поправок за красное смещение и за ширину полос реакции) показывает, что в случае эллиптической галактики с $B-V = +1.0$ можно получить наблюдаемый средний интервал измене-

ния цвета, если считать, что у нетеплового источника $B-V = +0.3$, а галактика имеет $B_{\text{ГЛА}} \approx 15.5$. Может показаться, что этот результат находится в противоречии с исторической кривой блеска [5], согласно которой блеск Марк 421 может падать до $B = 16.3$. Необходимо помнить, однако, что при фотографических наблюдениях производится оценка блеска точечного объекта, поскольку слабые протяженные области не дают вклада в фотографический эффект; при фотовольтовых же фиксируется весь поток в пределах диафрагмы, с которой ведется наблюдение. Отметим еще, что для $B_{\text{ГЛА}} = 16.3$ никакая разумная комбинация показателей цвета галактики и переменного по интенсивности нетеплового источника в случае постоянства его цвета не может дать наблюдаемые изменения.

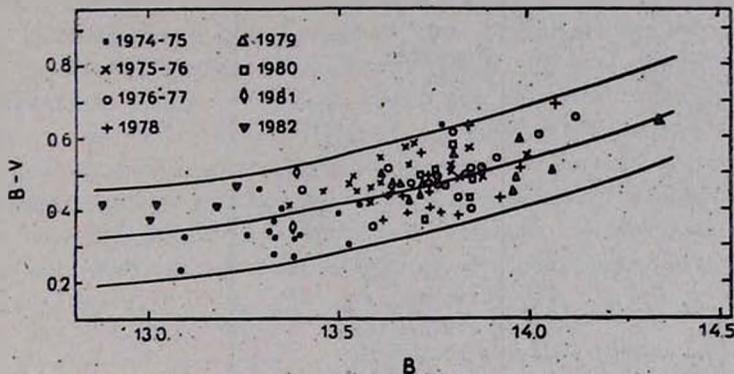


Рис. 1. Связь между блеском и цветом для Марк 421.

То обстоятельство, что при одних и тех же значениях блеска объект был в 1976 г. в среднем более красным, чем, например, в 1975 г. или в 1978 г., указывает на наличие небольших, но заметных изменений цвета нетеплового компонента от сезона к сезону. Возможно, что вклад в разброс точек на рис. 1 вносят и более быстрые цветовые изменения этого компонента.

6) *Поляризационные данные.* Непосредственное рассмотрение табл. 1 позволяет установить следующие факты. Поляризация излучения Марк 421 переменна как по величине, так и по направлению (что подтверждает результаты более ранних работ [2—4]). Степень поляризации по сравнению с другими лацертидами относительно невелика, максимальное ее значение — 6.8%. Далее, у Марк 421, как и у некоторых других лацертид, например, у OJ 287 [13], явно имеется преимущественное направление поляризации, характеризуемое средним значением угла $\theta_0 = 173^\circ$ при стандарте всего 16° . Это обстоятельство иллюстрируется рис. 2, дающим связь между степенью поляризации и ее направлением. Как видно, зависимость между параметрами поляризации у Марк 421 отсутствует.

При построении рис. 2 использованы те же обозначения, что и на рис. 1. Из рассмотрения рис. 2 и табл. 1 можно заключить, что между данными для отдельных сезонов имеются определенно реальные систематические различия в среднем значении угла (например, в 1979 г. угол располагался в четвертой четверти, а в 1980 г. — в первой). Более того, такие различия имеются и между данными, полученными в различные новолуния одного и того же сезона (см., например, наблюдения 1975 г.).

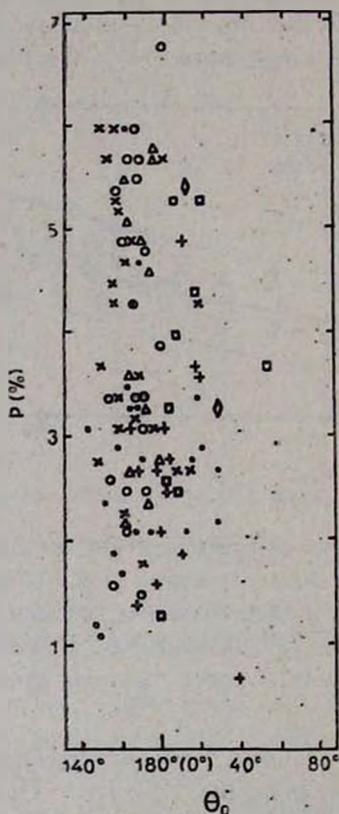


Рис. 2. Сопоставление наблюдаемых параметров поляризации для Марк 421.

в) Сопоставление поляризационных и фотометрических данных. Полная картина поляризационного и фотометрического поведения Марк 421 в 1974—1982 гг. представлена на рис. 3, дающем изменения параметров Стокса со временем. При вычислении параметра I за меру блеска принималась величина m_V , представляющая собой следующую комбинацию величин B и V : $m_V = 1/2[V + B - \overline{B - V}]$, где $\overline{B - V}$ находилось по величине B с помощью кривой рис. 1. Величина m_V лучше характери-

зует блеск объекта, чем каждая из величин B и V в отдельности. Параметр I (в Ян) находился по m_V с учетом абсолютной калибровки величин V по формуле $\lg I(\text{Ян}) = 3.60 - 0.4m_V$. Этот параметр найден, таким образом, для полосы V , поляризация же, как уже говорилось, измерялась нами без фильтра в широкой области (правда, $\lambda_{\text{эфф}}$ близко к $\lambda_{\text{эфф}}$ для полосы V). Хотя у Марк 421 и имеется (в отличие от ряда других лацертид) зависимость наблюдаемой степени поляризации от длины волны [14], но она слаба, и при определении параметров Q и U для полосы V мы взяли величины p_x и p_y , полученные по данным табл. 1.

Сопоставление поведения параметров Стокса (рис. 3) показывает, что между их изменениями на временной шкале порядка лет четкой корреляции не имеется. Параметр I демонстрирует на 8-летнем интервале довольно правильную волну. Некоторое сходство с ней можно усмотреть в изменениях параметра U в 1977—81 гг. (если исключить данные 1978 г.). Из рассмотрения рис. 3 можно, однако, надежно заключить, что средние значения параметров Q и, в особенности, U меняются от сезона к сезону, тем самым указывая на то, что оптическая переменность обусловлена переменностью компонентов, дающих поляризованное излучение (аналогичный вывод для лацертиды $OJ\ 287$ был сделан в [13]).

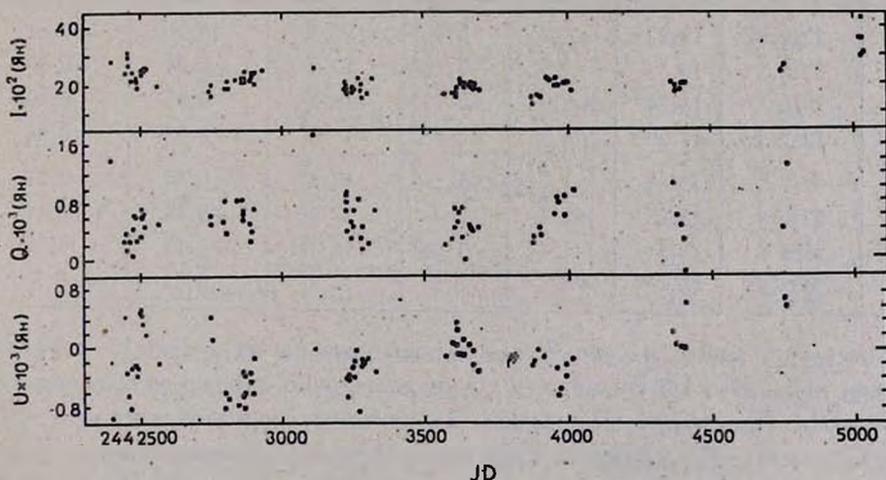


Рис. 3. Изменения параметров Стокса со временем.

Расположение точек на рис. 3 показывает (см., например, данные для 1980 г.), что иногда имеют место весьма быстрые изменения параметров Стокса — с характерным временем порядка дней. Эти изменения также вызваны переменностью поляризованных компонентов.

Возможности выделения отдельных компонентов рассмотрены в [15]. В том случае, если поведение объекта на некотором временном интервале обусловлено переменностью единственного компонента с изменяющейся интенсивностью, но с постоянными параметрами поляризации, точки в пространстве параметров Стокса I , Q , U должны лежать на прямой линии

$$\left. \begin{aligned} Q &= Q_0 + p_x I \\ U &= U_0 + p_y I \end{aligned} \right\}.$$

Если удастся найти такую серию последовательных наблюдений, что параметры Стокса (I , Q , U)_{набл.} располагаются в пределах ошибок наблюдений вдоль прямой, то изменения можно приписать единственному компоненту, для которого определение коэффициентов в уравнении прямой дает относительные параметры Стокса.

Наш опыт показывает, что найти такие серии удается редко. Для Марк 421 в результате тщательных поисков найдены две серии из четырех наблюдений каждая, удовлетворяющие указанным условиям. Соответствующие наблюдательные данные приведены в табл. 2. Их графическое

Таблица 2

ПОВЕДЕНИЕ НА ДВУХ ВРЕМЕННЫХ ИНТЕРВАЛАХ

	J.D. 2440000+	m_V	p_x (°/о)	p_y (°/о)	$I \cdot 10^3$ (Ян)	$Q \cdot 10^3$ (Ян)	$U \cdot 10^3$ (Ян)
I	3224.5	13.22	+3.9	-3.0	20.2	+0.79	-0.61
	3225.5	13.39	+5.3	-2.1	17.8	+0.94	-0.37
	3226.5	13.34	+5.0	-2.2	18.2	+0.91	-0.40
	3227.5	13.29	+4.7	-3.2	19.5	+0.93	-0.63
	3279.5	13.39	+1.7	-1.2	17.8	+0.30	-0.21
II	3280.5	13.25	+2.4	-0.7	20.0	+0.48	-0.14
	3285.5	13.51	+1.1	-1.2	15.7	+0.17	-0.19
	3303.5	13.45	+1.4	-0.6	16.6	+0.23	-0.10

представление дается на рис. 4, где ошибки указаны на уровне 1σ (правая прямая для серии I). Видно, что точки достаточно хорошо укладываются на прямые. Проведение их способом наименьших квадратов дает:

$$\begin{aligned} p_x^I &= -0.050 \pm 0.025, & p_x^{II} &= 0.071 \pm 0.004, \\ p_y^I &= -0.112 \pm 0.027, & p_y^{II} &= 0.003 \pm 0.019. \end{aligned}$$

Или

$$\begin{aligned} p^I &= 12.3\%, & p^{II} &= 7.1\%, \\ \theta_0^I &= 123^\circ, & \theta_0^{II} &= 1^\circ. \end{aligned}$$

Как видно, направление поляризации отдельных источников может сильно отличаться от преимущественного направления для объекта. Степень поляризации для обоих источников невысока, в случае источника I она близка к таковой для источника, выделенного в [16] у объекта ЗС 371

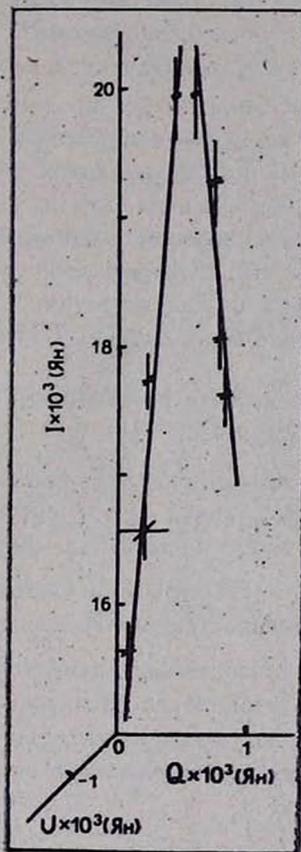


Рис. 4. К выделению отдельных источников поляризованного излучения.

(14.4%). Промежутки времени, на которых за переменность были ответственны источники I и II, составляют, соответственно, несколько дней и несколько десятков дней (отметим, что наблюдение, полученное через месяц после последнего наблюдения серии II, в общем удовлетворительно ложится на левую прямую рис. 4).

2) *Поиски быстрой переменности.* Остановимся теперь на поисках еще более быстрой переменности. Поскольку наши поляризационные наблюдения продолжаются около часа, и при этом многократно регистрируется поток от объекта, эти данные можно использовать для поисков фотометри-

ческой переменности с характерным временем порядка минут и десятков минут. Ясно, что при прочих равных условиях ошибка единичной оценки блеска σ_1 в случае переменности объекта должна возрасти. К сожалению, к ее увеличению ведут и изменения атмосферной прозрачности и абсолютной чувствительности аппаратуры. Поэтому каждый случай относительно увеличения σ_1 должен быть тщательно изучен.

Результаты определения σ_1 приводятся в последнем столбце табл. 1. Видно, что ошибки в общем заключены в пределах 0^m01-0^m04 . Подозрительными на переменность являются данные за 6—7.12.75 г., 2—3. 2. 76 г. и 25—26.5.81 г. Тщательный просмотр лент и журналов наблюдений показал, однако, что увеличение σ_1 в этих случаях связано скорее всего с изменением прозрачности. Таким образом, наши данные не дают указаний на наличие быстрой переменности. Аналогичный результат был получен в [9]. Отметим, что изменения блеска в течение ночи представляют собой редкое явление даже у гораздо более активных, нежели Марк 421, объектов.

4. *Заключение.* Подведем итоги рассмотрения поляризационного и фотометрического поведения Марк 421.

1. Зафиксирована поляризационная и фотометрическая переменность на временных шкалах от нескольких лет до суток; переменности с характерным временем порядка минут и десятков минут не обнаружено.

2. Поведение параметров Стокса Q и U указывает на то, что общая переменность связана с переменностью поляризованных компонентов.

3. Малый разброс в наблюдаемых значениях направления поляризации указывает на наличие устойчивого магнитного поля, что можно расценивать как свидетельство в пользу гипотезы единого тела (а не компактного звездного скопления) как первоначального источника энергии компактных внегалактических объектов.

4. Небольшие наблюдаемые систематические различия в цвете объекта и направлении поляризации для разных сезонов (а иногда и в пределах одного сезона) указывают на переменность цвета и состояния поляризации нетеплового компонента.

5. Попытки выделения отдельных переменных источников поляризованного излучения, определяющих наблюдаемое поведение объекта в течение некоторого времени, привели к успеху в двух случаях. Степень поляризации этих источников в обоих случаях оказалась невысокой (7.1% и 12.3%), а направление в одном случае заметно отличается от преимущественного.

6. Всю совокупность наблюдательных данных в общем можно объяснить в рамках модели, в которой в ядре эллиптической галактики имеет-

ся ответственный за фотометрическую и поляризационную переменность компактный объект, на поверхности которого или вблизи от него располагаются отдельные переменные источники нетеплового излучения («горячие пятна»).

Ленинградский государственный
университет

B2 1101+38 (Mkn 421): POLARIZATION AND PHOTOMETRIC BEHAVIOUR IN THE OPTICAL DURING 1974—1982

V. A. HAGEN-THORN, S. G. MARCHENKO, R. I. SMENACHEVA,
V. A. YAKOVLEVA

The results of polarimetric and photometric observations of BL Lacertae-object B2 1101+38 (Mkn 421) for 1974—1982 are given. The observed variability of time-scales from several days to several years is caused by variations of nonthermal polarized sources superposed on the underlying galaxy. The existance of preferable direction of polarization ($\theta_0 = 173^\circ$) is an indication of a stable magnetic field. It may be used as an argument in favour of the single-body hypothesis of lacer-tids.

ЛИТЕРАТУРА

1. *M.-H. Ulrich*, *Ap. Lett.*, 14, 89, 1973.
2. *В. А. Гаген-Торн, Е. В. Семенова*, *Астрон. цирк.*, № 838, 1, 1974.
3. *M.-H. Ulrich, T. D. Kinman, C. R. Lynds*, *Ap. J.*, 198, 261, 1975.
4. *P. Véron, M. P. Véron*, *Astron. Astrophys.*, 39, 281, 1975.
5. *H. R. Miller*, *Ap. J.*, 201, L109, 1975.
6. *В. А. Домбровский, В. А. Гаген-Торн, С. М. Гутквич, Т. А. Полякова, М. А. Свечников, О. С. Шулов*, *Труды АО ЛГУ*, 22, 83, 1965.
7. *В. А. Гаген-Торн, Н. В. Вошинников*, *Астрофизика*, 13, 569, 1977.
8. *V. M. Blanco, S. Demers, G. G. Douglass, M. P. Fitzgerald*, *Publ. U. S. Naval Obs.*, 2-nd Ser., 21, 1, 1968.
9. *B. Q. McGimsey, H. R. Miller, R. M. Willtamon*, *A. J.*, 81, 750, 1976.
10. *G. V. Zhukov*, *Inf. Bull. Var. Stars*, No. 1156, 1, 1976.
11. *J. J. Paschall, W. A. Stein*, *Ap. J.*, 237, 331, 1980.
12. *S. L. Mufson, W. Z. Wisniewski, K. Ford, D. P. McNutt, D. J. Yentis, J. F. Meekins, E. I. Byram, T. A. Chubb, H. Friedman*, *Ap. J.*, 241, 74, 1980.
13. *В. А. Гаген-Торн*, *Astrophys. Space Sci.*, 73, 279, 1980.
14. *J. Maza, P. G. Martin, J. R. Angel*, *Ap. J.*, 224, 368, 1978.
15. *В. А. Гаген-Торн*, *Труды АО ЛГУ*, 36, 20, 1981.
16. *М. К. Бабаджанян, В. А. Гаген-Торн*, *Астрофизика*, 11, 385, 1975.

УДК 524.7—355—74

НОВЫЕ ГАЛАКТИКИ С UV-ИЗЫТКОМ. V

М. А. КАЗАРЯН, Э. С. КАЗАРЯН

Поступила 23 июля 1982

Принята к печати 27 января 1983

Приведен V список 114 новых галактик с UV-избытком, обнаруженных на 40" телескопе системы Шмидта Бюраканской обсерватории с 1.5 объективной призмой.

Настоящий список содержит 114 новых галактик с UV-избытком и является непосредственным продолжением нашего предыдущего IV списка.

Данные о галактиках приведены в табл. 1. Методика наблюдения и поиска галактик с UV-избытком та же, что и в [1]. Координаты и фотографические величины галактик определялись теми же способами, что и в [1].

Морфологическое описание галактик было сделано при помощи карт Падомарского атласа, с их помощью определялись также размеры галактик. В этом и в предыдущем списках вместо термина «спектральный тип» в табл. 1 используется название «спектрально-морфологическая характеристика» (СМ характеристика).

Важно выяснить также вопрос, с какой достоверностью определяются СМ характеристики? С этой целью дважды (независимо друг от друга) для каждой галактики списков IV и V была определена СМ характеристика. Так как списки IV и V содержат 228 галактик, то для них было сделано 456 оценок. В итоге получается следующий результат: баллы, показывающие UV-избыток, у 65% галактик при обеих оценках совпали, у 32% получилось отличие на один, а у 3% — на два балла.

Последний результат, хотя и относится всего к шести галактикам, очевидно явился результатом невнимательности, так как, согласно нашим критериям, для определения СМ характеристик расхождения на два балла не должно быть. Поэтому спектры этих объектов, полученные на 40" телескопе Шмидта с 1.5 объективной призмой, были снова просмотрены и заново даны для них СМ характеристики.

Что касается оценок, описывающих внешний вид спектров, в направлении, перпендикулярном дисперсии, которые обозначались через s, sd, ds

СПИСОК ГАЛАКТИК UV-ИЗБЫТКОМ. V

№	Галактика	Координаты		Размеры	$m_{\text{РЭ}}$	СМ характеристика
		α_{1950}	δ_{1950}			
1	2	3	4	5	6	7
467	11-22-14	17 ^h 56. ^m 5	65° 12'	12"	16. ^m 2	s3
468		17 56.9	65 12	8	16.5	s3
469		18 04.0	64 44	8	16.3	s1
470		18 05.6	66 44	8×12	16.5	s2
471		18 07.7	65 58	8×12	16.2	s2
472		18 08.3	66 10	7×12	16.4	sd2
473		18 10.4	66 11	5×12	16.6	s2
474		18 10.8	65 32	7	16.5	s2
475		18 11.2	66 11	8×12	16.3	s3
476		18 11.6	65 36	6×18	16.6	s2
477		18 12.1	73 47	8×12	16.6	s3
478		18 12.8	64 17	10×15	16.5	d2
479	11-22-39	18 18.4	63 41	12×20	16.2	d2
480		18 19.7	63 40	8×12	16.0	s3
481		18 20.4	47 17	18	15.6	s3
482		18 22.1	47 53	20	15.3	d3
483		18 22.6	48 33	22×33	15.4	d3
484		18 23.2	62 15	15×25	16.0	sd2
485		18 24.6	73 04	10×15	16.8	ds2
486		18 32.6	49 14	35×70	15.4	d3
487		18 33.7	48 23	20×30	15.5	ds2
488		18 34.1	48 23	12	15.6	s1
489		18 36.2	49 12	12×15	15.6	s3
490		18 39.9	33 44	20×25	15.0	d3
491	6692	18 39.9	34 48	30×40	14.8	s3
492		18 40.9	35 34	25	15.0	d3
493		18 43.0	31 57	20	15.0	s2
494		18 46.2	47 47	8×12	16.4	s3
495		18 46.2	48 37	12×40	16.4	d2
496		18 47.8	47 37	44×50	15.8	d3
497		18 48.9	33 54	25	15.0	ds2
498		18 51.3	49 16	10	16.2	d3
499		18 53.1	48 53	8	15.8	s2
500		18 55.5	47 43	10×15	16.0	sd1
501		19 02.9	47 39	12×25	16.4	d3

Таблица 1 (продолжение)

1	2	3	4	5	6	7
502		19 ^h 08 ^m 3	48°41'	10×15"	16 ^m 4	sd1
503		19 09.0	49 04	12×30	16.0	d2
504		19 21.6	73 04	13×20	15.2	ds2
505		19 38.9	72 45	8×12	15.0	sd2
506		19 40.4	74 31	12	15.0	d3
507	2—53— 2	20 41.7	12 15	22×30	16.0	ds3
508		20 43.0	20 46	12×20	16.0	sd2
509		20 45.6	13 33	13×22	16.0	sd3
510		20 50.6	13 24	8×20	16.2	d3
511		20 51.4	14 24	15×20	16.2	d2
512		20 56.7	—11 09	8	16.0	s1
513		20 59.2	— 9 48	8	16.4	s2
514		21 00.7	—12 16	12×20	16.0	sd3
515		21 03.2	—12 54	8	16.0	s3
516		21 10.3	22 40	12	16.2	d3
517		21 16.2	22 26	10×14	15.2	s3
518		21 18.8	23 10	10×18	16.3	d3
519		21 21.9	0 49	10	16.2	s1
520	7068	21 24.1	11 57	15×40	15.4	d2
521		21 25.0	1 34	10	16.4	s2
522		21 25.2	0 07	8	16.5	s3
523		21 26.2	1 03	8×15	16.2	d2
524		21 26.4	11 09	30×35	15.4	d2
525		21 27.5	1 51	10	16.4	s3
526	7081	21 28.8	2 17	25×35	15.8	sd3
527	0—55— 2	21 29.2	2 14	40×45	16.5	d2
528		21 29.3	12 15	10×25	15.7	s2
529		21 32.0	13 13	8×40	15.6	d2
530		21 32.2	11 12	12×25	15.4	sd2
531		21 33.4	11 13	10	15.2	s1
532	1—55—13	21 48.6	6 01	20	16.2	s3
533		21 52.5	—12 19	10	16.5	s3
534		21 52.8	—12 18	20×35	16.3	d3
535		21 53.8	—12 23	15	16.2	s3
536		21 53.8	—14 30	6	16.5	s3
537	7256	22 19.9	—22 00	25×35	15.6	d2
538		22 23.2	11 24	12×25	16.4	s3
539		22 24.6	—20 40	20	15.9	d3

Таблица 1 (продолжение)

1	2	3	4	5	6	7
540		22 ^h 26 ^m 1	11°47'	20×25'	16 ^m 5	d3
541	-3-57-10	22 26.9	-20 06	20×35	15.4	sd2
542		22 30.4	-20 22	20×25	16.0	d2
543	-4-53-14	23 31.8	-22 58	12×35	15.8	d2
544	7310	22 31.9	-22 24	35×47	15.6	d1
545	-3-57--25	22 34.2	-20 04	25×35	15.8	d2
546	7348	22 38.0	11 39	15×50	16.2	d3
547		22 55.8	15 37	10	16.3	s3
548		23 17.6	12 37	15	16.5	sd2
549		23 18.0	11 44	10	16.7	sd2
550		13 18.6	11 55	10	16.6	ds2
551	7630.	23 18.7	11 07	15×30	15.2	d3
552		23 19.2	12 45	8	16.5	s3
553		23 19.5	12 46	10×10	16.0	ds1
554		23 19.6	11 58	12×45	16.5	s3
555		23 20.0	9 58	8×12	16.5	s2
556		23 20.0	11 03	25×30	16.5	s2
557		23 20.4	10 36	10×20	16.5	sd3
558		20 20.4	10 44	10×25	15.3	s3
559		23 20.6	12 47	10	16.5	s2
560		23 21.2	11 10	13×20	16.5	d2
561		23 21.2	11 13	8×10	16.5	s2
562		23 21.6	13 03	15×23	16.7	d3
563		23 22.0	12 03	20	16.5	d3
564		23 22.9	11 40	12	16.5	d3
565		23 23.2	10 53	10×20	16.7	d3
566		23 23.4	12 56	15×60	16.0	d3
567		23 24.0	12 55	10	16.4	d2
568	7672	23 24.9	12 07	20×25	16.3	d3
569		23 25.0	11 48	8×12	16.3	s1
570		23 25.5	10 52	7	16.5	s1
571		23 27.1	10 50	13	16.2	s2
572		23 28.0	13 37	13	16.3	s3
573		23 29.0	10 10	8	16.3	s2
574		23 29.8	10 44	13×20	16.5	d3
575		23 45.0	32 21	8	17.0	s2
576		23 47.0	32 52	12×25	17.0	d3
577		23 50.2	31 39	8×52	16.8	sd2

Таблица 1 (окончание)

1	2	3	4	5	6	7
578		23 ^h 56 ^m .9	01 18.	10×35"	15 ^m .0	sd2
579	0—1—15	23 57.6	—00 19	15	16.5	d3
580		23 58.4	02 36	12	16.7	d2

Примечания к списку

- 467 — Сферическая, вокруг имеется гало.
 468 — Компактная.
 469 — Звездообразная.
 470 — Эллиптическая.
 471 — Эллиптической формы, имеет звездообразное ядро диаметром 8".
 472 — Эллиптической формы, со слабым гало.
 473 — Эллиптическая, на расстоянии 18" к югу имеется слабая галактика.
 474 — Звездообразная, вокруг имеется слабое гало.
 475 — Эллиптическая.
 476 — Эллиптической формы, на расстоянии 20" к востоку имеется слабая голубая галактика.
 477 — Эллиптической формы, вокруг имеется гало.
 478 — Сферической формы, с центральной яркой областью.
 479 — Спиральная, с ярким ядром, от ядра на расстоянии примерно 20" к северу имеется звездообразное сгущение.
 480 — Компактная, с гало.
 481 — Сферическая, имеет яркое компактное ядро диаметром 12".
 482 — Сферическая.
 483 — Спиральная галактика.
 484 — Эллиптической формы, вокруг имеется слабое гало.
 485 — Иррегулярная, на северном краю имеется звездообразное сгущение.
 486 — Спиральная галактика со многими звездообразными сгущениями.
 487 — Спиральная, с ярким ядром.
 488 — Сферическая, с яркой центральной частью.
 489 — Сферической формы, имеет звездообразное ядро, на расстоянии примерно 40" к востоку имеется галактика, в спектре которой наблюдается слабый UV-избыток.
 490 — Спиральная, с яркой центральной областью.
 491 — Эллиптическая.
 492 — Сферическая.
 493 — Сферическая, с яркой центральной областью.
 494 — Компактная, слегка вытяженная.
 495 — Спиральная, с яркой центральной областью, размеры которой 12×20".
 496 — Спиральная.
 497 — Сферической формы.
 498 — Компактная.
 499 — Компактная.
 500 — Эллиптическая.

- 501 — Спиральная, с ярким компактным ядром, размеры которого $8 \times 10''$.
502 — Эллиптической формы, с центральной областью.
503 — Эллиптическая.
504 — Эллиптической формы, с яркой центральной областью, диаметр которой $10''$.
505 — Эллиптическая, с центральной яркой областью.
506 — Сферическая, с центральной яркой областью.
507 — Эллиптическая.
508 — Эллиптическая.
509 — Эллиптическая, вокруг имеется гало.
510 — Эллиптической формы, вокруг имеется гало.
511 — Три галактики, связанные друг с другом.
512 — Звездообразная.
513 — Спиральная, с компактным ядром и яркими рукавами.
514 — Иррегулярная, на северном краю имеется яркое звездообразное сгущение.
515 — Компактная, вокруг имеется гало.
516 — Сферическая.
517 — Сферическая, слегка вытяженная.
518 — Эллиптическая.
519 — Компактная.
520 — Эллиптическая.
521 — Компактная.
522 — Компактная.
523 — Пара галактик, расстояние между ними $20''$, располагается в направлении север-юг; северный компонент компактный, имеет диаметр $8''$, южный — эллиптической формы. Оба компонента имеют UV-избыток.
524 — Спиральная, к югу на расстоянии $50''$ имеется эллиптическая галактика.
525 — Компактная.
526 — Иррегулярная.
527 — Спиральная, со звездообразным ядром.
528 — Иррегулярная.
529 — Эллиптическая, с яркой центральной областью.
530 — Галактика состоит из двух ярких областей.
531 — Звездообразная, в спектре наблюдается сильный UV-избыток.
532 — Сферической формы.
533 — Компактная, вокруг имеется гало.
534 — Эллиптическая, с яркой центральной областью.
535 — Сферическая, вокруг имеется гало.
536 — Звездообразный объект со слабым гало.
537 — Спиральная.
538 — Спиральная, с яркой центральной областью.
539 — Сферической формы, с центральной яркой областью.
540 — Похожа на эллиптическую галактику.
541 — Эллиптической формы, вокруг имеется гало.
542 — Спиральная.
543 — Эллиптическая.
544 — Спиральная.
545 — Иррегулярная, со многими сгущениями.
546 — Иррегулярная.
547 — Компактная.

- 548 — Сферическая, с резкими границами, от нее на расстоянии примерно $20''$ к югу имеется компактная галактика.
- 549 — Компактная.
- 550 — Компактная, вокруг имеется гало.
- 551 — Эллиптической формы.
- 552 — Компактная.
- 553 — Линзообразная, с яркой центральной областью, размеры которой $10 \times 25''$.
- 554 — Эллиптической формы, с яркой центральной областью.
- 555 — Компактная.
- 556 — Иррегулярная.
- 557 — Эллиптической формы, с яркой центральной областью.
- 558 — Линзообразная, с яркой центральной областью.
- 559 — Компактная, от северо-западной части отходит ничтожнообразный голубой отросток.
- 560 — Эллиптической формы.
- 561 — Компактная.
- 562 — Эллиптическая.
- 563 — Сферическая.
- 564 — Компактная.
- 565 — Эллиптическая.
- 566 — Эллиптической формы.
- 567 — Компактная.
- 568 — Спиральная.
- 569 — Эллиптическая, вокруг имеется гало.
- 570 — Звездообразная, вокруг имеется гало; от нее на расстоянии $25''$ к юго-востоку имеется голубая галактика. По всей вероятности, они составляют пару.
- 571 — Компактная.
- 572 — Сферическая.
- 573 — Звездообразная.
- 574 — Эллиптической формы, в южной части отходит голубой отросток.
- 575 — Звездообразная, вокруг имеется голубое гало.
- 576 — Эллиптической формы, с яркой центральной областью.
- 577 — Линзообразная, с яркой центральной областью.
- 578 — Линзообразная.
- 579 — Сферическая.
- 580 — Сферическая.

и d , то можно сказать, что у 70% галактик обе оценки совпадают, а у остальных они отличаются друг от друга.

В конце статьи приведены карты отождествления галактик, снятые с красных карт Паломарского атласа. Масштаб снимков $1 \text{ мм} \approx 16''$.

Ереванский государственный университет
Бюраканская астрофизическая обсерватория

NEW GALAXIES WITH UV-EXCESS. V

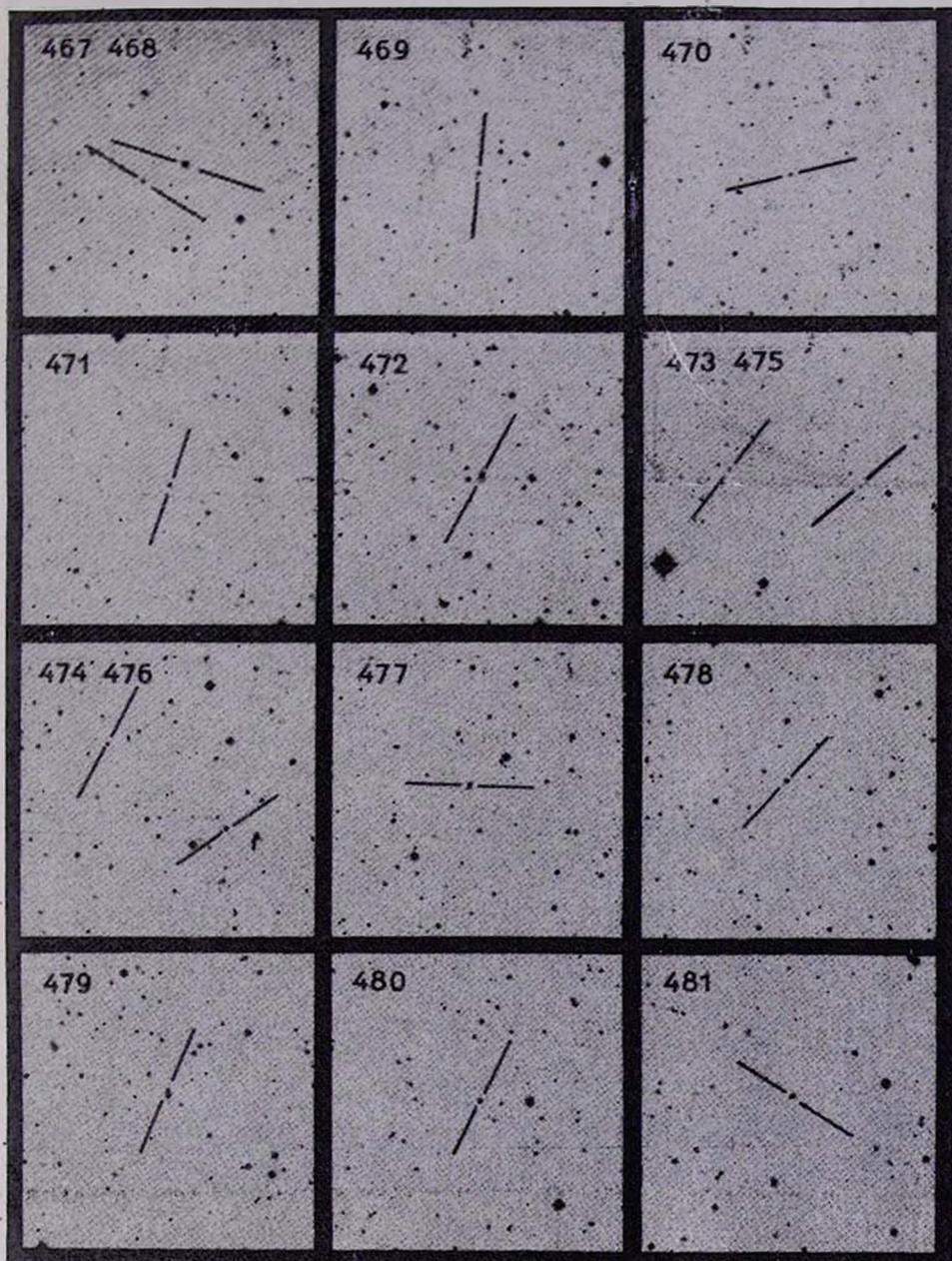
M. A. KAZARIAN, E. S. KAZARIAN

List V of 114 galaxies with UV-excess discovered by means of the 40" Schmidt telescope of the Byurakan observatory with 1⁰⁵ objective prism is presented.

ЛИТЕРАТУРА

1. М. А. Казарян, *Астрофизика*, 15, 5, 1979.

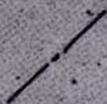
КАРТЫ ОТОЖДЕСТВЛЕНИЯ ГАЛАКТИК (в красных лучах).
Север сверху, восток слева.



482



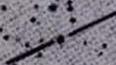
483



484



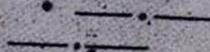
485



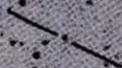
486



487 488



489



490



491



492



493



494



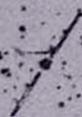
495



496



497



498



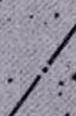
499



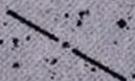
500



501



502



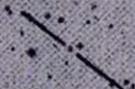
503



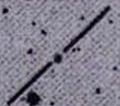
504



505



506



507



508



509



510



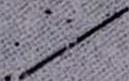
511



512



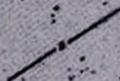
513



514



515



516



517



518



519



520



521



522



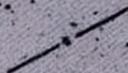
523



524



525



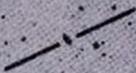
526 527



528



529



530



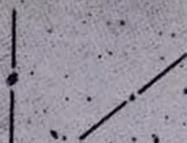
531



532



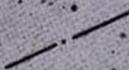
533 534



535



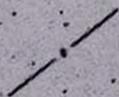
536



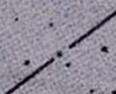
537



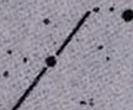
538



539



540



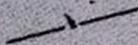
541



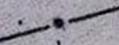
542



543



544



545



546



547



548



549



550



551



552 553



554



555



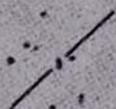
556



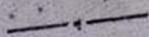
557



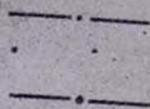
558



559



560 561



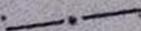
562



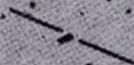
563



564



565



566



567



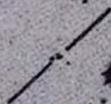
568

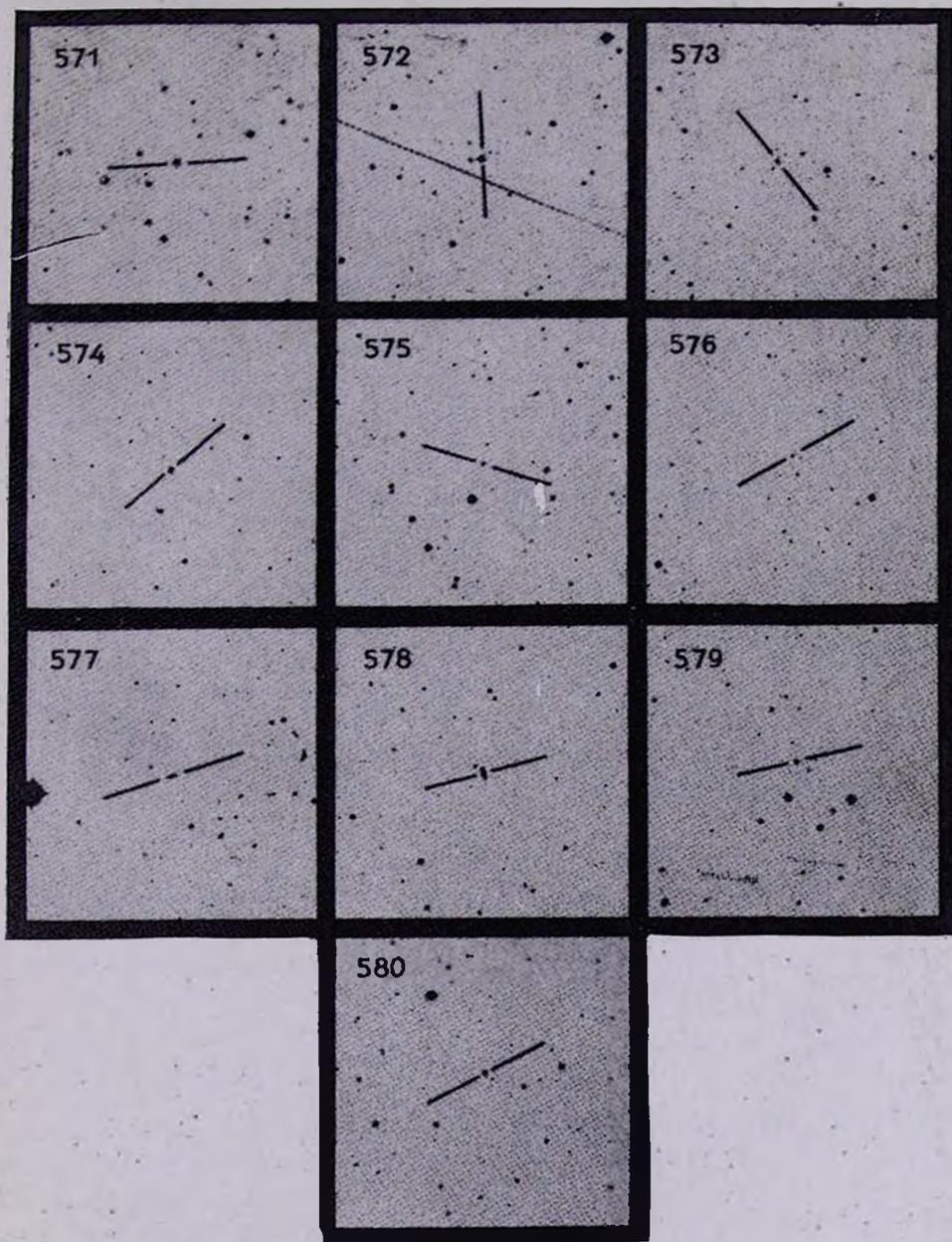


569



570





К ст. М. А. Казаряна, Э. С. Казарян

УДК 524.7—355—74

СПЕКТРЫ ГАЛАКТИК С УФ-КОНТИНУУМОМ. III

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

Поступила 25 октября 1982

Приводятся результаты спектроскопии 60 объектов из последних списков галактик с УФ-континуумом, выполненной на шестиметровом телескопе (CAO). В спектрах 57 из них были обнаружены эмиссионные линии. Определены красные смещения и светимости всех изученных галактик. Уверенные сейфертовские особенности были обнаружены у галактик № 1469 и 1498. Слабые сейфертовские признаки показывают галактики № 1408, 1414, 1419, 1457 и 1490, нуждающиеся в дополнительном исследовании.

1. Проведены спектральные исследования 60 объектов в основном из XV и частично из предыдущих списков галактик с УФ-континуумом [1].

Наблюдения выполнены в CAO на БТА в 1979—81 гг. со спектрографом UAGS в комбинации с ЭОП УМ-92. На фотопленке А-600Н были получены нерасширенные спектры галактик, в основном в красной и иногда в зеленой областях с дисперсией 90 и 45 А/мм и со спектральным разрешением 8 и 5А соответственно. Эта статья является третьей в начатой серии [2].

В спектрах 57 галактик были обнаружены эмиссионные линии, две галактики оказались очень интересными объектами сейфертовского типа — промежуточными между Sy 1 и Sy 2. Это объекты № 1469 и 1498, о которых опубликовано предварительное сообщение [3].

Регистрограммы спектров этих галактик представлены на рис. 1.

Кроме этого выяснилось, что у пяти объектов, № 1408, 1414, 1419, 1457 и 1490, отношение интенсивностей линий H_{α} и $[N II] \lambda 6584$ порядка единицы и линии, как будто, уширены.

Эти объекты несомненно отличаются от нормальных эмиссионных галактик, но без дополнительных исследований трудно их отнести к классу сейфертовских.

Из изученных 60 галактик лишь у трех не были обнаружены эмиссионные линии, это галактики № 1207, 1216 и 1412.

После отождествления линий в спектрах по ним были определены красные смещения галактик, с учетом движения Солнца, и по красным смещениям — их светимости, с учетом межзвездного поглощения.

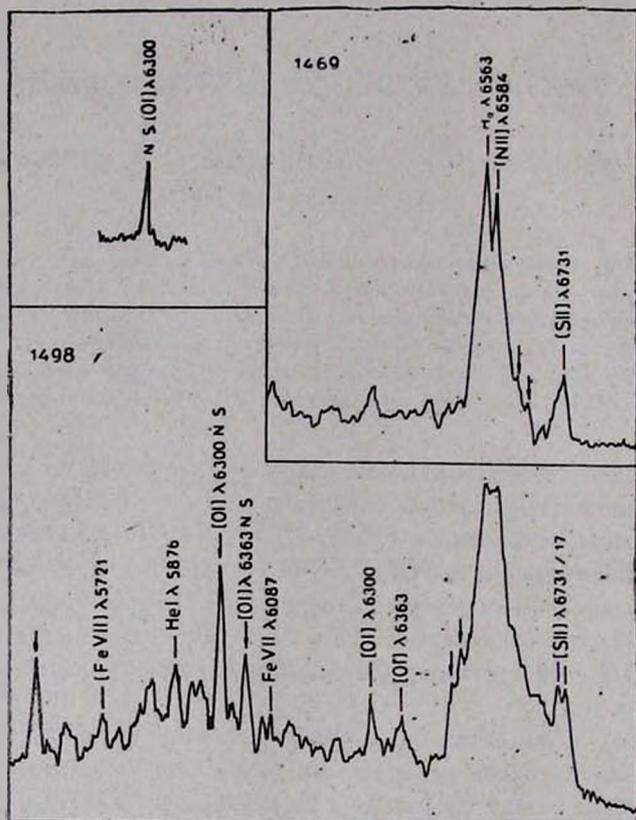


Рис. 1. Регистрограммы спектров галактик № 1469 и 1498. Стрелками обозначены места наложений линий ночного неба.

Полученные данные приведены в табл. 1, а описания спектров в разделе 2.

В табл. 1 приведены: 1 — номер галактики по [1]; 2 — фотографическая звездная величина по [4], в круглых скобках по [1]; 3 — красное смещение, определенное по эмиссионным (изредка по абсорбционным) линиям, исправленное за движение Солнца; 4 — абсолютная фотографическая величина с учетом межзвездного поглощения при $H = 75$ км/с·Мпс; 5 — тип галактики по [1].

Таблица 1

Номер по [1]	m_{PK}	ε	M_{PK}	Тип по [1]
1	2	3	4	5
898	(15 ^m .5)	0.0172	(-19 ^m .3)	ds3e
988	(14.5)	0.0233	(-20.9)	d3
1207	15.0	0.0149	-19.6	ds3e
1215	15.6	0.0448	-21.1	sd3e:
1216	(15.6)	0.0206	(-19.9)	ds3
1272	(17)	0.0362	(-19.1)	s2e:
1273	(16)	0.0273	(-19.6)	s3e:
1401	(15.5)	0.0247	(-19.8)	ds3e:
1402	(16)	0.0273	(-19.5)	d3
1403	15.6	0.0279	-20.0	d3
1404	(15)	0.0356	(-21.1)	sd2e:
1405	(13.5)	0.0166	(-21.8)	sd2e
1406	(16)	0.0392	(-20.5)	ds2e:
1407	(16.5)	0.0161	(-18.2)	sd3e:
1408	(16.5)	0.0341	(-19.7)	ds2e:
1409	(17)	0.0180	(-17.8)	d2
1410	(17)	0.0183	(-17.9)	d2e
1411	15.3	0.0203	-19.7	sd2e
1412	14.9	0.0209	-20.2	s3e:
1414	15.0	0.0143	-19.4	ds3
1415	15.5	0.0466	-21.2	d3
1416	(17)	0.0074	(-15.7)	d1e
1417	(16.5)	0.0300	(-19.3)	sd2e
1419	13.6	0.0152	-20.7	sd2e:
1420	(15.5)	0.0556	(-21.6)	d2
1421	(17)	0.0262	(-18.5)	sd2e
1422	(16)	0.0216	(-19.1)	sd2e
1423	15.1	0.0041	-16.3	sd2e
1424	(16.5)	0.0041	(-14.9)	sd1e
1425	14	0.0245	-21.3	sd2
1427	15.7	0.0972	-16.9	d3
1428	(17.0)	0.0714	(-20.6)	d2e:
1430	(16)	0.0402	(-20.4)	sd2e:
1431	15	0.0218	-20.0	ds3e:
1433	14.9	0.0635	-22.4	sd3e:

Таблица 1 (окончание)

1	2	3	4	5
1434	(16 ^m .5)	0.0072	(-16 ^m .1)	ds1e
1441	(17)	0.0324	(-18.9)	sd2e:
1442	(17)	0.0718	(-20.6)	sd2e
1446	(16.5)	0.0098	(-16.8)	sd2e
1450	16.0	0.0033	-14.9	sd1e
1451	(16.5)	0.0282	(-19.1)	sd1e
1452	15.3	0.0224	-19.8	sd3e.
1455	(16)	0.0527	(-20.9)	sd3
1456	(16)	0.0474	(-20.7)	d3e:
1457	(15)	0.0487	(-21.7)	s2e:
1465	(17)	0.0297	(-18.7)	d1e
1468	15.6	0.0147	-18.6	ds2e:
1469	(15.5)	0.0314	(-20.3)	sd2e
1472	(16)	0.0357	(-20.1)	sd2e
1479	(16.5)	0.0010	(-11.8)*	ds2e
1480	(16.5)	0.0063	(-15.8)	sd1e
1481	(17)	0.0063	(-15.3)	d1e
1482	15.7	0.0224	-19.3	s3e
1484	15.6	0.0089	-17.4	sd3
1486	(17)	0.0340	(-19.u)	sd1e:
1490	15.4	0.0258	-20.0	s3e:
1492	(16.5)	0.0570	(-20.6)	sd1e
1493	(16)	0.0385	(-20.3)	ds2e:
1498	(17)	0.0562	(-20.1)	d3
1499	(16.5)	0.0095	(-16.7)	ds1e

* Светимость относится к ядерной области галактики.

2. Описание спектров

- 898 — Спектр получен в красной области. Наблюдаются умеренной интенсивности наклонные H_{α} и $[N II] \lambda 6584$.
- 988 — Спектр немного недодержан. В нем присутствуют умеренной интенсивности протяженные H_{α} и $[N II] \lambda 6584$.
- 1207 — В спектре наблюдается широкая абсорбционная линия, по-видимому, D линия Na .
- 1215 — Спектр получен в зеленой области. У яркого компонента наблюдаются абсорбционные линии H и $K Ca II$. У слабого компонента

наблюдаются эмиссионные линии N_1 , N_2 и λ 3727. Все линии мало контрастные.

- 1216 — Спектр получен в зеленой области, в нем присутствуют абсорбционные линии H и K Ca II.
- 1272 — В спектре наблюдаются сильная H_2 , умеренной интенсивности [N II] λ 6584 и слабые [S II] $\lambda\lambda$ 6717/31.
- 1273 — В спектре присутствуют сильные H_2 и [N II] λ 6584. Отношение $H_2/[N II] \approx 3$. Линии наклонны. Галактика имеет звездообразное ядро.
- 1401 — Наблюдаются слабые H_2 и [N II] λ 6584.
- 1402 — В спектре присутствуют сильная H_2 и слабые [N II] λ 6584 и [S II] $\lambda\lambda$ 6717/31.
- 1403 — В спектре наблюдаются сильная H_2 и умеренной интенсивности [N II] λ 6584 и [S II] $\lambda\lambda$ 6717/31.
- 1404 — В красной части спектра наблюдаются сильная протяженная H_2 и слабая [N II] λ 6584. Последняя blendируется с линией OH неба.
- 1405 — Наблюдаются слабые мало контрастные протяженные H_2 и [N II] λ 6584.
- 1406 — В спектре присутствуют сильные H_2 и [N II] λ 6584, а также слабые [S II] $\lambda\lambda$ 6717/31. Отношение $H_2/[N II] \approx 2$.
- 1407 — Спектр слегка недодержан. В нем наблюдаются умеренной интенсивности H_2 и слабая [N II] λ 6584.
- 1408 — Имеет конденсированное ядро. В спектре наблюдаются умеренной интенсивности H_2 и [N II] λ 6584. Отношение $H_2/[N II] \approx 1$. Возможно линии уширены, необходимы наблюдения с лучшим разрешением.
- 1409 — В спектре присутствуют очень сильная H_2 , слабые [S II] $\lambda\lambda$ 6717/31 и умеренной интенсивности [O II] $\lambda\lambda$ 7310—30.
- 1410 — Наблюдаются сильная H_2 и слабые [N II] λ 6584 и [S II] $\lambda\lambda$ 6717/31. Объект имеет эмиссионный спутник с таким же значением красного смещения.
- 1411 — В спектре присутствуют мало контрастные протяженные наклонные H_2 и [N II] λ 6584.
- 1412 — Спиральная галактика с яркой центральной частью. Наблюдается в поглощении, по-видимому, D линия N_2 .
- 1414 — В спектре наблюдаются сильные H_2 и [N II] λ 6584. Возможно линии слегка уширены. Отношение $H_2/[N II] \approx 1$.
- 1415 — Целевой спектр показывает сильную H_2 , слабые [S II] $\lambda\lambda$ 6717/31 и очень слабую [N II] λ 6584.
- 1416 — В спектре наблюдаются очень сильная H_2 , слабые [S II] $\lambda\lambda$ 6717/31 и [O II] $\lambda\lambda$ 7310—30 и очень слабая He I λ 6678.
- 1417 — Целевой спектр получен в красной области. В нем присутствуют

- сильная H_{α} , умеренной интенсивности [N II] λ 6584 и слабые [S II] $\lambda\lambda$ 6717/31. Все линии слегка наклонны.
- 1419 — В спектре присутствуют малоконтрастные H_{α} и [N II] λ 6584. Отношение $H_{\alpha}/[N II] \approx 1$.
- 1420 — В спектре, полученном в красной области, наблюдаются очень сильная, протяженная и слегка наклонная H_{α} умеренной интенсивности [N II] λ 6584 и слабые [S II] $\lambda\lambda$ 6717/31. Линии [N II] λ 6584 и [S II] $\lambda\lambda$ 6717/31 также протяженны и слегка наклонны. На краю спектра в сильной недодержке наблюдается N_1 .
- 1421 — Наблюдаются сильная H_{α} и умеренной интенсивности [N II] λ 6584.
- 1422 — В спектре присутствуют сильная H_{α} , умеренной интенсивности [N II] λ 6584 и слабые [S II] $\lambda\lambda$ 6717/31.
- 1423 — Наблюдается сильная протяженная H_{α} .
- 1424 — В спектре обеих компонентов наблюдаются сильные и протяженные H_{α} и [S II] $\lambda\lambda$ 6717/31. Линия [N II] λ 6584—намечается.
- 1425 — Целевой спектр показывает сильную H_{α} и умеренной интенсивности [N II] λ 6584. [S II] $\lambda\lambda$ 6717/31—намечаются.
- 1427 — Наблюдаются сильная протяженная H_{α} , умеренной интенсивности [N II] λ 6584 и слабые [N II] λ 6548 и [S II] $\lambda\lambda$ 6717/31.
- 1428 — В спектре присутствуют сильная протяженная и слегка наклонная H_{α} и умеренной интенсивности [N II] λ 6584.
- 1430 — Наблюдаются сильная H_{α} , умеренной интенсивности [N II] λ 6584 и слабые [N II] λ 6548 и [S II] $\lambda\lambda$ 6717/31.
- 1431 — Наблюдаются сильная наклонная H_{α} и умеренной интенсивности, также наклонная [N II] λ 6584. [S II] $\lambda\lambda$ 6717/31—намечаются.
- 1433 — В спектре присутствуют сильная H_{α} и слабая [N II] λ 6584.
- 1434 — В спектре наблюдается очень сильная протяженная H_{α} .
- 1441 — Наблюдаются очень сильная протяженная H_{α} и умеренной интенсивности [N II] λ 6584.
- 1442 — Наблюдается сильная H_{α} , умеренной интенсивности [N II] λ 6584 и слабая [N II] λ 6548. [S II] $\lambda\lambda$ 6717/31—намечаются.
- 1446 — Наблюдаются очень сильная H_{α} и слабые [S II] $\lambda\lambda$ 6717/31. Линии [N II] λ 6584 и He I λ 5876—намечаются.
- 1450 — В спектре наблюдаются очень сильная H_{α} , умеренной интенсивности [S II] $\lambda\lambda$ 6717/31 и слабая [N II] λ 6584.
- 1451 — Спектр немного недодержан, в нем присутствуют очень сильная H_{α} и слабые [N II] λ 6584 и [S II] $\lambda\lambda$ 6717/31.
- 1452 — В спектре основного тела галактики наблюдаются протяженная сильная H_{α} и умеренной интенсивности [N II] λ 6584. Наблюдаются также H_{α} и [N II] λ 6584 спутника или сверхассоциации, расположенной рядом, с почти одинаковым значением красного

смещения. Линии H_2 и $[N II]$ спутника и ядерной области слегка наклонены.

- 1455 — Наблюдаются сильная протяженная H_2 и слабые, также протяженные $[N II]$ λ 6584 и $[S II]$ $\lambda\lambda$ 6717/31.
- 1456 — В спектре наблюдается умеренной интенсивности наклонная и протяженная H_2 . $[N II]$ λ 6584 — намечается.
- 1457 — Наблюдаются сильные H_2 и $[N II]$ λ 6584. Отношение $H_2/[N II] \approx 1$. Обе линии, по-видимому, уширены. $[S II]$ $\lambda\lambda$ 6717/31 — намечаются.
- 1465 — Спектр немного недодержан, в нем наблюдается умеренной интенсивности сильно протяженная H_2 .
- 1468 — Наблюдаются очень сильная протяженная H_2 и слабые $[N II]$ λ 6584 и $[S II]$ $\lambda\lambda$ 6717/31.
- 1469 — Спектр получен в красной области. В нем наблюдаются сильные H_2 , $[N II]$ $\lambda\lambda$ 6548/84 и $[S II]$ $\lambda\lambda$ 6717/31. В сильной недодержке на краю спектра наблюдается также эмиссионная линия $[O III]$ λ 5007. H_2 имеет центральное ядро и широкие асимметричные крылья. Голубое крыло H_2 шире и интенсивнее красного крыла. Полная ширина H_2 на уровне непрерывного спектра равна 100 Å. Наличие узкого центрального ядра вместе с широкими крыльями позволяет предположить, что это сейфертовская галактика промежуточного типа.
- 1472 — Наблюдается сильная H_2 . $[N II]$ λ 6584 и $[S II]$ $\lambda\lambda$ 6717/31 — намечаются.
- 1479 — Наблюдается сильная, весьма протяженная H_2 . Возможно, эмиссионная линия H_2 состоит из двух компонентов с одинаковыми значениями красного смещения. $[S II]$ $\lambda\lambda$ 6717/31 — намечаются.
- 1480 — Наблюдаются очень сильная протяженная H_2 и слабые $[S II]$ $\lambda\lambda$ 6717/31. $[N II]$ λ 6584 — намечается.
- 1481 — Наблюдается очень сильная H_2 .
- 1482 — Спектр сильно недодержан. В нем наблюдаются слабые H_2 и $[N II]$ λ 6584.
- 1484 — Наблюдается сильная, очень протяженная H_2 и умеренной интенсивности, также протяженная $[N II]$ λ 6584. $[S II]$ $\lambda\lambda$ 6717/31 — намечаются.
- 1486 — В спектре наблюдаются очень сильная H_2 , умеренной интенсивности $[S II]$ $\lambda\lambda$ 6717/31 и слабые $[N II]$ λ 6584 и $He I$ λ 5876. На краю спектра в недодержке наблюдаются очень сильные N_1 и N_2 .
- 1490 — Наблюдаются сильные H_2 и $[N II]$ λ 6584 и слабые $[N II]$ λ 6548. Обе линии H_2 и $[N II]$ λ 6584, по-видимому, уширены. Отношение $H_2/[N II] \approx 1$.

- 1492 — Наблюдаются сильная протяженная H_{α} и слабая [N II] λ 6584. Обе линии слегка наклонны.
- 1493 — Наблюдаются сильная протяженная и искривленная H_{α} и умеренной интенсивности также протяженная и искривленная [N II] λ 6584.
- 1498 — Спектр получен в красной области. В нем наблюдаются многочисленные эмиссионные линии H_{β} , N_2 , N_1 , [Fe VII] λ 5721, HeI λ 5876, [O I] $\lambda\lambda$ 6300, 6363, H_{α} , [N II] $\lambda\lambda$ 6584/48 и [S II] $\lambda\lambda$ 6717/31. По-видимому, наблюдаются также эмиссионные линии [Fe VII] λ 6087 и [Fe X] λ 6374, а также другие малоcontrastные линии. H_{α} имеет центральное ядро и очень широкие крылья. Полная ширина на уровне непрерывного спектра $H_{\alpha} + [N II]$ равна 250 Å. Все эмиссионные линии заметно наклонны. Наличие узкого центрального ядра, вместе с необычайно широкими крыльями, а также наличие запрещенных линий [O II], [S II] и [O I] позволяет отнести объект к сейфертовским галактикам промежуточного типа.
- 1499 — Целевой спектр показывает очень сильную H_{α} и умеренной интенсивности [S II] $\lambda\lambda$ 6717/31 и [N II] λ 6584.

Авторы признательны А. И. Шаповаловой за помощь при наблюдениях.

Бюраканская астрофизическая
обсерватория

Специальная астрофизическая
обсерватория АН СССР

SPECTRA OF GALAXIES WITH UV-CONTINUUM. III

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

The results of spectroscopy of 60 objects from the last list of galaxies with UV-continuum are presented. The presence of emission lines in spectra of 57 galaxies is established. The redshifts and luminosities of all galaxies have been determined. Definite Seyfert properties have been detected in galaxies No. 1469 and 1498. Weaker Seyfert properties possibly exist in galaxies No. 1408, 1414, 1419, 1457 and 1490 which merit additional investigation.

ЛИТЕРАТУРА

1. Б. Е. Маркарян, В. А. Липовецкий, Дж. А. Степанян, *Астрофизика*, 13, 225, 1977, 15, 363, 1979; 17, 619, 1981.
2. Б. Е. Маркарян, В. А. Липовецкий, Дж. А. Степанян, *Астрофизика*, 16, 5, 609, 1980
3. Б. Е. Маркарян, В. А. Липовецкий, Дж. А. Степанян, *Астрон. цирк.* (в печати).
4. F. Zwicky et al., *Catalogue of Galaxies and Clusters of Galaxies*, Switzerland, 1960—70.

УДК 524.7—355—74

СПЕКТРАЛЬНЫЕ НАБЛЮДЕНИЯ ГАЛАКТИК МАРКАРЯНА. III

Э. К. ДЕНИСЮК, В. А. ЛИПОВЕЦКИЙ

Поступила 2 февраля 1982

Принята к печати 20 декабря 1982

Приводятся результаты исследования спектров 81 галактики Маркаряна из VIII—IX списков объектов с УФ-континуумом. Спектры получены на 28" телескопе Астрофизического института АН КазССР с помощью ЭОП в красной части спектра. У 5 объектов, Маркарян 713, 736, 740, 754 и 760, эмиссионные линии нами не обнаружены.

В 1976 г. в Астрофизическом институте АН КазССР были выполнены спектральные наблюдения галактик Маркаряна из VIII—IX списков [1, 2]. Для ряда объектов проведены дополнительные наблюдения в начале 1981 г. Данные о 28-и объектах из VIII—IX списков, у которых обнаружены или заподозрены широкие эмиссионные линии, опубликованы нами ранее [3, 4]. Как и в предыдущих работах этой серии [5, 6] все наблюдения выполнялись на 70-см телескопе АЗТ-8 в красной части спектра ($\lambda\lambda$ 5800—7800 Å). Использовался дифракционный спектрограф с многокаскадным ЭОП типа УМ-92 с мультищелочным фотокатодом, регистрация спектров производилась на фотопленке А-600, спектральное разрешение около 10 Å.

Результаты наблюдений объектов VIII—IX списков представлены в табл. 1, а также в последующих примечаниях. В столбцах таблицы даны, соответственно: 1 — номер галактики по спискам [1] (звездочкой отмечены галактики, для которых имеются примечания); 2 — тип галактики по [1]; 3 — фотографическая видимая величина по [7] или (в круглых скобках) согласно [1]; 4 — измеренная нами лучевая скорость; 5 — красное смещение, исправленное за движение Солнца ($\Delta z = 0.001 \cos(l - 55^\circ) \times \cos b$); 6 — абсолютная фотографическая величина, исправленная за поглощение в Галактике ($\Delta m_{pg} = 0.24 \operatorname{cosec} b$). При вычислении M_{pg} принято значение $H = 75$ км/с Мпс; 7 — линейные размеры галактики в кпс, угловые размеры взяты из [1]; 8—11 — визуальные оценки логарифмов относительных интенсивностей эмиссионных линий; 12 — контраст линии H_α по отношению к непрерывному спектру (см. [5]).

РЕЗУЛЬТАТЫ СПЕКТРАЛЬНЫХ НАБЛЮДЕНИЙ

Объект	Спектр. тип	m_{PK}	V_r (набл.)	z_0 (испр.)	M_{PK}	Размеры (ипс)	Логарифмы относит. интенсив. линий				
							H α	[N II] λ 6584	[S II] λ 6717	[S II] λ 6731	H α /конт.
1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12
701	ds2e	14 ^m 8	4930	0.0170	-19 ^m 9	5.9 \times 4.6	1.0	0.2:			0.6
702*	ds3e:	15.7	15815	.0523	-21.3	11.2	1.0	<-0.3	0.0	-0.3:	>1.0
703	s2	13.3	3645	.0116	-20.5	14.6 \times 3.4	1.0	0.6	0.0:		0.7
706*	d2	15.2	2405	.0075	-17.5	1.74					1.0
708*	s3e	14.0	1955	.0059	-18.2	2.3 \times 1.7	1.0	0.5	0.6	0.6	0.7
709	sd1e:	(17)	15500	.0513	(-19.9)	6.0	1.0	(0.3)	<-0.2	0.0	0.85
710?	sd1e	13.5	1340	.0039	-17.8	1.37 \times 0.91	1.0	0.1			1.2
711*	ds3e:	(15.5)	5990:	.0195:	(-19.3)	6.0 \times 3.4	1.0	0.7	(-0.3)	(-0.2)	1.0
712	d3e:	14.3	4515	.0146	-19.8	5.7 \times 2.8	1.0	0.8	<0.0	(0.1:)	0.9
714*	ds3	15.2	(1095)	(.0031)	-15.6	0.72 \times 0.60					0.0
717*	s2e	14.6	6265	.0206	-20.2	4.4	1.0	0.8	0.6		0.9
718*	ds2	14.5	(8206)	(.0267)	-21.0	10.3 \times 9.1					0.2
719*	ds3	14.7	9605:	.0316:	-21.1	7.9 \times 6.1	1.0	0.6	(0.4)		0.9
721	d1e:	15.2	9435	.0311	-20.6	12.0 \times 7.8	1.0	0.3	(0.3)		0.7
722	d3e:	15.0	9385	.0309	-20.7	9.0	1.0	<0.2	0.5		0.5
723*	d3	15.6	5450	.0179	-18.9	4.2					0.6
724*	sd1e	(16.5)	1125	.0034	(-14.5)	0.53	1.0		-0.3		1.3
725	sd2e	15.1	7505	.0247	-20.1	5.8	1.0	0.4	0.1	0.2	0.6
726*	ds2e	15.0	13265	.0440	-21.5	15.4 \times 10.2	1.0		0.3		0.7

Таблица 1 (продолжение)

1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12
727*	sd2e	(15)	7590	0.0251	(-20 ^m 3)	6.3	1.0	0.4	0.1	0.1	0.9
729*	d3e:	14.2	12590	.0416	-22.2	12.1	1.0	(0.7)	0.5	0.4	0.6
730*	sd3	15.2	4365	.0144	-18.8	3.4	1.0	0.5:	0.2:	0.2:	0.5:
731*	ds3	13.4	1335	.0040	-17.9	3.1 × 1.6	1.0	0.6			0.7
732*	s2e	13.9	8750	.0287	-21.7	10.0	1.0	0.8	(<0.2)		0.8
733	d2e:	15.5	9575	.0317	-20.3	7.4	1.0	0.6	(<0.3)		0.9
735	d3e:	15.4	6535	.0215	-19.5	5.0	1.0	0.3	(0.0)		0.7
737*	d2e:	(16)	(3340)	(.0111)	(-17.5)	2.1 × 1.7					0.3:
741	d3e:	14.5	3255	.0107	-18.9	6.2 × 2.9					0.6
742	d3	(15)	4670	.0152	(-19.2)	3.2 × 2.7	1.0	0.0	(0.3)		0.7
743	ds2e	13.1	965	.0029	-17.4	1.22	1.0	0.4	-0.2	0.0	1.2
746*	d2	15.6	1715	.0057	-16.4	1.32 × 1.10	1.0	>0.0			>1.0
747	d2e:	14.5	715	.0021	-15.4	0.65 × 0.41					>0.7
748	d3	15.5	8220	.0274	-19.9	5.3 × 4.2	1.0	0.3			>0.3
749*	d3	(17)	9950	.0329	(-18.8)	3.3					>0.9
750	ds2e	15.4	640	.0018	-14.2	0.32	1.0	>-0.6	-0.6	-0.6	>1.3
756	s2e	15.2	1370	.0043	-16.2	1.33					0.85
757*	d3	14.8	(445)	(.0014)	-14.2	0.36					0.8
758	s2e	15.2	6805	.0225	-19.8	5.23	1.0	0.3			0.7
762	sd2	15.4	4195	.0138	-18.5	3.5 × 2.1					0.7
765*	ds1	(16.5)	(8300)	(.0276)	(-18.9)	5.4	1.0	0.7	(0.7)		0.3
768*	s2e:	(17)	19335	.0642	(-20.3)	8.7	1.0	1.0	0.5		0.5
769*	s2e	12.3	1725	.0056	-19.7	3.9 × 2.6	1.0	0.6	0.4	0.2	0.9

1	2	3	4	5	6
773*	d3e:	14 ^m .1	780	0.0026	-16 ^m .2
775*	ds3e:	15.3	(7465)	(.0249)	-19.9
776*	sd3	15.4	(7640)	(.0255)	-19.9
777*	sd2	(16)	9155	.0303	(-19.7)
781*	s2e:	13.5	2760	.0090	-19.5
785*	d3e	14.9	14615	.0488	-21.8
786*	ds2e	14.6	955	.0031	-16.1
794	sd2e:	(16)	15485	.0516	(-20.8)
796	ds2e:	15.5	6475	.0214	-19.4
798	s2e:	15.4	5260	.0175	-19.1
799*	sd2e+ds2e	{12.7	2965	.0104	{-20.7
800*	d3	13.8	4175	.0139	-20.2
802	ds2e	15.1'	4235	.0141	-18.9
803*	sd2e	15.2	4135	.0138	-18.8
804	sd3e	14.7	5285	.0176	-19.8
808	s2e	(16.5)	5280	.0177	(-18.0)
809*	s2e+sd2e:	{14.7	7615+ +7620	.0255	{-20.6
814*	d3	14.4	(3780)	(.0129)	-19.4
823*	sd2e	(15)	(13670:)	(.0458)	(-21.6)
824*	ds2e:	15.4	4600	.0156	-18.8
827*	ds3e:	14.6	5390	.0185	-20.0
833*	sd2	(16)	(11750)	(.0396)	(-20.3)
834*	sd3e:	14.6	10715	.0362	-21.5

Таблица 1 (продолжение)

7	8	9	10	11	12
0.92	1.0		<0.0		>1.2
10.6× 6.3					>0.0
7.9× 6.4					0.3
3.5					>0.7
8.2× 4.7	1.0	0.5	0.2		0.8
13.3					0.3
0.95					0.3:
7.0	1.0	0.8	0.3	0.6	0:7
7.5× 5.0	1.0	0.7	0.1	-0.2	0.9
3.4	1.0	0.15	(0.1)		0.85
9.7× 6.1	1.0	0.6		-0.3	1.0
6.5× 3.8	1.0	0.6			0.7
4.9× 4.4	1.0	0.4	0.1	(0.1)	0.6
3.2× 2.4	1.0	0.4		(0.2)	0.8
2.4	1.0	1.1	(0.5)	(0.5)	0.5
2.4	1.0	0.5			0.7
9.9×4.9+3.5	1.0	0.6	0.2	0.4	0.8
	1.0	0.5			0.5
6.5× 4.5					0.2
10.6					(0.5)
3.6					0.8
8.6× 4.3	1.0	0.5			0.5
6.9					(0.2)
16.9×11.2	1.0	0.9			0.7

1	2	3	4	5	6	7
837	sd2e:	15 ^m .4	9550	0.0321	-20 ^m .4	8.1×6.2
839*	s2e:	13.8	3805	.0134	-20.3	5.2×3.6
851*	sd3e:	15.2	(10715)	(.0359)	-20.9	8.4
852*	ds2	16.2	6420	.0216	-18.8	4.2
853*	d3e:	14.8	6435	.0215	-20.2	7.6×6.3
856	sd2e	(15.5)	4495	.0153	(-18.7)	2.7×2.1
861	sd3	14.5	4385	.0149	-19.7	5.8
863*	sd2e	15.5	12660	.0425	-21.0	9.9
865*	s1e	15.1	10360	.0353	-21.0	7.5
873	s2e:	15.4	10970	.0371	-20.8	7.9
879	ds1e	14.9	8595	.0293	-20.8	5.7

Таблица 1 (окончание)

8	9	10	11	12
1.0	0.35	(0.3)	(0.3)	0.95
1.0	0.5	0.2		0.8
				0.3
				0.4
1.0	0.8	0.2	(0.3)	0.7
1.0		0.4	(0.4)	0.6
1.0	0.8			0.5
1.0	(0.9)			(0.9)
1.0	0.3			1.0
1.0	(0.8)			0.7
1.0	0.6		(0.3)	0.7

- Маркарян 702 — Непрерывный спектр заметно недодержан.
- Маркарян 706 — Наше значение z_0 на 0.0003 меньше, чем в [8].
- Маркарян 708 — Наше значение z_0 на 0.0002 больше, чем в [9].
Все линии слегка уширены, возможно, это результат вращения. Цель спектрографа была ориентирована вдоль большой оси.
- Маркарян 710 — Непрерывный спектр довольно слаб. В спектре наблюдается слабая линия [O I] λ 6300.
- Маркарян 711 — Спектр невысокого качества, лучевая скорость измерена с большой погрешностью.
- Маркарян 714 — На двух спектрограммах наблюдается слабая эмиссионная деталь, которую отождествляем с линией H_α . Отождествление не вполне уверенное.
- Маркарян 717 — Довольно сильные эмиссионные линии в спектре, которые несколько шире инструментального контура.
- Маркарян 718 — В спектре наблюдается единственная слабая линия, которую мы отождествляем с линией H_α .
- Маркарян 719 — Спектр невысокого качества, значение z_0 измерено с большой погрешностью.
- Маркарян 723 — Наблюдается единственная линия, которую мы отождествляем с H_α .
- Маркарян 724 — Непрерывный спектр очень слаб.
- Маркарян 726 — Линии H_α и [N II] λ 6584 блендируются линиями ночного неба OH λ 6863 и O_2 λ 6867.
- Маркарян 727 — Наше значение $z_0 = 0.0251$ значительно отличается от $z_0 = 0.0212$, приведенного в [10]. Также сильно отличаются размеры галактики; согласно [10] — 10.2×4.0 кпс и описание спектра: «В спектре отсутствуют эмиссионные линии, лучевая скорость измерена по линиям H и K Ca II, Aro 25 не такая голубая, как большинство остальных галактик Aro». Наличие эмиссионных линий на нашем спектре не вызывает сомнений. На наш взгляд, речь идет о разных объектах.
- Маркарян 729 — Наше значение z_0 на 0.0004 меньше, чем в [11].
- Маркарян 730 — Все наблюдаемые линии в спектре слегка диффузны и имеют низкий контраст, но как будто совпадают на двух спектрограммах, поэтому можно надеяться, что отождествление верное.
- Маркарян 731 — В спектре наблюдается также эмиссионная линия [O I] λ 6300 с относительной интенсивностью 0.5.

- Маркарян 732 — Линии слегка диффузны, в спектре также присутствует [O I] λ 6300 с интенсивностью 0.2.
- Маркарян 737 — В спектрах наблюдается единственная слабая эмиссионная деталь, которую мы отождествляем с линией H_{α} .
- Маркарян 746 — Непрерывный спектр очень слаб.
- Маркарян 749 — Непрерывный спектр практически отсутствует.
- Маркарян 757 — В спектре наблюдается единственная линия, которую мы считаем линией H_{α} .
- Маркарян 765 — Линии довольно слабые и отождествления не совсем уверенные.
- Маркарян 768 — В спектре также наблюдается линия [O I] λ 6300 с интенсивностью 0.3. Наше значение z_0 на 0.0003 меньше, чем в [12].
- Маркарян 769 — Эмиссионные линии, возможно, слегка уширены.
- Маркарян 773 — Непрерывный спектр практически отсутствует.
- Маркарян 775 — Наблюдается единственная эмиссионная деталь в спектре, которую мы отождествляем с линией H_{α} .
- Маркарян 776 — Наблюдается единственная эмиссионная деталь в спектре, которую мы считаем линией H_{α} .
- Маркарян 777 — Непрерывный спектр крайне слаб.
- Маркарян 781 — Возможно, линии несколько шире инструментального контура.
- Маркарян 785 — Линия H_{α} попадает в полосу поглощения В O_2 , возможно, контур ее искажен.
- Маркарян 786 — Наше значение z_0 северного компонента в пределах точности хорошо совпадает с данными [11] и на 0.0002 больше, чем в [9].
- Маркарян 799 — Оба компонента имеют сходные эмиссионные спектры. У юго-восточного компонента, более слабого, скорость на 100 км/с больше. Согласно данным [9] скорости этого компонента на 28 км/с меньше, а вся система имеет красное смещение на 0.0007 больше, чем у нас.
- Маркарян 800 — Непрерывный спектр весьма слаб.
- Маркарян 803 — В пределах точности измерений наше значение z_0 совпадает с данными [11].
- Маркарян 809 — Оба компонента имеют сходные эмиссионные спектры. Лучевые скорости компонентов в пределах ошибок совпадают. Наше значение z_0 совпадает с данными [11].
- Маркарян 814 — В недодержанном спектре наблюдается одна диффузная линия, мы ее отождествляем с линией H_{α} .
- Маркарян 823 — В слегка передержанном спектре наблюдается един-

- ственная линия, практически совпадающая с линией ОН λ 6863, мы отождествляем ее с линией H_{α} .
- Маркарян 824 — Вероятно, кроме указанных в табл. 1 линий в спектре присутствует также слабая линия [O I] λ 6300.
- Маркарян 827 — Возможно, эмиссионные линии в спектре слегка уширены.
- Маркарян 833 — Единственная наблюдаемая эмиссионная деталь, отождествляемая нами с линией H_{α} , довольно слаба и блендируется линиями ОН.
- Маркарян 839 — Наше значение z_0 на 0.0004 меньше, чем в [11].
- Маркарян 851 — В недодержанном спектре наблюдается одна слабая линия, отождествление ее с H_{α} не вполне уверенное, но наше значение z_0 хорошо согласуется с данными [11].
- Маркарян 852-3 — Образуют физическую пару.
- Маркарян 863 — Эмиссионные линии H_{α} и [N II] λ 6583 блендируются линиями ОН.
- Маркарян 865 — Значение лучевой скорости в пределах ошибок совпадает с данными [13].

Из 81 объекта, наблюдавшегося нами, у пяти (Марк 713, 736, 740, 754 и 760) эмиссионные линии не обнаружены.

Астрофизический институт АН Каз.ССР
Специальная астрофизическая обсерватория

SPECTRAL OBSERVATIONS OF MARKARIAN GALAXIES. III

E. K. DENISYUK, V. A. LIPOVETSKY

Spectroscopic observations of 81 objects from Markarian's VIII—IX lists of galaxies with UV-continuum are presented. All spectra have been obtained in the red region of the spectrum with image-tube attached to the 28" telescope of Alma-Ata. The emission lines are absent in the spectra of 5 objects: Markarian 713, 736, 740, 754 and 760.

ЛИТЕРАТУРА.

1. Б. Е. Маркарян, В. А. Липовецкий, *Астрофизика*, 12, 389, 657, 1976.
2. Б. Е. Маркарян, В. А. Липовецкий, Дж. А. Степанян, *Астрофизика*, 13, 227, 397, 1977.
3. Э. К. Денисюк, В. А. Липовецкий, *Письма АЖ*, 3, 7, 1977.
4. В. Л. Афанасьев, Э. К. Денисюк, В. А. Липовецкий, *Письма АЖ*, 5, 271, 1979.
5. Э. К. Денисюк, В. А. Липовецкий, *Астрофизика*, 10, 315, 1974.
6. В. Л. Афанасьев, Э. К. Денисюк, В. А. Липовецкий, *Астрофизика*, 12, 665, 1976.

7. *F. Zwicky et al.*, Catalogue of Galaxies and Clusters of Galaxies, v. I—VI, Pasadena, California Institute of Technology, 1961—1968.
8. *M.-H. Ulrich*, *Astron. Astrophys.*, 40, 337, 1975.
9. *А. Р. Петросян, К. А. Саакян, Э. Е. Хачикян*, *Письма АЖ*, 6, 552, 1980.
10. *D. L. Du Ray, A. J.*, 75, 1143, 1970.
11. *И. Д. Караченцев*, *Письма АЖ*, 7, 3, 1981.
12. *И. Д. Караченцев, В. Е. Караченцева*, *Письма АЖ*, 8, 198, 1982.
13. *В. Л. Афанасьев, В. А. Липовецкий, Б. Е. Маркарян, Дж. А. Степанян*, *Астрофизика*, 16, 193, 1980.

УДК 524.7—355

СПЕКТРАЛЬНОЕ И МОРФОЛОГИЧЕСКОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ
ГАЛАКТИК МАРКАРЯН 303 и 313

Э. Е. ХАЧИКЯН, А. Р. ПЕТРОСЯН

Поступила 7 июля 1982

Принята к печати 27 января 1983

Приведены результаты спектрального и морфологического исследования галактик Маркарян 303 и 313, в спектрах которых наблюдаются как эмиссионные, так и абсорбционные линии. Предполагается, что абсорбционный спектр этих галактик имеет звездное происхождение. Сделан вывод, что в среднем звездное население обоих объектов более раннее, чем у нормальных галактик того же морфологического типа.

1. *Введение и наблюдательный материал.* Уже первые спектральные наблюдения галактик с УФ континуумом показали, что их можно разделить на пять групп [1]. Мало изучена первая группа галактик, в спектрах которых наблюдаются как эмиссионные, так и абсорбционные линии. Обычно у этих объектов первые члены бальмеровской серии водорода находятся в эмиссии, а высшие члены — в поглощении. Такими спектрами обладают, например, галактики Маркарян 2, 100, 146 [1, 2]. Вышеописанные спектры свойственны тем галактикам, которые богаты мощными H II областями и молодыми звездами [3].

В настоящей работе приведены результаты спектрального и морфологического исследования двух таких галактик с УФ континуумом — Маркарян 303 и 313.

По одному спектру для обеих галактик получено 25/26 сентября 1973 г. одним из авторов (Э. Е. Х.) на 2.72-м телескопе Мак-Дональдской обсерватории (США) в фокусе Кассегрена с прибором UVITS с дисперсией 220 А/мм (разрешающая сила 5—6 А). Прямые снимки этих галактик получены на 6-м телескопе САО АН СССР (рис. 1а и б).

2. *Морфология и спектроскопия.* На снимке (рис. 1а) Маркарян 303, (NGC 7244), вытянута по δ и обладает компактным ядром, окруженным яркими сгущениями. Сгущения расположены несимметрично относительно ядра и непосредственно с ним не связаны. Ядро со сгущениями окруже-

но обширным, клочковатым гало. Если попытаться классифицировать эту галактику, то, по всей вероятности, она будет близка к типу Sb/c.

Определенная нами галактоцентрическая скорость Маркарян 303 равна 7880 ± 50 км/с. Спектральные линии галактики наклонены, что обусловлено, по-видимому, вращением галактики. Скорость вращения на максимальном радиусе, равном $7''$ или 3.6 кпс (здесь и далее $H = 75$ км/с Мпс), получается 160 ± 30 км/с. Принимая, что галактика имеет дисковидную форму, для угла наклона галактики к лучу зрения получена величина $i \sim 58^\circ$. Используя эти параметры, для массы галактики получим значение $M \sim 3.2 \cdot 10^{10} M_\odot$.

Маркарян 313 (NGC 7465) — пекулярная SB0⁺ галактика [4], морфологическое исследование которой проведено в [5]. Она на снимке 6-м телескопа также показывает сложную структуру (рис. 1b). Центральный очень яркий, удлинённый объект, имеющий бароподобный вид, заканчивается на юге двумя сгущениями, а его северный конец постепенно, по яркости, сводится на нет. В галактике заметны и другие сгущения типа сверхассоциаций, самое яркое из которых расположено у ее восточного края.

Вычисленная по эмиссионным линиям лучевая скорость Маркарян 313 оказалась равной 2170 ± 55 км/с. Эмиссионные линии галактики наклонены, указывают на вращение галактики. Максимальная скорость вращения на расстоянии $7''$ (1.0 кпс) от центра галактики равна 78 ± 32 км/с. Принимая для угла наклона Маркарян 313 (согласно Вокулеру) значение $i \sim 55^\circ$, для массы галактики получим значение $M \sim 2.0 \cdot 10^9 M_\odot$.

3. Спектрофотометрия. При получении спектров исследуемых галактик щель спектрографа была расположена в направлении север—юг. Максимальные размеры областей, излучающих в непрерывном спектре, соответственно равны: для Маркарян 303 — $12''$ (6.1 кпс) и для Маркарян 313 — $10''$ (1.4 кпс). А для областей, излучающих в линии H_α , соответственно: 12.4 (6.3 кпс) и 14.7 (2.1 кпс). Сравнение с данными, полученными из измерений по прямым снимкам, показывает, что в спектре Маркарян 303 в основном представлена ее центральная область, а в Маркарян 313 также и периферийные области.

Как уже было отмечено, Маркарян 303 и 313 обладают «комбинационным» спектром. На рис. 2 приведены сглаженные профили некоторых линий бальмеровской серии водорода. Вид профилей линий H_β , H_γ и H_δ указывает на то, что центры эмиссионных компонентов линий в обоих случаях отклонены от абсорбционных компонентов в красную и синюю стороны. Эти смещения для Маркарян 303 и 313 равны приблизительно $+60$ км/с и -200 км/с соответственно.

Все отождествленные спектральные линии в спектрах галактик фотометрированы. Значения эквивалентных ширин и относительных интенсив-

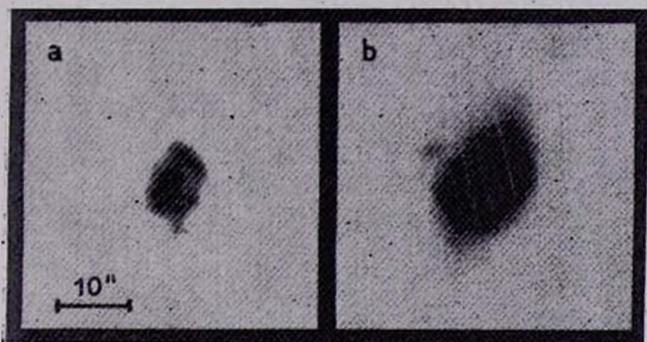


Рис. 1а, б. Снимки галактик Маркарян 303 и 313, полученные 30/31.07.76 на 6-м телескопе САО АН СССР, с экспозицией 5^м на эмульсии Kodak 103а0.

К ст. Э. Хачикяна, А. Петросяна

ностей эмиссионных линий приведены в табл. 1*, а в табл. 2 приведены эквивалентные ширины абсорбционных линий.

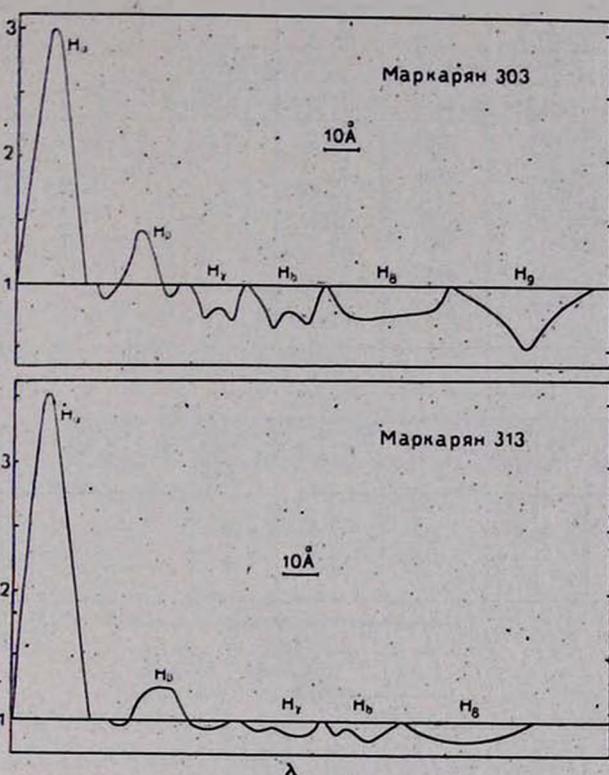


Рис. 2. Сглаженные профили некоторых линий бальмеровской серии водорода в спектрах галактик Маркарян 303 и 313.

По линиям [S II] $\lambda\lambda$ 6717/31 для Маркарян 313 определена электронная плотность. Для n_e по таблице, приведенной в [7], и при принятой $T_e = 10^4$ К получено значение $\sim 220 \text{ см}^{-3}$.

Присутствие в спектрах исследуемых галактик некоторых абсорбционных линий дает возможность определить приблизительный спектральный класс звезд, создающих эти линии. Как индикаторы звездного состава Маркарян 303 и 313 выбраны линии KCa II, H α + HCa II, H δ , H γ , NaI $\lambda\lambda$ 5890/96, MgI $\lambda\lambda$ 5167—73—84 и G-полоса. Так как отмеченные абсорбционные линии бальмеровской серии водорода в спектрах галактик

* Кривая реакции системы UVITS построена по спектрам нескольких сейфертовских галактик, распределения непрерывного излучения которых в абсолютных единицах приведены в [6].

Таблица 1

Ион	λ_0	Маркарян 303		Маркарян 313	
		$W_\lambda(A)$	$I_\lambda/I_{H\beta}$	$W_\lambda(A)$	$I_\lambda/I_{H\beta}$
[O II]	3727	15.4	3.1	25	6.3
H β	4861	3.5	1.0	2.4	1.0
[O III]	4959	1.6	0.4	2.6	0.8
[O III]	5007	3.8	1.2	5.7	2.1
[N II]	6548	—	—	4.5	1.8
H α	6563	20	8.1	31	11.6
[N II]	6584	5.9	2.5	17	6.3
[S II]	6717	—	—	6.1	2.0
[S II]	6731	—	—	4.7	1.6

Таблица 2

λ_0	H $_{12}$ 3750	H $_{11}$ 3771	H $_{10}$ 3798	H α +Mg I 3835-38	H β +Fe I 3889	K Ca II 3933	H ϵ +H Ca II 3969	H δ 4101	$\Sigma_{\text{пол.}}$ 4282-4318	H γ 4340
Марк 303	1.3	2.3	6.2	11.4	9.3	6.3	9.1	4.5	2.5	1.9
Марк 313	—	—	3.2	7.6	3.1	4.6	6.2	1.5	3.4	1.6

λ_0	Mg I 5167-84	Na I 5190,96
Марк 303	3.9	5.3
Марк 313	2.3	—

имеют и эмиссионные компоненты, то для получения их реальных эквивалентных ширин вычислены вклады эмиссионных компонентов, с учетом теоретического бальмеровского декремента [8] при $T_e = 10^4$ К. Используя приведенную в [9] таблицу зависимости эквивалентных ширин абсорбционных линий от спектрального типа звезд и реальные эквивалентные ширины вышеуказанных абсорбционных линий в спектрах Маркарян 303 и 313, мы получили данные, собранные в табл. 3.

Как отмечалось выше, галактика Маркарян 303 имеет, по всей вероятности, морфологический тип Sb/c. Морфологическая структура галактики Маркарян 313, а также наблюдавшееся для нее высокое значение отношения $\mathcal{M}_{H\beta}/L_B = 0.97 \mathcal{M}_{H\alpha}/L_{\odot}$ [10] указывают на ее сходство с иррегулярными галактиками. Из табл. 3 также видно, что оба объекта имеют в среднем более ранний состав звезд, чем нормальные галактики того же мор-

фологического типа, чем, по всей вероятности, объясняется УФ избыток в их спектрах.

Таблица 3

	Маркарян 303		Маркарян 313	
	$W_i (A)$	Спектр. тип	$W_i (A)$	Спектр. тип
KCa II	6.3	F0—F1	4.5	A6—A7
H α + HCaII	11	F5(A0, G7)	8.4	B6
H β	6.6	F3 (B5)	4.4	B1 (F8)
G-полоса	2.5	F2—F3.	3.4	F4
H γ	6.2	F5 (B4)	5.8	B4 (F5)
Mg I	3.9	M0d	2.3	K3G
Na I	5.3	K1d (K9G)	—	—

Один из авторов (Э. Е. Х.) выражает глубокую благодарность директору Мак-Дональдской обсерватории проф. Х. Смитю за предоставленную возможность наблюдать на 2.7-м телескопе этой обсерватории.

Ереванский государственный
университет
Бюраканская астрофизическая
обсерватория

SPECTRAL AND MORPHOLOGICAL INVESTIGATION OF THE MARKARIAN GALAXIES 303 AND 313

E. Ye. KHACHIKIAN, A. R. PETROSSIAN

The results of spectral and morphological investigations of Markarian 303 and 313 with both emission and absorption lines are presented. It has been suggested that the absorption spectrum of these galaxies is of stellar nature. It has been concluded that in average, the stellar population of both objects is earlier than those of the normal galaxies of the same morphological type.

ЛИТЕРАТУРА

1. E. Ye. Khachikian, A. J., 73, 891, 1968.
2. N. Carozzi, M. Chopinet, R. Duflot, C. R. Acad. Sci., 273, B151, 1971.
3. W. W. Morgan, D. E. Osterbrock, A. J., 74, 515, 1969.
4. G. de Vaucouleurs, A. de Vaucouleurs, H. G. Corwin, Second Reference Catalogue of Bright Galaxies, Austin, 1976.

5. C. Casini, J. Heldmann, *Astron. Astrophys. Suppl. ser.*, 34, 91, 1978.
6. A. G. de Bruyn, W. L. W. Sargent, *A. J.*, 83, 1257, 1978.
7. И. В. Носов, *Астрон. цирку.*, № 1050, 1, 1979.
8. M. Brocklehurst, *M. N.*, 153, 471, 1971.
9. Y. Andrillat, S. Souffrin, D. Alloin, *Astron. Astrophys.*, 19, 405, 1972.
10. P. Biermann, J. N. Clarke, K. J. Fricke, *Astron. Astrophys.*, 75, 19, 1979.

УДК 524.7—7—82

ПОИСК ВОЗМОЖНОЙ ПЕРЕМЕННОСТИ ЭМИССИОННЫХ
ЛИНИЙ В СПЕКТРЕ ЯДРА ГАЛАКТИКИ NGC 1275 В ШКАЛЕ
ВРЕМЕНИ ОДНИ СУТКИ

Н. И. МЕРКУЛОВА, И. И. ПРОНИК

Поступила 25 июня 1982

Принята к печати 27 января 1983

Проведен поиск возможных изменений в эмиссионных линиях спектра ядра галактики NGC 1275 в шкале времени одни сутки. Материалом для исследования служили 126 спектрограмм, полученных на 6-м телескопе в течение четырех ночей 12—15 января 1977 г. Эти данные позволили обнаружить изменения в эквивалентных ширинах и потоках эмиссионных линий. Наибольшие изменения были обнаружены в потоке линии $H\alpha$, они достигали 50%.

В спектре ядра сейфертовской галактики NGC 1275 отмечена переменность эмиссионных водородных и запрещенных линий в шкале времени около шести лет и около года [1]. По характеру она напоминает исследованную ранее переменность этого ядра в системе UBV [2], сантиметровом и миллиметровом диапазонах длин волн [3, 4]. В последнее время были опубликованы данные наблюдений, из которых следовало, что континуум ядра NGC 1275 меняет свою яркость за время порядка суток [2, 5, 6]. В связи с этим мы поставили специальные наблюдения спектра этого ядра, целью которых было выяснить, существует ли такая же короткая шкала переменности его оптических эмиссионных линий.

Наблюдения были проведены В. Л. Афанасьевым 12—15 января 1977 г. со спектрографом UAGS в прямом фокусе 6-м телескопа. Обратная дисперсия в области спектра 3700—7300 Å составляла ~ 95 Å/мм. Фотографирование велось при двух взаимно перпендикулярных положениях щели спектрографа с использованием ЭОП УМ-92. Было получено 80 спектрограмм для ядра NGC 1275 при одном и 46 при другом положении щели спектрографа, а также 28 спектрограмм для планетарной туманности IC 351 ($m_{pg} = 12^m$), которая служила стандартом для определения ошибок метода.

Ширина нерасширенных спектров поперек дисперсии равнялась ~ 0.1 мм. Чтобы при обработке не ухудшить спектральное разрешение,

мы использовали микрофотометр с ФЭУ. Обработка спектров велась на ЭВМ ЕС-1020 по программам, составленным Б. А. Бурнашевой. В результате обработки были получены эквивалентные ширины W_λ наиболее ярких эмиссионных линий оптического диапазона спектра ядра NGC 1275, а также относительные интегральные яркости эмиссионных линий планетарной туманности. Анализ показал, что средняя квадратичная ошибка одного значения относительных интенсивностей линий для IC 351 в среднем по всем линиям составляет $\pm 15\%$.

Осредненные по дням и средние за весь интервал наблюдений W_λ для всех эмиссионных линий приведены в табл. 1 и на рис. 1. Каждому значению W_λ в таблице сопоставлены: число использованных спектрограмм n , средняя квадратичная ошибка среднего W_λ — $S_{\overline{W}}$ и средняя квадратичная ошибка одного значения W_λ — S . Из рис. 1 видно, что отклоне-

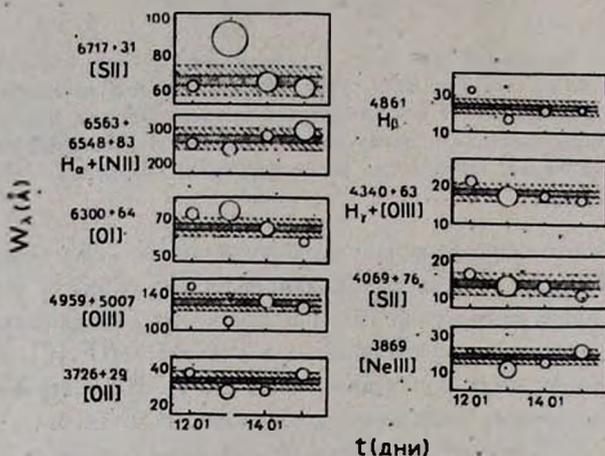


Рис. 1. Средние по ночам наблюдений эквивалентные ширины эмиссионных линий спектра ядра NGC 1275. Диаметры кружков равны $2S_{\overline{W}}$. Заштрихованными полосами показаны уровни средних по всему массиву наблюдений \overline{W}_λ . Ширина узких полосок равна $2S_{\overline{W}}$, широких — $6S_{\overline{W}}$ (см. текст).

ния среднего за ночь от среднего, полученного по всему массиву наблюдений $|W_\lambda - \overline{W}_\lambda|$, превышающие $3S_{\overline{W}}$, имеются у каждой из эмиссионных линий. Этот факт позволяет предполагать, что существуют реальные изменения W_λ всех эмиссионных линий табл. 1 в масштабе времени одни сутки. Такие изменения могут быть обусловлены переменностью либо непрерывного спектра, либо эмиссионных линий. Мы провели анализ изменений W_λ и их ошибок несколькими способами.

Чтобы исключить влияние переменности в континууме, для нескольких пар линий были вычислены величины отношений $W_{\lambda_1}/W_{\lambda_2}$ (табл. 2).

ЭКВИВАЛЕНТНЫЕ ШИРИНЫ ЭМИССИОННЫХ ЛИНИЙ В СПЕКТРЕ ЯДРА NGC 1275 12—15 ЯНВАРЯ 1977 Г.

Линия $\lambda, \text{Å}$	Ион	12 января				13 января				14 января				15 января				Среднее				
		n	$W_{\lambda, A}$	$S_{W, A}$	S°_0	n	$W_{\lambda, A}$	$S_{W, A}$	S°_0	n	$W_{\lambda, A}$	$S_{W, A}$	S°_0	n	$W_{\lambda, A}$	$S_{W, A}$	S°_0	n	$W_{\lambda, A}$	$S_{W, A}$	S°_0	
3726+29	[O II]	15	36.7	2.7	28	2	27.2	3.8	14	9	27.7	3.1	32	7	37.1	3.2	21	33	33.7	1.6	27	
3869	[N ^o III]	15	21.3	1.8	32	2	11.4	4.5	39	11	15.2	2.5	52	7	22.1	3.6	40	35	18.9	1.3	40	
4069+76	[S II]	22	16.1	1.6	46	3	13.3	2.6	28	17	13.0	1.9	58	11	10.9	1.5	44	53	13.8	1.0	52	
4340+63	H _γ + [O III]	26	21.5	1.5	35	5	17.4	2.7	31	27	17.5	1.4	41	19	16.5	1.3	33	77	18.6	0.8	37	
4861	H _β	13	33.0	1.8	19	9	17.0	2.3	38	12	20.8	2.3	37	9	22.7	2.0	25	43	24.1	1.4	38	
4959	[O III]	13	38.6	2.9	26	6	2.5	2.0	20	12	27.4	2.2	27	9	33.6	3.3	28	40	31.7	1.6	32	
5007	[O III]	13	108	4.8	15	6	87.5	5.8	15	12	105	9.4	30	9	91.7	7.2	22	40	100	3.8	24	
6300	[O I]	14	54.8	4.1	27	4	52.7	5.2	17	12	45.9	3.8	27	11	44.2	3.2	23	41	49.2	2.1	27	
6364	[O I]	14	18.3	1.8	35	4	22.0	4.4	35	12	19.1	3.0	52	11	13.9	1.5	34	41	17.7	1.2	43	
6563+	H _α	14	257	15.1	21	4	243	20.4	15	12	279	16.8	20	11	195	28.1	30	41	272	10.6	25	
6548+83	[N II]																					
6716+31	[S II]	14	62.8	2.7	16	4	89.0	9.8	19	12	65.5	5.1	26	11	62.2	5.1	26	41	66.0	2.7	26	

Видно, что отношения $W_{3726+39}/W_{6716}$ и $W_{3000}/W_{4959+5007}$ меняются от ночи к ночи в пределах 2σ , в то время, как $W_{5103}/W_{H\beta}$ плавно меняется от первой ночи к третьей на величину $\sim 3\sigma$. Кроме этого, мы по-

Таблица 2
ОТНОСИТЕЛЬНЫЕ ЭКВИВАЛЕНТНЫЕ ШИРИНЫ ЭМИССИОННЫХ ЛИНИЙ В СПЕКТРЕ ЯДРА NGC 1275

Дата	$\frac{W_{3726+39}}{W_{6716}}$	$\frac{W_{3000}}{W_{4959+5007}}$	$\frac{W_{5103}}{W_{H\beta}}$
12.1.1977	0.64 ± 0.08	0.15 ± 0.02	3.7 ± 0.3
13.1.1977			4.7 ± 0.9
14.1.1977	0.42 ± 0.05	0.13 ± 0.03	5.2 ± 0.7
15.1.1977	0.68 ± 0.15	0.18 ± 0.03	4.0 ± 0.2

смотрели корреляции W соседних пар линий. На рис. 2 показаны три из них. Они свидетельствуют о том, что такие корреляции бываю разных направлений. Все эти факты позволяют предполагать, что в спектре ядра NGC 1275 возможны изменения потоков эмиссионных линий за время порядка одних суток. Наиболее уверенный результат, по-видимому, имеется только для линии $H\alpha$, изменения потока которой могут доходить до 50% (см. рис. 2). Изменения потоков запрещенных линий составляют $< 50\%$. Значимость этих выводов несколько возрастает, если провести анализ ошибок W , содержащихся в табл. 1.

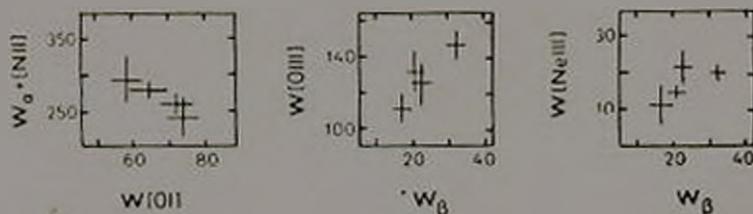


Рис. 2. Некоторые зависимости, полученные между эквивалентными ширинами эмиссионных линий в спектре ядра NGC 1275, усредненными по ночам наблюдений. W — в энтромах. Размеры крестиков равны $2S_{\sigma}$.

Из табл. 1 видно, что средние ошибки одного измерения W — S для всех линий в некоторых случаях в три раза превосходят ошибку, полученную по данным для IC 351. И это несмотря на то, что массив наблюдений для NGC 1275 в четыре раза превосходит массив наблюдений IC 351. Более того, из табл. 1 и рис. 3 видно, что ошибка S растет при увеличении числа используемых спектрограмм n , а если ее вычислить по всему массиву

ву данных, то она оказывается близкой к максимальному значению, полученному по отдельным частям этого массива. Это обстоятельство позволяет предполагать, что ошибки эквивалентных ширин эмиссионных линий в спектре ядра NGC 1275 включают в себя элемент, не связанный с ошибками метода. Дополнительный анализ величин S показал, что они не связаны ни со степенью размытости ядра галактики во время наблюдений (качеством изображения), ни с тем обстоятельством, что в щель спектрографа в разных случаях попадали разные участки околоядерной области NGC 1275 (позиционным углом щели спектрографа).

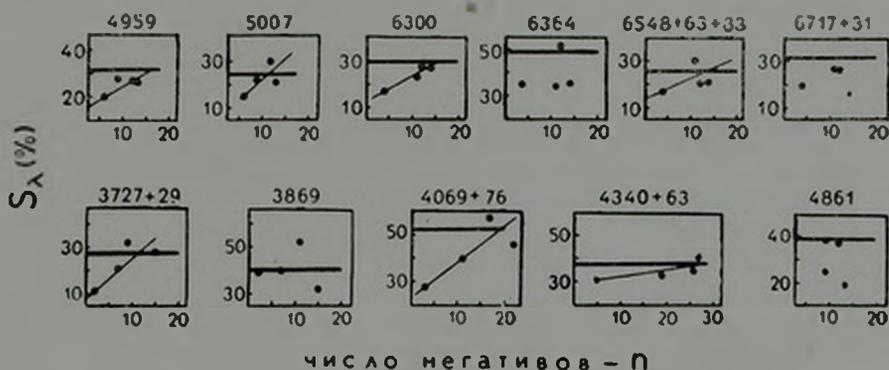


Рис. 3. Сопоставление средней квадратичной ошибки одного измерения S_{λ} — S эмиссионных линий в спектре ядра NGC 1275 и числа осредненных спектрограмм n . Прямые горизонтальные линии показывают уровень ошибки одного значения S_{λ} — S , полученной по всему массиву наблюдательных данных ядра NGC 1275.

Если исходить из теории стационарного свечения водорода, то по наблюдаемому переменному потоку в линии H_{β} и размеру области переменных физических условий можно определить плотность ионизованного водорода или n_e в этой области. Объемный коэффициент излучения в линии H_{β} при $T_e = 10\,000$ К и $20\,000$ К равен соответственно $(1 \text{ и } 0.5) \cdot 10^{-26} n_e^2$ эрг/см³ стер [7]. Если предположить, что величина переменной части потока в линии H_{β} равна его постоянной части, которая приведена Адамсом в Видманом [8] и равна $4 \cdot 10^{40}$ эрг/с, то можно вычислить плотность электронов в области водородных вспышек. Она равна $(3-5) 10^{10}$ см⁻³. Такая величина не противоречит общепринятым представлениям о плотностях в водородных оболочках ядер сейфертовских галактик.

В заключение следует отметить, что время переменности порядка суток, обнаруженное нами для линии H_{β} в спектре ядра галактики NGC 1275, не является самым коротким. Для ядра галактики NGC 4151 эта величина равна одному часу [9]. Все эти факты показывают необходимость си-

стематических, желательны фотоэлектрических наблюдений спектров ядер сейфертовских галактик для исследования характера переменности эмиссионных линий в шкале времени сутки и часы. С точки зрения теории здесь, по-видимому, позражений нет. Теория нестационарных процессов, происходящих в газовых оболочках сейфертовских галактик, показывает, что можно ожидать переменности как подородных, так и запрещенных линий в шкале времени нескольких суток [10, 11].

Мы искренне благодарны В. А. Афанасьеву за получение спектров, В. А. Липовецкому и А. И. Шаповаловой за помощь в наблюдениях, В. А. Бурнашевой за составление программы для обработки наблюдений, А. Л. Боярчуку, В. И. Пронику и К. К. Чуваеву за замечания к работе, Г. Н. Шарповой и В. Т. Жоголевой за изготовление рисунков.

Крымская астрофизическая
обсерватория

Примечание при корректуре. Подробный анализ переменности эмиссионного спектра ядра галактики NGC 1275 за период 12—15 января 1977 г. публикуется в Известиях КрАО, т. 68 и т. 71.

EMISSION LINE VARIABILITY SEARCH OF NGC 1275 GALAXY NUCLEUS SPECTRUM IN A SCALE OF ONE DAY

N. I. MERKULOVA, I. I. PRONIK

The search for possible emission line variability of NGC 1275 galaxy nucleus spectrum has been carried out in a scale of one day. 126 spectrogramms obtained on 6-m telescope during 4 nights on 12—15 January 1977 were used for this investigation. These data permit to find the night-to-night variability of equivalent widths and of fluxes emission lines. The strongest variations were obtained for the H_β line flux which reach up to ~ 50%.

ЛИТЕРАТУРА

1. И. И. Проник, Изв. Крымской обл., 61, 131, 1980.
2. В. М. Лютый, Астрон. ж., 53, 1153, 1977.
3. E. Preuss, K. Kallerman, I. Pauling-Toth, A. Witzel, D. Shueffer, Astron. Astrophys., 79, 268, 1979.
4. E. Epstein, R. Pomphrey, W. Fogarty, P.A.S.P., 91, 163, 1979.
5. P. Martin, J. Angel, J. Masu, Ap. J., 209, 121, 1976.
6. M. Geller, E. Turner, M. Bruno, Ap. J., 230, L41, 1979.
7. С. А. Капюи, С. Б. Никольский, Межзвездная среда, Физматгиз, М., 1963, стр. 33.
8. Th. Adams, D. Weedman, Ap. J., 199, 19, 1975.
9. S. Collin-Souffrin, M. Joly, N. Heidmann, S. Dumont, Astron. Astrophys., 72, 293, 1979.
10. Н. Г. Бочкарев, Диссертация, ГАИШ, М., 1974.
11. Н. Г. Бочкарев, Исследования по геомагнетизму, аэрономии и физике Солнца. СО АН СССР, 48, 195, 1979.

УДК 524.7—77

СПЕКТРЫ РАДИОИЗЛУЧЕНИЯ И БЮРАКАНСКАЯ
КЛАССИФИКАЦИЯ ГАЛАКТИК

В. Г. МАДУМЯН

Поступила 16 сентября 1982

Принята к печати 27 января 1983

Показано, что среди спиральных галактик, центральные части которых согласно бюраканской классификации оценены баллами 2, 4, 5 и 2s, объекты с пологими радиоспектрами встречаются значительно чаще, чем среди галактик, центральные части которых оценены баллами 1 и 3, и, наоборот, среди последних существует большой избыток объектов с крутыми спектрами. Избыток объектов с пологими спектрами у галактик классов 2, 4, 5 и 2s еще раз свидетельствует в пользу отмеченного ранее факта, что галактики с центральными конденсациями, расщепленными, звездообразными или звездоподобными ядрами находятся в активной фазе развития.

В работах [1—4] Г. М. Товмасыаном показано, что спиральные галактики, центральные части которых согласно разработанной в Бюракане классификации оценены баллами 2, 4, 5 и 2s, обладают повышенным радиоизлучением по сравнению с галактиками с центральными частями, оцененными баллами 1 и 3. Повышенное радиоизлучение и ряд оптических признаков (сравнительно большая яркость центральных частей, наличие центральных сгущений, расщепленных, звездообразных или звездоподобных ядер и т. д.) указывают на то, что в областях ядер галактик бюраканских классов 2, 4, 5 и 2s происходят активные процессы [1—4], подтверждающие концепцию В. А. Амбарцумяна об активности ядер галактик [5, 6].

В связи с этим представляет определенный интерес сравнение спектров радиоизлучения галактик, принадлежащих к различным классам бюраканской классификации. Еще в [7] было отмечено, что нерегулярные галактики типа M 82, относящиеся к классу 2, обладают плоскими радиоспектрами, и что, по всей вероятности, это обусловлено активными процессами, имеющими место в галактиках этого класса.

К настоящему времени на разных частотах радиодиапазона измерены плотности потоков большого количества галактик, и полученные данные дают возможность изучить их спектры радиоизлучения. Используя дан-

ные о плотностях потоков, приведенных в [8—30], нам удалось построить спектры 105 спиральных и иррегулярных галактик из списка [31], где дается бюраканская классификация более 700 галактик. Спектры строились в диапазоне 1.4—5.0 ГГц по трем точкам (1.4, 2.7 и 5 ГГц). Для надежного построения спектров в этом диапазоне нами использовались также данные на частотах, ниже 1.4 ГГц и выше 5 ГГц. Для некоторых галактик из-за недостатка данных использовались спектры, построенные по двум точкам, находящимся в вышеуказанном частотном диапазоне.

В табл. 1 приведены результаты подсчетов относительного количества объектов, обладающих спектрами со спектральным индексом $\alpha \leq 0.6$ ($S \sim \nu^{-\alpha}$, где S — плотность потока радиоизлучения на частоте ν), для галактик разных бюраканских классов. Во второй строке таблицы приведены общие количества объектов для каждого класса — N , в третьей — количества объектов со спектральным индексом $\alpha \leq 0.6$ — n , в четвертой — относительные количества галактик с пологими спектрами — n/N .

Таблица 1

Бюраканский класс	1	2	3	4	5	2s
N	11	18	23	29	14	10
n	1	5	4	9	6	4
n/N	0.09	0.28	0.17	0.31	0.43	0.4

Как видно из табл. 1, относительное количество объектов с пологими спектрами больше у галактик классов 2, 4, 5 и 2s по сравнению с галактиками классов 1 и 3. Но значимость этих различий невелика. Для получения более надежных результатов мы объединили в две отдельные группы галактики классов 2, 4, 5, 2s и 1, 3 соответственно.

Гистограммы распределения спектральных индексов радиоизлучения 71 галактики классов 2, 4, 5 и 2s и 34 галактик классов 1 и 3 приведены на рис. 1. Рассмотрение гистограмм показывает, что хотя средние значения спектральных индексов двух групп галактик мало отличаются, среди группы галактик классов 2, 4, 5 и 2s существует значительный избыток объектов с пологими спектрами. Доля объектов с $\alpha \leq 0.5$ среди галактик этой группы составляет 19/71 (27% \pm 6%), между тем среди галактик классов 1 и 3 эта доля равна 3/34 (9% \pm 5%). То есть среди галактик первой группы объекты с пологими спектрами в диапазоне 1.4—5 ГГц встречаются в три раза чаще, чем среди галактик второй группы.

Отсюда следует, что в галактиках классов 2, 4, 5 и 2s чаще встречаются молодые, недавно образовавшиеся компактные радиисточники. Такие радиисточники, как известно, обладают пологими спектрами, которые

впоследствии из-за потерь энергии излучающими релятивистскими электронами за сравнительно короткий промежуток времени становятся круче.

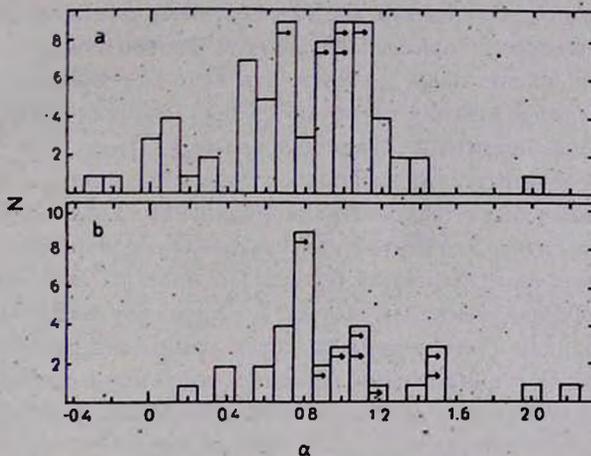


Рис. 1. Гистограмма распределения спектральных индексов радиоизлучения: а — для 71 галактики бюраканских классов 2, 4, 5 и 2s (среднее значение спектрального индекса $\langle \alpha \rangle = 0.74 \pm 0.05$); б — для 34 галактик бюраканских классов 1 и 3 ($\langle \alpha \rangle = 0.87 \pm 0.08$). Средние спектральные индексы вычислены без учета нижних пределов их значений. Стрелками указаны объекты, для которых определены нижние пределы спектральных индексов.

Доказательством того, что у галактик классов 2, 4, 5 и 2s на самом деле чаще встречаются объекты с компактными радиоисточниками, служат выполненные Г. М. Товмасыном в [4] подсчеты относительного числа таких объектов среди галактик из списка [31]. Интересно отметить, что полученные им данные о процентах галактик с компактными источниками и приведенные в табл. 1 наши данные об объектах с пологими спектрами для галактик классов 2, 3, 4 и 5 практически совпадают. Процент галактик с компактными радиокомпонентами у группы галактик 2, 4, 5 и 2s по данным [4] также совпадает с нашей оценкой доли объектов с пологими спектрами ($33\% \pm 5\%$ и $27\% \pm 6\%$ соответственно).

Дальнейшее рассмотрение гистограмм распределения спектральных индексов (рис. 1) показывает, что если пологие спектры чаще встречаются у галактик классов 2, 4, 5 и 2s, то крутые спектры ($\alpha \geq 1.5$), наоборот, во много раз чаще встречаются у галактик классов 1 и 3. Среди группы галактик классов 2, 4, 5 и 2s есть всего один объект с $\alpha \geq 1.5$, а среди группы галактик классов 1 и 3 — 5. Относительные числа объектов с $\alpha \geq 1.5$ равны $1/71 = 0.014$ и $5/34 = 0.15$ для первой и второй групп галактик соответственно. Это значит, что сравнительно старых, прошедших уже ак-

тивную фазу своей эволюции, объектов гораздо больше среди галактик классов 1 и 3.

Среди 14 галактик класса 5, исследованных нами, два объекта в диапазоне 1.4—5 ГГц обладают спектрами, где плотность потока растет с частотой. Если существование таких спектров обусловлено синхротронным самопоглощением, то можно предположить, что наиболее компактные, то есть наиболее молодые, образования встречаются в галактиках класса 5 — в галактиках с четко различимыми звездообразными ядрами.

Необходимо отметить, что причиной пологих спектров в диапазоне 1.4—5 ГГц не может быть тепловое радиоизлучение галактик. Как показано в [32], даже в случае сейфертовских галактик, в центральных областях которых, как известно, существуют большие комплексы ионизованного газа, вклад теплового излучения на частоте 5 ГГц может составить всего несколько процентов. На более низких частотах этот вклад еще меньше.

Таким образом, существование избытка объектов с плоскими радиоспектрами среди галактик с центральными сгущениями, расщепленными, звездообразными или звездоподобными ядрами является еще одним доказательством активности их ядер.

Бюраканская астрофизическая
обсерватория

THE SPECTRA OF RADIO EMISSION AND THE BYURAKAN CLASSIFICATION OF GALAXIES

V. H. MALUMIAN

It has been shown that objects having flat radio spectra occur considerably more often among spiral galaxies with the central parts marked according to the Byurakan classification by 2, 2s, 4 and 5 than among galaxies marked by 1 and 3 and vice versa. Among the latter there is a large excess of objects which have steep spectra. The excess of objects which have flat spectra among galaxies of the Byurakan classification marked by 2, 2s, 4 and 5 is once more an evidence of the earlier noted fact, that galaxies with central condensations, split, stellar or semistellar nuclei are in the active stage of their evolution.

ЛИТЕРАТУРА

1. Г. М. Товмасын, *Астрофизика*, 2, 419, 1966.
2. Г. М. Товмасын, *Астрофизика*, 3, 555, 1967.
3. H. M. Toumassian, *Ap. J.*, 178, L47, 1972.

4. Г. М. Товмасян, *Астрофизика*, 18, 25, 1982.
5. В. А. Амбарцумян, *Изв. АН Арм.ССР, сер. ФМЕТ наук*, 11, 9, 1958.
6. V. A. *Ambarsumian*, *The Structure and Evolution of Galaxies*, Interscience Publishers, London—New York—Sydney, 1965, p. 1.
7. Г. М. Товмасян, *Астрофизика*, 3, 427, 1967.
8. J. *Lequeux*, *Astron. Astrophys.*, 15, 30, 1971.
9. W. *Huchtmeier*, *Astron. Astrophys.*, 44, 101, 1975.
10. W. H. *McCutcheon*, *A. J.*, 78, 18, 1973.
11. M. *Haynes*, R. *Sramek*, *A. J.*, 80, 673, 1975.
12. R. *Sramek*, *A. J.*, 80, 771, 1975.
13. J. F. C. *Wardle*, R. *Sramek*, *Ap. J.*, 189, 399, 1974.
14. D. S. *Heeschen*, C. M. *Wade*, *A. J.*, 69, 277, 1964.
15. M. J. *Cameron*, *M. N.*, 152, 403, 1971.
16. M. J. *Cameron*, J. R. *Glanfield*, *M. N.RAS*, 141, 145, 1968.
17. G. *Colla*, C. *Fantt*, R. *Fantt*, I. *Giola*, C. *Lari*, J. *Lequeux*, R. *Lucas*, M.-H *Ulrich*, *Astron. Astrophys. Suppl. ser.*, 20, 1, 1975.
18. H. M. *Towmassian*, Y. *Terzian*, *Astrophys. Letters*, 15, 97, 1973.
19. A. E. *Wright*, *M.N.RAS*, 167, 273, 1974.
20. M. L. *De Jong*, *Ap. J.*, 142, 1333, 1965.
21. M. L. *De Jong*, *Ap. J.*, 144, 553, 1966.
22. A. M. *le Squeren*, J. *Crovisier*, *Astron. Astrophys.*, 31, 447, 1974.
23. J. *Sulentic*, *Ap. J. Suppl. ser.*, 32, 171, 1976.
24. J. M. *Giola*, L. *Gregorin*, *Astron. Astrophys. Suppl. ser.*, 41, 329, 1980.
25. D. H. *Rogstad*, G. H. *Shostak*, A. H. *Rots*, *Astron. Astrophys.*, 22, 111, 1973.
26. J. *Pfleiderer*, *Astron. Astrophys. Suppl. ser.*, 28, 313, 1977.
27. J. *Pfleiderer*, C. *Durst*, K.-H. *Gebler*, *M.N.RAS*, 192, 635, 1980.
28. J. *Pfleiderer*, H. *Boden*, K.-H. *Gebler*, *Astron. Astrophys. Suppl. ser.*, 40, 351, 1980.
29. P. *Crane*, *Ph. D. Thesis*, Massachusetts Institute of Technology, 1977.
30. E. *Hummel*, *Astron. Astrophys. Suppl. ser.*, 41, 151, 1980.
31. Классификация центральных частей 711 галактик, *Сообщ. Бюраканской обс.*, 47, 43, 1975.
32. J. S. *Ulvestad*, A. S. *Wilson*, R. A. *Sramek*, *Ap. J.*, 247, 419, 1981.

УДК 524.7—77

О ВОЗМОЖНОЙ ИНТЕРПРЕТАЦИИ «СВЕРХСВЕТОВЫХ»
СКОРОСТЕЙ ДВИЖЕНИЙ В РАДИОГАЛАКТИКАХ

В. Г. ГОРБАЦКИЙ

Поступила 26 июля 1982

В предшествующей работе [13] было показано, что струевидные выбросы из активных ядер радиогалактик могут создаваться эжекторами релятивистских электронов, летящими от ядра. Из наблюдений следует вывод о запутанности и сильной неоднородности магнитного поля в окрестности активного ядра. Если градиент магнитного поля достаточно велик и по направлению мало отличается от направления скорости «пучков» эжекторов, то возможно «сверхсветовое» (с точки зрения наблюдателя) движение ярких «узлов» в струеподобном выбросе вблизи ядра.

1. *Введение.* За последние годы, благодаря применению интерферометрии со сверхдлинной базой, удалось получить интереснейшие сведения о мелкомасштабной структуре струевидных выбросов из активных ядер галактик, излучающих в радиодиапазоне. Обзор этих данных, полученных до 1980 г., содержится в [1], а более поздние результаты по ряду объектов — в работах [2—5]. Наблюдаемая длина струевидных образований составляет обычно несколько тысячных секунды дуги, что соответствует величине проекции выброса 10—20 парсек. Позиционный угол выбросов близок к тому, который имеет линия, соединяющая «радиолопасти». Выбросы часто обладают узловой структурой. Иногда эта структура меняется за несколько лет.

У ряда радиоисточников было обнаружено явление, названное расширением со «сверхсветовой» скоростью [6, 7]. На масштабах в несколько миллисекунд наблюдалось достаточно быстрое увеличение размеров источника. Распределение радиояркости в таком источнике пытаются представить как сумму двух гауссовских распределений таким образом, чтобы получилось наилучшее соответствие наблюдениям [8, 9]. Параметры гауссиан сильно меняются со временем (например, [6]). Расстояние между максимумами также меняется, и если это истолковывать как результат относительного движения двух дискретных источников, то скорость движения иногда оказывается значительно превосходящей световую. Такой эффект

может дать релятивистское движение в направлении, очень близком к лучу зрения [10]. Однако вероятность наблюдения именно так ориентированных выбросов крайне низка. Вместе с тем, число источников, у которых наблюдаются «сверхсветовые» скорости, не так уж мало и увеличивается (например, [11]). Это обстоятельство, как отмечалось и ранее [12], не согласуется с указанной гипотезой. Кроме того, струевидные выбросы в микросекундных масштабах обычно коллинеарны прямой, соединяющей центры радиолопастей. Однако эта прямая не близка к лучу зрения, по крайней мере у таких объектов, показывающих «сверхсветовые» скорости, как 3С 273 и 3С 345 [6]. Эти факты, как и ряд других, не укладывающихся в рамки предложенной в [10] модели, заставляют искать другое объяснение явления «сверхсветовых» скоростей. Неоднократно высказывалась мысль о том, что это явление связано с распространением сигнала, генерируемого в стационарной среде, однако конкретной модели, согласующейся с наблюдениями, предложено не было. Простое объяснение «сверхсветового» расширения можно дать на основе модели струевидных выбросов [13].

2. *Неоднородность магнитного поля в ядрах активных галактик.* При наблюдениях квазаров и других внегалактических радиисточников с угловым разрешением порядка 0.0001 у некоторых из них была обнаружена в областях, близких к активному ядру, быстрая переменность поляризации, причем не только по величине, но и по углу [5, 14—16]. Иногда характерное время таких изменений составляет всего одни сутки. Позиционный угол плоскости поляризации может меняться очень сильно—до 90° — 100° —без значительного изменения потока излучения. Наряду с этим наблюдаются компактные объекты, у которых положение плоскости поляризации существенно зависит от длины волны излучения [15]. Во многих из таких случаев нет оснований приписывать поворот плоскости поляризации фарадеевскому вращению. По-видимому, как и быстрое изменение поляризации, отмеченное выше, он связан с неодинаковым направлением магнитного поля в пространственно близких областях излучающей среды. На неоднородность магнитного поля в активных ядрах галактик и вблизи них может указывать и известный факт различия позиционных углов плоскости поляризации оптического излучения в «узлах» выброса из ядра галактики М 87 (см., например, [17]).

Сложная структура магнитных полей на сравнительно больших расстояниях от активного ядра (≈ 1 кпс) неоднократно отмечалась наблюдателями (см., например, [18]). Естественно предполагать, что и на меньших масштабах поле нерегулярно. Из наблюдений изменений положения плоскости поляризации, на которые указано выше, следует, что магнитное поле может существенно менять направление на расстояниях $\approx 10^{15}$ — 10^{16} см,

то есть порядка размеров ядра. По данным о поляризации излучения выбросов можно сделать вывод, что масштаб неоднородности поля и в этих случаях не превосходит размеров объекта и, скорее всего, еще меньше. Так, для выброса в М 87 он должен составлять не более 100 пс (порядок расстояния между узлами) при длине всего выброса ≥ 1.5 кпс.

По современным представлениям, в наблюдаемом свечении активных ядер галактик важнейшую роль играет синхротронное излучение релятивистских электронов. Магнитное поле определяет характер излучения электронов данной энергии — мощность излучения, его спектральное распределение и поляризацию. Выяснение механизма образования релятивистских электронов и способов их переноса в удаленные от ядра области до сих пор остается нерешенной проблемой. По этому поводу был выдвинут ряд гипотез. В частности, в работе [13] было показано, что многие факты, установленные при исследовании струевидных выбросов из активных ядер, хорошо согласуются с выдвинутым ранее [19] предположением о выбрасывании из ядра объектов, способных эжектировать релятивистские электроны. Согласно [13], эти объекты разлетаются в пределах узкого конуса, образуя «пучки». Испущенные электроны создают след пучка, постепенно высвечивающийся за счет синхротронного излучения. Наблюдения струевидных выбросов в миллисекундной шкале не только не противоречат предложенной в [13] модели, но, как нам кажется, ее подтверждают. Применение любой модели должно предусматривать неоднородность магнитного поля вблизи ядра галактики и обусловленные ею различия в испускаемом синхротронном излучении. Оставаясь в рамках указанной модели эжекторов релятивистских электронов, летящих от ядра, можно весьма простым путем объяснить явление «сверхсветового» расширения радиосточников движением эжекторов в неоднородном поле.

3. *Схематическое представление «сверхсветового» расширения.* Как уже было сказано, определение скоростей расширения источников при наблюдениях со сверхдлинной базой основано на процедуре подгонки теоретического распределения радиояркости, представляемого двумя гауссианами, к наблюдаемому. В этом случае имеются четыре свободных параметра — потоки в максимумах и полуширины распределений. С течением времени эти параметры сильно меняются, причем они оказываются взаимозависимыми. Двухкомпонентного представления, выбиравшегося первоначально из соображений простоты, далеко не всегда достаточно; приходится вводить третий компонент и, соответственно, еще два параметра [6, 11, 20]. При малом разрешении бывает достаточно однокомпонентного представления с меняющимися параметрами. Таким образом, при существующем положении трудно говорить с уверенностью о движениях отдельных источников со «сверхсветовыми» скоростями, и следует считать установленным

лишь очень быстрое — формально со скоростью, превосходящей c , с точки зрения наблюдателя — увеличение размеров области свечения, имеющей сложное и непостоянное распределение яркости [7].

Для объяснения наблюдаемого поведения радиоизлучающих структур на очень малых расстояниях от ядра активной галактики нужно принять во внимание запутанность магнитного поля и, соответственно, существование в тех же масштабах больших градиентов поля. Когда пучок эжекторов релятивистских электронов переходит из области слабого в область сильного поля, то излучение, создаваемое этими электронами, возрастает. При надлежащей геометрии поля может происходить увеличение размеров области усиленного излучения со скоростью, гораздо большей, чем скорость движения пучка. Чтобы продемонстрировать это обстоятельство, ограничимся плоским распределением эжекторов и будем считать, что луч зрения лежит в той же плоскости. Пусть на пути пучка в этой же

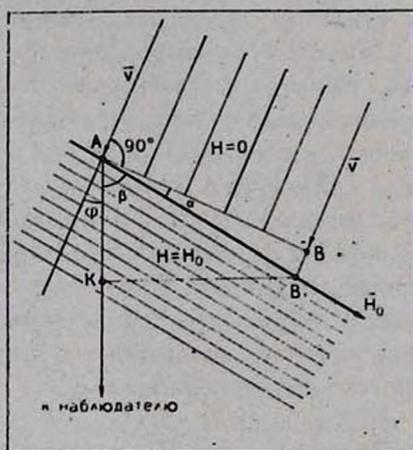


Рис. 1. Схематическое представление вхождения пучка эжекторов в область, занятую магнитным полем. $AB = l$; $AB_1 = l_1$.

плоскости располагается магнитная трубка — для простоты примем ее участок прямолинейным. Скорость эжекторов равна v , угол между v и лучом зрения — φ и угол между направлением магнитной трубки и скоростью обозначим $90^\circ + \alpha$ ($\alpha > 0$). Размер сечения пучка равен l (см. рис. 1). Имеем:

$$BB_1 = l \operatorname{tg} \alpha = v \Delta t, \quad (1)$$

так как эжектор, находящийся на краю B пучка достигает магнитной трубки спустя время Δt после того, как ее достиг эжектор в точке A . Из (1) следует:

$$l_1 = \frac{l}{\cos \alpha}; \quad \Delta t = \frac{l \operatorname{tg} \alpha}{v}. \quad (2)$$

Видимый сигнал распространяется по линии KB_1 за время меньшее, чем Δt , так как излучению нужно время, чтобы из точки A достичь K . Поэтому наблюдаемая скорость сигнала v_* выражается соотношением:

$$v_* = \frac{l_1 \sin \beta}{\Delta t - \frac{l_1 \cos \beta}{c}}. \quad (3)$$

Учитывая (2) и равенство

$$\beta = 90^\circ - (\varphi + \alpha),$$

получаем для v_* выражение:

$$v_* = \frac{\cos(\varphi + \alpha) \cos \alpha}{\frac{\sin \alpha}{v} - \frac{\sin(\varphi + \alpha)}{c}}. \quad (4)$$

Записав (4) в виде

$$v_* = \frac{c}{\frac{c}{v} \operatorname{tg} \alpha - \operatorname{tg}(\varphi + \alpha)}, \quad (4')$$

получаем, что при значениях σ , удовлетворяющих неравенствам

$$-1 < \frac{(c/v) \sin \alpha - \sin(\varphi + \alpha)}{\cos \alpha \cos(\varphi + \alpha)} < 1, \quad (5)$$

скорость v_* превосходит c . Когда $(c/v) \sin \alpha - \sin(\varphi + \alpha) > 0$, сигнал должен распространяться от K к B_1 , то есть в направлении на источник выброса пучков. Если же $(c/v) \sin \alpha - \sin(\varphi + \alpha) < 0$, то сверхсветовой сигнал движется от B_1 к K , то есть в направлении струи, образованной летящими эжекторами. При условии $v \ll c$ сверхсветовая скорость сигнала возникает, если имеет место второй из указанных случаев, в более широком интервале значений φ , чем для первого случая. Таким образом „сверхсветовое“ расширение должно происходить преимущественно в противоположную от центра выброса сторону.

4. Структура расширяющихся источников излучения. Приведенная выше схема, демонстрирующая возможность видимых «сверхсветовых» скоростей, не применима непосредственно для интерпретации наблюдений.

Пучок эжекторов обладает пространственной структурой и, соответственно, распределение яркости в создаваемом им источнике свечения зависит от нее, а также от геометрии магнитного поля. «Сверхсветовые» скорости обычно определяют по смещению максимума яркости, но для схемы, представленной на рис. 1, максимум, находящийся в А или в В, неподвижен. Однако даже для простой модели — с эжекторами, распределенными равномерно в круге, — положение иное. Для простоты предположим, что $\varphi = 0$, а скорость пучка лежит в плоскости, образованной осью магнитной трубки и лучом зрения. При таких предположениях можно использовать рассмотренную схему с заданием плотности эжекторов вдоль линии АВ в виде

$$n \sim \sqrt{x-x^2}.$$

Здесь x — расстояние вдоль АВ (в единицах l) от А. К моменту t сигнал доходит до точки $x_1 = v_* t$. Учитывая, что чем раньше эжекторы входят в магнитное поле, тем больший путь они пройдут в нем к моменту t и тем больше будет излучающий объем, для распределения яркости I имеем:

$$I \sim (x_1 - x) \sqrt{x-x^2} \quad (0 \leq x \leq x_1 \leq 1). \quad (6)$$

Это распределение имеет максимум в точке

$$x_m = \frac{3 + 2x_1 - \sqrt{4x_1^2 - 4x_1 + 9}}{8}, \quad (7)$$

который смещается со временем от $x_m = 0$ до $x_m = 1/4$. Таким образом, даже в крайне упрощенной модели получается движущийся «узел» (как принято называть место повышенной яркости). При усложнении пространственной модели пучка можно получить и более сложное распределение яркости — с двумя и более максимумами. Однако сейчас нецелесообразно заниматься подбором моделей пучков, поскольку в формировании профиля яркости участвуют еще трудно учитываемые факторы — структура магнитного поля, высвечивание релятивистских электронов, их первоначальный спектр и т. д. С эффектом высвечивания, по-видимому, связаны некоторые особенности структуры выброса в «сверхсветовом» источнике ЗС 345.

В струевидном выбросе у этого источника время от времени появляются узлы, движущиеся со «сверхсветовой» скоростью, причем время жизни узла зависит от длины волны, на которой производятся наблюдения. При $\lambda = 2.8$ см время жизни — один год, а на волне $\lambda = 6.0$ см тот же узел существует около трех лет [22]. Между появлением очередных узлов и скачками в величине общего потока излучения связи не обнаружено. Если появление узла происходит в результате усилившегося свечения ре-

лятивистских электронов при попадании эжекторов в более сильное поле, а исчезновение его обусловлено потерей энергии тех же электронов, то зависимость времени жизни узла от длины волны вызвана высвечиванием релятивистских электронов. Более энергичные электроны высвечиваются быстрее. Оценим напряженность поля посредством формулы, дающей время высвечивания τ :

$$\tau \approx 500 E^{-1} H^{-2} \text{ с}, \quad (8)$$

и другой формулы, определяющей эффективную частоту излучения ν_c :

$$\nu_c \approx 6 \cdot 10^{18} E^2 H \text{ с}^{-1}, \quad (9)$$

где E — энергия электронов, ответственных за излучение в данной частоте. Из (8) и (9) находим, что $H \approx 0.5$ Гс. Сравним эту оценку с получаемыми другим путем.

Расстояния излучающих областей от активного ядра и размеры выбросов оцениваются из наблюдений. Обычно принимают, что радиус ядра не превосходит 10^{16} см. При $r \approx 10^{16}$ см значение $H > 100$ Гс [15]. Протяженность области «сверхсветовых» движений порядка 5—10 пс. Если угол раствора пучка эжекторов в рассматриваемом масштабе такой же, как и конической струи, имеющей длину в десятки кпс, то он должен составлять 0.1—0.2 радиана. Тогда расстояние области «сверхсветовых» движений от ядра получается равным 50—100 пс, а проекция выброса на небесную сферу — в среднем около 20 пс. При $z \approx 0.1$ такие длины соответствуют видимым размерам в несколько миллисекунд. Оценки напряженности магнитного поля на расстояниях в десятки парсек от ядра приводят к значениям $H = 0.01$ —0.04 Гс [4]. Из сопоставления приведенных оценок напряженности поля следует, что зависимость H от расстояния близка к ожидаемой по теории ($H \sim 1/r$) [21]. Значение напряженности поля в узлах выброса ЗС 345, полученное выше, оказывается более чем на порядок превосходящим то, которое должно иметь место по указанной зависимости. Это согласуется с предположением о попадании эжекторов в область сильного поля как причине усиленного свечения выброса. Заметим, что при непрерывном испускании релятивистских электронов размер области сильного поля, обуславливающего свечение узлов выброса в ЗС 345, должен быть менее парсека — в противном случае свечение следа, оставляемого эжекторами, продолжалось бы дольше.

Ленинградский государственный
университет

ON THE POSSIBLE INTERPRETATION OF "SUPERLUMINAL" VELOCITIES IN RADIOGALAXIES

V. G. GORBATSKY

As it was shown in the earlier paper [13], jets from active nucleus of radiogalaxy may be created by some ejectors of relativistic electrons moving from the nucleus. A conclusion may be made on the basis of observational data that magnetic field in the vicinity of an active nucleus is tangled and highly inhomogeneous. If magnetic field gradient is strong enough and its direction nearly coincides with the velocity of "bunches" of ejectors the phenomenon is possibly of "superluminal" motion (from the point of view of the observer) of bright "knots" in jet-like structure near the nucleus.

ЛИТЕРАТУРА

1. G. K. Miley, *Ann. Rev. Astron. Astrophys.*, 18, 165, 1981.
2. T. J. Pearson, A. C. S. Readhead, *Ap. J.*, 248, 61, 1981.
3. R. Linfield, *Ap. J.*, 244, 435, 1981.
4. R. Linfield, *Ap. J.*, 254, 465, 1982.
5. W. J. Jägers, W. J. M. van Breugel, G. K. Miley, R. T. Schiltz, R. G. Conway, *Astron. Astrophys.*, 105, 278, 1982.
6. G. A. Selsstad, M. H. Cohen, R. P. Linfield, A. T. Moffet, J. D. Romney, R. T. Schiltz, D. B. Shaffer, *Ap. J.*, 229, 53, 1979.
7. J. Schram, I. I. K. Pauliny-Toth, A. Witzel, K. I. Kellermann, K. J. Johnston, J. H. Spencer, *Ap. J.*, 251, L57, 1981.
8. D. B. Schaffer, M. H. Cohen, J. D. Romney, R. T. Schiltz, K. I. Kellermann, G. W. Swenson Jr., J. L. Yen, R. Rinehart, *Ap. J.*, 201, 256, 1975.
9. M. N. Cohen, A. T. Moffet, J. D. Romney, R. T. Schiltz, D. B. Shaffer, K. I. Kellermann, G. H. Purcell, G. Goye, G. W. Swenson Jr., J. L. Yen, I. I. K. Pauliny-Toth, E. Preuss, A. Witzel, C. Graham, *Ap. J.*, 201, 249, 1975.
10. R. D. Blandford, C. D. McKee, M. J. Rees, *Nature*, 287, 211, 1977.
11. A. P. Marscher, J. J. Broderick, *Ap. J.*, 255, L11, 1982.
12. M. H. Cohen, *Nature*, 263, 405, 1977.
13. В. Г. Горбацкий, *Астрофизика*, 17, 273, 1981.
14. L. Rudnick, T. W. Jones, *Ap. J.*, 255, 39, 1982.
15. J. N. Bregman, A. E. Glassgold, P. G. J. Haggins, J. T. Huggins, J. T. Pollock, A. J. Pica, A. G. Smith, J. R. Webb, W. H.-M. Ku, R. J. Rudy, P. D. Le Van, P. M. Williams, P. W. J. L. Brandt, G. Neugebauer, T. J. Balonek, W. A. Dent, H. O. Aller, M. F. Aller, P. E. Hodge, *Ap. J.*, 253, 19, 1982.
16. C. D. Impers, P. W. J. L. Brandt, *M. N. RAS*, 198, 1, 1982.
17. C. D. Schmidt, B. L. Peterson, *Ap. J.*, 226, L 31, 1978.
18. R. A. Perley, A. C. Willis, A. H. Bridle, *Ap. J.*, 237, 418, 1980.
19. В. А. Амбарцумян, *Изв. АН Арм.ССР, сер. физ.-мат. наук*, 11, № 5, 9, 1958.
20. R. T. Schiltz, M. H. Cohen, J. D. Romney, D. B. Shaffer, K. I. Kellermann, G. W. Swenson Jr., J. L. Yen, R. Rinehart, *Ap. J.*, 201, 263, 1975.
21. R. C. Blandford, M. J. Rees, *M. N. RAS*, 169, 395, 1974.
22. S. C. Unwin, *Bull. Amer. Astron. Soc.*, 14, № 1.44.03, 1982.

УДК 524.316.7.022—852—36

СОДЕРЖАНИЕ ЛИТИЯ В АТМОСФЕРАХ М-ГИГАНТОВ
С УЧЕТОМ МОЛЕКУЛЯРНОГО ПОГЛОЩЕНИЯ

М. Е. БОЯРЧУК, А. В. ШАВРИНА, Л. А. ЯКОВИНА

Поступила 15 ноября 1982

Принята к печати 27 января 1983

Содержание лития в атмосферах восьми звезд-гигантов спектрального класса K5—M3 определено с учетом молекулярного поглощения. Спектрограммы исследуемых звезд получены на 2,6-м телескопе Крымской астрофизической обсерватории с дисперсией 6 Å/мм. Для учета молекулярного поглощения были рассчитаны синтетические спектры в области $\lambda\lambda$ 6700—6710 Å с моделями Цудзи. Они включали все известные атомные линии и полосы молекул TiO, CN и ZrO. В атмосферах шести звезд из восьми найден дефицит содержания лития, в атмосфере 3 Aq M3 III содержание лития солнечное, а в 29 Cap M3 III определен избыток лития.

Содержание лития в атмосферах звезд различных типов представляет большой интерес. Однако определение содержания лития в атмосферах холодных звезд сильно затруднено из-за большого блендирования атомными и молекулярными линиями единственной линии лития (дублета λ 6707.76 и λ 6707.91), по которой возможно определение содержания этого элемента. Использование обычного метода кривых роста, на основании которого получены практически все данные о содержании лития, может привести к большим ошибкам. Более надежные результаты дает метод определения содержания лития на основе расчетов синтетических спектров с учетом всех источников поглощения, что и составило основную цель этой работы.

Синтетические спектры в области $\lambda\lambda$ 6700—6710 Å были рассчитаны на основе существующих моделей поздних звезд Джонсона [1] и Цудзи [2]. Оба набора моделей показали хорошее согласие, но для окончательных результатов мы выбрали модели Цудзи [2], поскольку использовали шкалу эффективных температур и ускорений сил тяжести также Цудзи [2, 3]. В расчеты синтетического спектра включены атомные линии из списка Куруча и Пейтремана [4]. Силы осцилляторов для линий дублета лития взяты из [5]. Учитывалось влияние полос молекул TiO, CN, ZrO (см. табл. 1, столбец 1). Данные о силах осцилляторов f_0 молекулярных полос и потенциалах диссоциации D_0 со ссылками на источник приведены

также в табл. 1, столбцах 2 и 3. В расчеты включены молекулярные линии TiO по данным Филлипса [11] и линии CN из [12]. Длины волн вращательных линий ZrO с учетом изотопного состава были рассчитаны по фор-

Таблица 1

Молекула, полосы	f_0 источник	D_0 источник
TiO, γ -система	0.36	6.88
(1.0)	[6]	[2]
(5.3)		
(4.2)		
CN красная система		
(7.3)	$6.4 \cdot 10^{-3}$	7.9
(10.5)	[7]	[8]
(6.2)		
(12.7)		
(5.1)		
ZrO, γ -система	0.34	7.89
(0.1)	[9]	[10]
(1.2)		
(2.3)		
(3.4)		

мулам и константам [13]. При этом было принято земное соотношение содержания изотопов.

$$^{90}\text{Zr}:^{91}\text{Zr}:^{92}\text{Zr}:^{93}\text{Zr} = 51.46:11.23:17.11:17.40 \quad [14].$$

Общее число молекулярных линий, включенных в расчеты синтетического спектра, составило ~ 800 с учетом изотопных линий ZrO. Затем были рассчитаны синтетические спектры для следующих значений отношения содержания лития в звезде к содержанию его на Солнце [15]:

$$\text{Li}_*/\text{Li}_\odot = 5.2, 1, 0.5, 0.2, 0.1, 0.05, 0.02, 0.01, 0.0.$$

При этом принимался солнечный химический состав для остальных элементов по данным [15]. Ионизационное и диссоциативное равновесие в модельных атмосферах и коэффициенты непрерывного поглощения рассчитывались по программам Цымбала [16]. Линии представлялись фойгтовским профилем с постоянной затухания $\alpha = 0.001$ и микротурбулентной скоростью 3 км/с, соответствующей гигантам спектральных классов K5—M3 и принятых в моделях Цудзи [2]. Возможные отклонения ± 1 —2 км/с, как показали расчеты, для анализируемых звезд не существ-

венны. Для описания инструментального расширения вместе с макротурбулентностью использовался гауссовский профиль.

Спектрограммы исследуемых звезд (см. табл. 2) были получены на 2,6-м телескопе Крымской астрофизической обсерватории АН СССР. Дисперсия спектров 6 А/мм. Они записаны в почернениях на цифровом микрофотометре ГАО АН УССР и обработаны на ЭВМ с помощью комплекса программ автоматической обработки.

Таблица 2

№	Звезда	Спектр. класс	Модель $T_{\text{eff}}/lg g$	[Li]			
				настоящая работа	[17]	[18]	[19]
1	γ Sge	K5 ⁺ III	4000/1.5	-0.7	-1.50	-1.0	
2.	ζ And	M0 III	3800/1.0	-1.3	-1.69		-1.48
3	ζ Oph	M1 III	3800/1.0	-1.7	-1.85		<-2.19
4	α Cet	M2 III	3800/1.0	-2.0	-1.15		
5	β Aqr	M3 III	3600/0.5	0.0	-0.32	-0.3	
6	ζ Vir	M3 III	3500/0.5	-1.0	-0.72	-1.0	-0.91
7	29 Cap	M3 III	3600/0.5	+0.3	+0.15	+0.7	
8	μ Gem	M3 III	3600/0.5	-1.3			-1.26

Содержание лития для каждой звезды оценивалось из сравнения интенсивностей линий рассчитанного спектра для разных содержаний лития и наблюдаемого. При этом мы полагали, что местоположение континуума в наблюдаемых спектрах строго определяется рассчитанным синтетическим спектром, т. е. выбранной моделью, числом учтенных атомных и молекулярных линий и их константами: потенциалами возбуждения диссоциации, а также силами осцилляторов. Расчеты синтетических спектров подтвердили, что основной вклад в поглощение исследуемой области λ 6700—6710 А вносит молекула TiO (см. рис. 1, точечную линию). Вклад молекул CN и ZrO менее значителен (см. рис. 2). Однако при точном анализе оценок содержания лития его нужно учитывать, причем вклад молекулы CN существенен для звезд ранних M-подклассов, а ZrO для поздних M-подклассов. Достаточно уверенные оценки содержания лития можно получить для звезд, где содержание его сравнимо с солнечным или более. При очень малом содержании лития, $[Li] = -2, -3$, определение его неуверенно. Это можно видеть из рассмотрения рис. 1 и 3. В целом, рассчитанные нами синтетические спектры хорошо описывают наблюдаемые спектры звезд классов K5—M3, с эффективными температурами 4000°, 3800°, 3600°. Примеры совмещения наблюдаемых спектров с рассчитанными представлены на рис. 1, 3—6. Некоторое несовпадение теоретических и

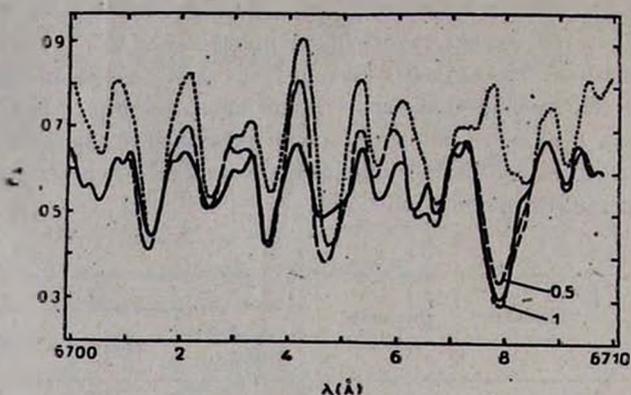


Рис. 1. Сопоставление наблюдаемого спектра 3Aqr M3 III (сплошная линия) с синтетическими спектрами для $M 3'00/0.5$ и $Li_*/Li_{\odot} = 1$ и 0.5 (точечная линия — только TiO, пунктирная линия — TiO, CN, ZrO и атомные линии FeI, VI).

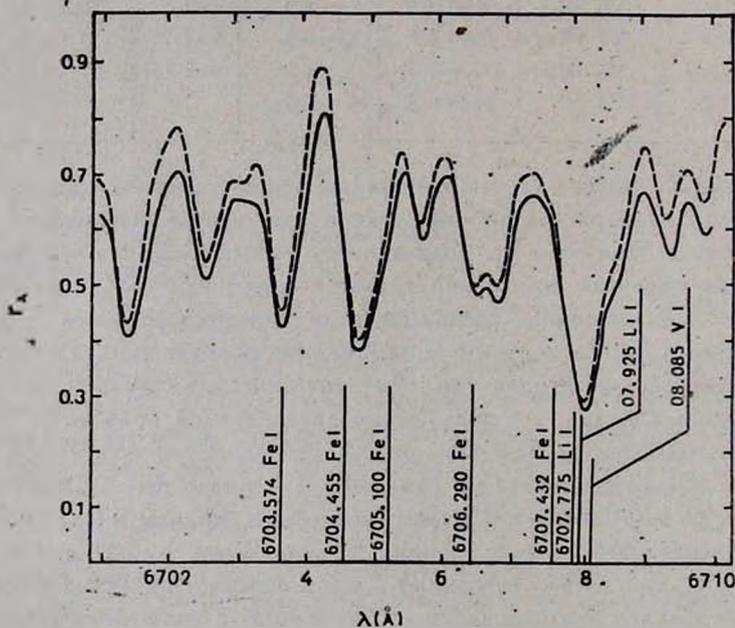


Рис. 2. Сравнение синтетических спектров для $M 3600/0.5$ и $Li_*/Li_{\odot} = 1$. Пунктирная линия — TiO + атомные линии. Сплошная линия — TiO, CN, ZrO + атомные линии.

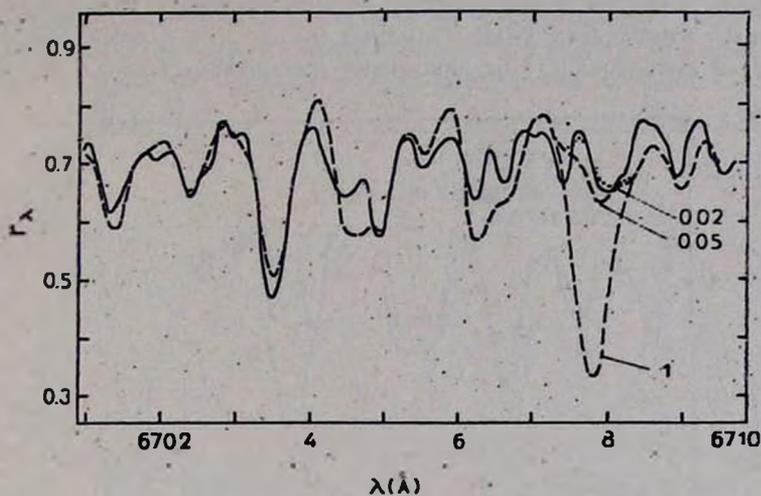


Рис. 3. Сопоставление наблюдаемого спектра δ Орф M1 III (сплошная линия) с синтетическими спектрами для M 3800/1.0 и $Li_0/Li_{\odot} = 1; 0.05; 0.02$ (пунктирные линии).

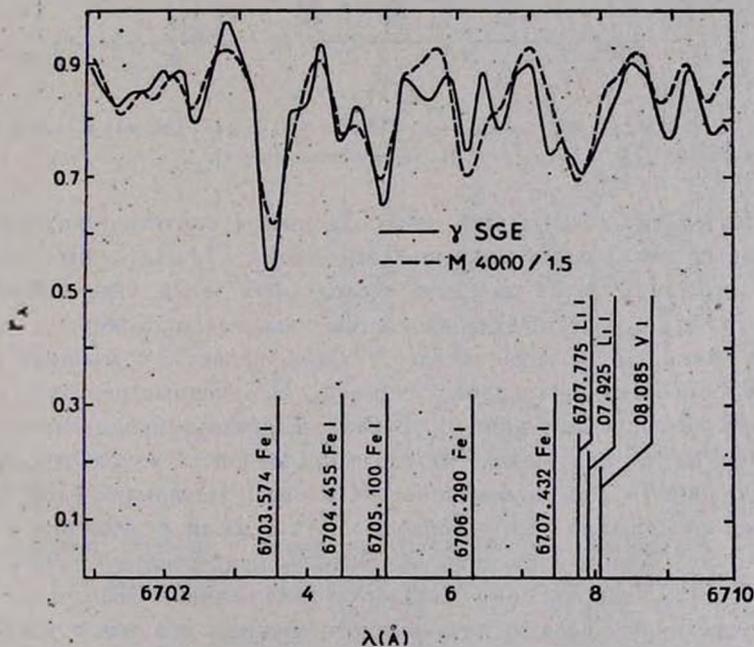


Рис. 4. Наблюдаемый спектр γ Sge K5 III (сплошная линия) и синтетический спектр для M 4000/1.5 и $Li_0/Li_{\odot} = 0.2$ (пунктирная линия).

наблюдаемых спектров можно отнести за счет ошибок в силах осцилляторов атомных линий. Для более холодных звезд, т. е. $T_e \leq 3400$, модели Цудзи [2] и Джонсона [1] не описывают наблюдаемых спектров.

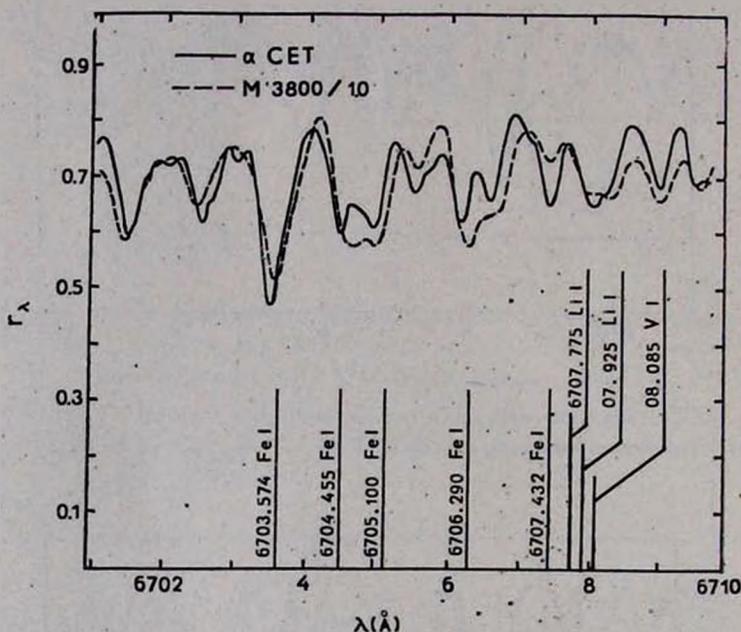


Рис. 5. Наблюдаемый спектр α Cent M2 III (сплошная линия) и синтетический спектр для M 3800/1.0, $Li_{\odot}/Li_{\odot} = 0.01$ (пунктирная линия).

В результате совмещения наблюдаемых и синтетических спектров, рассчитанных для разных значений отношения Li_{\odot}/Li_{\odot} , были сделаны оценки содержания лития для всех исследуемых звезд. Они приведены в табл. 2, столбце 5. Шесть звезд из восьми показывают дефицит лития. Содержание лития в атмосфере звезды 3 Aqr совпадает с солнечным и только для 29 Car имеет место избыток лития. Полученные результаты были сравнены с уже опубликованными. В табл. 2, столбце 6 приведены оценки содержания лития, полученные методом кривой роста из работы Мерчант [17]; в столбце 7—результаты работы Орлова и Шавриной [18]. Сравнение оценок содержания лития показывает, что наши результаты в основном выше. Это можно объяснить занижением непрерывного спектра в работах [17, 18]. Учет влияния блендирующих линий и возможность привязки к модельному уровню непрерывного спектра, что имело место в настоящей работе, позволило получить более уверенные по сравнению с методом кривой роста оценки содержания лития.

Когда данная работа была выполнена и готовилась к печати, появилась статья [19], где оценки содержания лития для ряда М-звезд сделаны также методом синтетического спектра. Хотя в ней методика построения

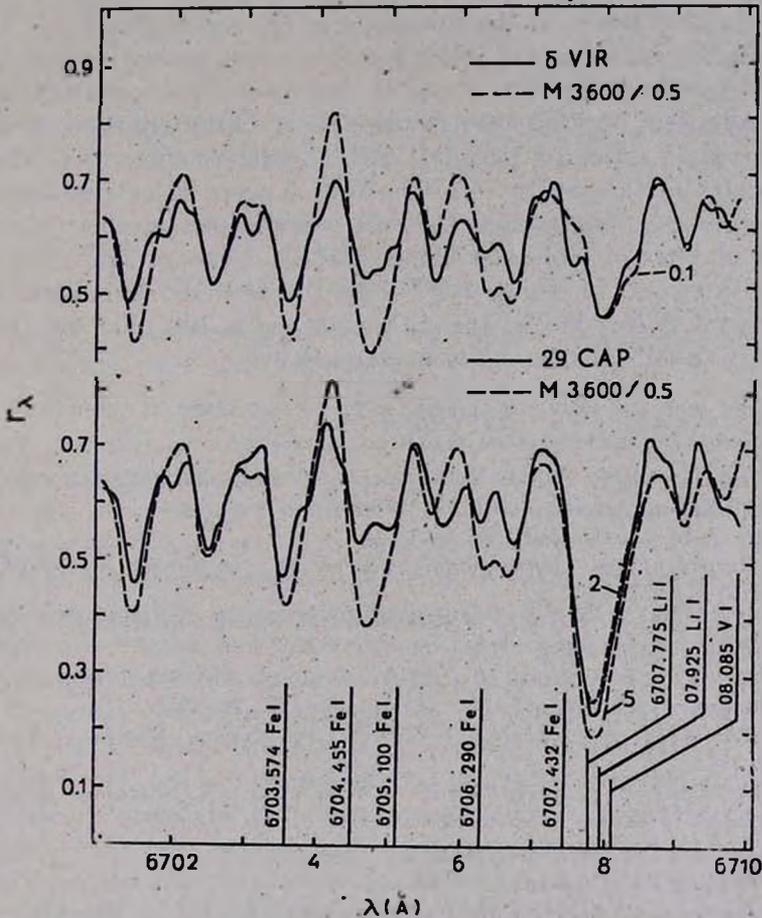


Рис. 6. Наблюдаемые спектры звезд δ Vir M3 III и 29 Car M3 III (сплошные линии) и синтетические спектры для M 3600/0,5, $Li_*/Li_{\odot}=0.1$ в случае δ Vir, и $Li_*/Li_{\odot}=2$ в случае 29 Car (пунктирные линии).

синтетического спектра в некоторых деталях существенно отличается от нашей, оценки содержания лития показали хорошее согласие (см. табл. 2, столбец 8).

Крымская астрофизическая обсерватория
Главная астрономическая обсерватория АН УССР

Li ABUNDANCE IN THE ATMOSPHERES OF M-GIANTS TAKING INTO ACCOUNT MOLECULAR ABSORPTION

M. E. BOYARCHUK, A. V. SHAVRINA, L. A. YAKOVINA

The Li abundance in the atmospheres of eight giants of K5-M3 spectral class was determined taking into account molecular absorption. The spectrogrammes of the stars in question were obtained on the 2.6-m telescope of the Crimean Astrophysical Observatory with dispersion 6 Å/mm. In order to consider the molecular absorption, the synthetic spectra in the region $\lambda\lambda$ 6700–6710 Å were calculated according to T. Tsuji model. They comprise all atomic lines in this region and a number of lines of molecular bands of TiO, CN and ZrO. The atmospheres of six out of eight stars show the Li underabundance, in the atmosphere of 3 Aqr M3 III the Li abundance is like that on the Sun and in 29 Cap M3 III—the Li is overabundant.

ЛИТЕРАТУРА

1. H. R. Johnson, A. P. Bernat, B. Krupp, *Ap. J. Suppl. ser.*, 42, 504, 1980.
2. T. Tsuji, *Astron. Astrophys.*, 62, 29, 1978.
3. T. Tsuji, *Astron. Astrophys.*, 99, 48, 1981.
4. R. L. Kurucz, E. A. Peggemann, *Spec. Rept. Smithsonian Astrophys. Obs.*, No. 362, 1, 1975.
5. W. L. Wiese, M. W. Smith, B. M. Glennon, *Nat. Stand. Ref. Data ser., Nat. Bur. Stand.*, No. 4, 1, 1966.
6. B. M. Krupp, J. G. Collins, H. R. Johnson, *Ap. J.*, 219, 963, 1978.
7. N. Grevesse, A. J. Sauval, *Astron. Astrophys.*, 27, 29, 1973.
8. J. O. Arnold, R. W. Nicholls, *J. Quant. Spectroscop. Radiat. Transfer*, 12, 1435, 1972.
9. Л. А. Кузнецова, Н. Е. Кузьменко, Ю. Я. Кузяков, Ю. А. Пластинин, *Вероятности оптических переходов двухатомных молекул*, Наука, М., 1980.
10. E. Murad, D. L. Hildenbrant, *J. Chem. Phys.*, 63, 1135, 1975.
11. J. G. Phillips, *Ap. J., Suppl. ser.*, 28, 313, 1973.
12. S. P. Davis, J. G. Phillips, *The Red System (A²Π—X²Σ) of the CN Molecule*, Univ. California press, Berkeley and Los Angeles, 1963.
13. J. G. Phillips, S. P. Davis, *Ap. J.*, 229, 867, 1979.
14. Ч. Таунс, А. Шавлов, *Радиоспектроскопия*, ИЛ, М., 1959.
15. O. Engvold, *Pbys. Scripta*, 16, 48, 1977.
16. В. В. Цымбал, *Кандидатская диссертация*, Одесса, 1980.
17. А. Е. Merchant, *Ap. J.*, 147, 587, 1967.
18. М. Я. Орлов, А. В. Шаврина, *Астрометрия и астрофизика (в печати)*.
19. R. E. Lucas, D. L. Lambert, *Ap. J.*, 256, 189, 1982.

УДК 524.336—74—36

О КОРРЕЛЯЦИИ УЛЬТРАФИОЛЕТОВОГО ИЗБЫТКА
С СОДЕРЖАНИЕМ ТЕХНЕЦИЯ В МИРИДАХ

А. А. АКОПЯН, Ю. К. МЕЛИК-АЛАВЕРДЯН

Поступила 8 июля 1981

Принята к печати 27 января 1983

Установлено наличие корреляции между содержанием Тс и величиной ультрафиолетового избытка в миридах. Рассматриваются возможные причины этой корреляции.

1. *Введение.* В настоящее время распространена теория химической эволюции галактик, объясняющая наблюдаемые различия химических составов звезд взаимодействием звезд и межзвездной среды. Полагают, что в результате термоядерного синтеза и различных ядерных реакций, происходящих в звездах, в них увеличивается количество тяжелых элементов и что эти элементы попадают в межзвездную среду. Считается, что звезды сконденсировались из межзвездной среды и поэтому их химический состав отражает химический состав межзвездной среды. В пользу такой схемы химической эволюции свидетельствует тот факт, что старое население нашей Галактики — звезды сферической подсистемы — содержит меньше металлов, чем более молодое население плоской составляющей.

В работе [1], однако, указано на трудности этой схемы звездной эволюции. Там отмечается, в частности, что в рамках вышеупомянутой схемы невозможно объяснить одинаковый характер относительного распределения различных тяжелых элементов в металло-дефицитных звездах сферической подсистемы, в звездах диска и спиралей. Как могло сохраниться это подобие в результате действий совершенно разных ядерных реакций, ответственных, как полагают, за образование тяжелых элементов? Непонятно также, почему образование металлов не сопровождается увеличением содержания гелия. Нет ответа на вопрос, почему образование металлов останавливается на той же стадии в таких различных объектах, как Магеллановы облака, наша Галактика и NGC 205? Наличие как богатых металлами, так и металло-дефицитных звезд в лишенной структуры эллиптической галактике NGC 205 показывает, что различия в содержании металлов не связаны с дифференциацией диска и гало. Добавим также, что для неизбежного в рассматриваемой схеме химической эволюции вывода о том,

что подавляющее большинство тяжелых элементов образовалось за первые $(1 \div 3) \cdot 10^9$ лет эволюции Галактики, нет убедительных ни наблюдательных, ни теоретических оснований. Все эти соображения, с нашей точки зрения, являются весьма принципиальными.

Приведенные выше рассуждения показывают, что мы еще далеки от правильного представления о химической эволюции звезд и галактик. Чтобы выяснить, как на самом деле происходит эта эволюция, полезно обратиться к изучению звезд с аномалиями химического состава. С этой точки зрения большой интерес представляют звезды, содержащие нестабильный элемент Тс, наиболее долгоживущие изотопы которого имеют периоды полураспада $2.12 \cdot 10^6$, $1.5 \cdot 10^6$ и $2.6 \cdot 10^6$ лет [2].

2. Анализ наблюдательных данных. В спектрах звезд линии Тс ($\lambda\lambda 4238, 4262, 4297 \text{ \AA}$ и др.) отождествлены в [3—5]. В работе [6] приводятся данные относительно наличия Тс в ряде звезд поздних спектральных классов. При этом оказалось, что в звездах постоянного блеска Тс отсутствует, в то время, как у долгопериодических переменных Тс встречается очень часто.

С другой стороны, известно [7], что у долгопериодических переменных часто наблюдается избыток ультрафиолетового излучения. Естественно возникает вопрос, не связано ли наличие избыточного ультрафиолетового излучения с образованием Тс? Для выяснения этого вопроса мы обратились к анализу наблюдательных данных. С этой целью были использованы результаты работы [6], в которой приводятся данные относительно содержания Тс в спектрах примерно 90 звезд спектральных классов М, MS, S, SC и C, как постоянного, так и переменного блеска. Из этих звезд была отобрана для дальнейшего анализа группа долгопериодических переменных М-звезд, наиболее полно представленная в [6] (около 60 звезд). В работе [7] для 16 из этих звезд приводятся исправленные за межзвездное поглощение цвета $(B-V)$ и $(U-B)$ в максимуме блеска. Для однородности статистики мы ограничились рассмотрением именно этих звезд. В табл. 1 приводятся данные о наличии в их спектрах абсорбционной линии Тс [6]. В этой же таблице приводятся цвета $(B-V)$ и $(U-B)$ [7] и избытки цвета $\delta(U-B)$, которые были вычислены с учетом зависимости $(U-B)_d/(B-V)_d$ для нормальных гигантов [8]. Принимая, что $(B-V) = (B-V)_d$, нами определены цвета $(U-B)_d$, соответствующие наблюдаемым значениям $(B-V)$, а затем вычислены избытки цвета $\delta(U-B) = (U-B) - (U-B)_d$. Воспользовавшись приведенными в табл. 1 данными, мы рассчитали коэффициент корреляции ρ и коэффициент регрессии r между величинами $\delta(U-B)$ и интенсивности I линии $\lambda 4297 \text{ \AA}$ Тс. Оказалось, что между этими величинами существует довольно отчетливая корреляция ($r = -1.2$ и $\rho = 0.79$), которая хорошо видна на рис. 1.

3. *Обсуждение.* Можно подумать, что наблюдаемая корреляция связана с увеличением ионизации и возбуждения в более горячих из рассмотренных выше звезд. Для проверки этого построим диаграмму $I(Tc) - Sp$, показанную на рис. 2. Из этого рисунка видно, что действительно $I(Tc)$

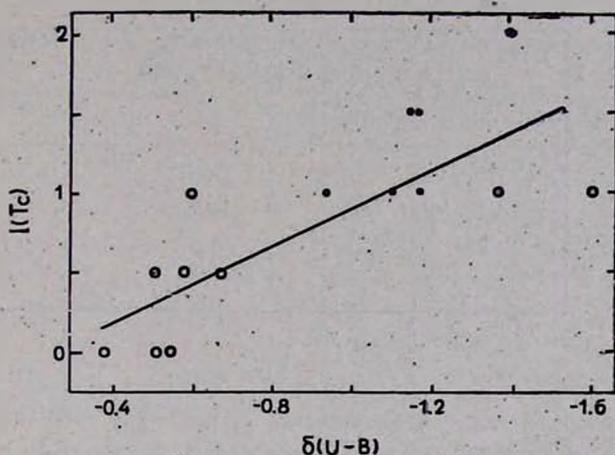


Рис. 1. Зависимость между интенсивностью линии $\lambda 4297 \text{ \AA}$ Tc (в относительных единицах) и ультрафиолетовым избытком. Точками обозначены звезды, у которых уверенно отмечается Tc, а кружками — звезды, у которых присутствие Tc определяется неуверенно (согласно [6]).

в среднем увеличивается при переходе к звездам поздних спектральных классов. Однако, с другой стороны, расчеты по формулам Больцмана и Саха показывают, что отмеченное различие в интенсивности линии Tc может быть обусловлено только различием в содержании этого элемента, причем его содержание увеличивается при переходе к более поздним звездам с большим ультрафиолетовым избытком*.

Что можно сказать о природе этой зависимости? По-видимому, ее объяснение следует искать в рамках одной из двух высказанных к настоящему времени гипотез о происхождении Tc. Напомним вкратце содержание этих гипотез.

Согласно первой из них, элементы s-процесса, в том числе и Tc, образуются в недрах звезд в результате ядерных реакций, связанных с термоядерным синтезом, и выносятся во внешние слои звезд конвекцией [9]. Трудностью для этой теории является наличие в звездах с повышенным

* После представления данной работы к печати появилась работа [15], в которой наш вывод о незначительном влиянии различия физических условий в рассматриваемых звездах на интенсивность линии Tc подтвержден расчетами модели атмосфер.

содержанием элементов S-процесса также и лития — элемента быстро выгорающего при внутризвездных температурах. Примером может служить звезда T Sgr, содержащая как Tc, так и Li. Для объяснения присутствия Li в звездах с глубокой конвекцией в [9, 10] был предложен механизм рас-

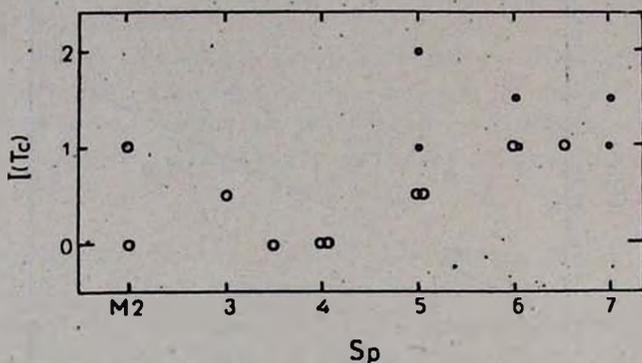


Рис. 2. Зависимость между интенсивностью линии $\lambda 4297 \text{ \AA}$ Tc (в относительных единицах) и спектральным подклассом. Обозначения те же, что и на рис. 1.

пада Be^8 , образовавшегося во внутренних слоях звезды и вынесенного во внешние слои конвекцией. Однако для этого механизма, как отмечается в [11], требуются весьма специфические условия: низкая плотность для предотвращения электронного захвата Be и высокая скорость конвекции.

Вторая точка зрения сводится к предположению о протекании ядерных реакций непосредственно на поверхности звезд [11—13]. Эта точка зрения имеет косвенное наблюдательное подтверждение: явные признаки ядерных реакций на поверхности Солнца. Однако эта гипотеза, в отличие от первой, теоретически не разработана. Отсутствие конкретной физической модели этих реакций побуждает обратиться к гипотезе сверхплотного дозвездного вещества [13]. Согласно [13], это вещество может распадаться на поверхности звезд, выделяя при этом огромную энергию, наблюдаемую в виде вспышек. Согласно [13], с этим процессом распада может быть связано и наличие Tc на поверхности звезд. Как это конкретно происходит — в [13] не указано.

4. *Заключение.* Наличие корреляции ультрафиолетового избытка с содержанием Tc дает основание сделать некоторые грубые подсчеты в рамках второй точки зрения. Согласно [14] поток в полосе U для M-гигантов составляет величину порядка $10^8 \text{ эрг/см}^2\text{с}$. Наблюдаемые избытки излучения составляют не менее 0.1 этой величины. Следовательно, избыточное излучение должно составлять величину более $10^7 \text{ эрг/см}^2\text{с}$. Учет возможного выделения энергии в ненаблюдаемых диапазонах только увеличит нашу

оценку полной выделяемой энергии. В течение какого времени наблюдается это избыточное излучение? Найденная корреляция дает основание допустить, что это время не может сильно отличаться по порядку величины от периода полураспада T_c . Действительно, если бы избыточное ультра-

Таблица 1

СПЕКТРОФОТОМЕТРИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ
РАССМАТРИВАЕМЫХ ЗВЕЗД

Звезда	$B-V$	$U-B$	$(U-B)_0$	$\% (U-B)$	$I(T_c)$	S_p
R Aqr	1.4	0.4	1.57	-1.17	1.5	M7e
T Aqr	1.5	1.0	1.80	-0.80	0.0	M2e
R Boo	1.4	0.9	1.57	-0.67	0.5	M3c
R Cnc	1.4	0.4	1.57	-1.17	1.0	M6e
σ Cet	1.4	1.0	1.57	-0.57	0.5	M5e
U Cet	1.2	0.7	1.30	-0.60	1.0	M2e
R CVn	1.4	0.2	1.57	-1.37	1.0	M6e
R Crv	1.5	0.7	1.80	-1.10	1.0	M5e
R Dra	1.2	0.7	1.20	-0.50	0.5	M5e
R Hya	1.6	0.7	1.85	-1.15	1.5	M6e
R LMi	1.3	0.5	1.44	-0.94	1.0	M7e
R Leo	1:2	-0.3	1.30	-1.60	1.0	M6.5e
U Ser	1:2	0.8	1.30	-0.50	0.0	M4e
R Tri	1.3	0.9	1.44	-0.54	0.0	M4e
R Tau	1.5	0.4	1.80	-1.40	2.0	M5e
R Vir	1.4	1.2	1.57	-0.37	0.0	M3.5e

фиолетовое излучение длилось бы существенно меньше периода полураспада, мы наблюдали бы большое количество звезд данного типа без ультрафиолетового избытка, содержащих T_c . В противоположном случае большой предполагаемой длительности ультрафиолетового излучения следовало бы ожидать наличия большого количества звезд рассматриваемого типа с ультрафиолетовым избытком без T_c . Так как ни тот, ни другой случай не соответствуют наблюдательным данным, примем, что длительность энерговыделения равна периоду полураспада T_c^{99} , который равен $\tau = 6 \cdot 10^{12}$ с (учет двух более долгоживущих изотопов увеличит нашу оценку). Соответственно, получим оценку полной энергии E , выделившейся за это время: $E \approx 10^{20}$ эрг/см². Эта энергия выделяется, очевидно, не слишком глубоко в звезде, так как иначе произошла бы термализация и ультрафиолетовый избыток не наблюдался. Поэтому избыточное излучение может быть связано только с веществом атмосферы звезды, составляющим для звезд данного типа $\sim 10^2$ г/см² [14]. Соответственно получаем

оценку энергосвыделения $\epsilon \geq 10^{18}$ эрг/г. Полученное значение энергосвыделения мало отличается от соответствующего значения для случая распада радиоактивных ядер. Возможно, что это не простое совпадение, а некоторое свидетельство в пользу той точки зрения, что на поверхности рассматриваемых звезд действительно происходят процессы типа ядерных.

В заключение приносим благодарность академику В. А. Амбарцумяну за полезное обсуждение.

Бюраканская астрофизическая
обсерватория

ON THE CORRELATION BETWEEN UV—EXCESS AND Tc CONTENT IN MIRA STARS

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

The correlation between content of Tc and the value of ultraviolet excess in Mira stars is found. The consideration of possible causes of this correlation is given.

ЛИТЕРАТУРА

1. O. A. J. Unsold, *Science*, 163, 1915, 1969.
2. В. И. Спицын, А. Ф. Кузина, *Технеций*, Наука, М., 1981.
3. P. W. Merrill, *Ap. J.*, 116, 21, 1952.
4. P. W. Merrill, *IAU Transactions*, 8, 832, 1952.
5. P. W. Merrill, *Science*, 115, 484, 1952.
6. I. R. Little-Marentin, S. J. Little, *A. J.*, 84, 1375, 1979.
7. N. R. Evans, *A. J.*, 75, 636, 1970.
8. В. Страйжис, Многоцветная фотометрия звезд, изд. Мокслас, 1977.
9. A. G. W. Cameron, *Ap. J.*, 121, 144, 1955.
10. A. G. W. Cameron, W. A. Fowler, *Ap. J.*, 164, 111, 1971.
11. S. Torres-Petmbert, G. Wallerstein, J. G. Phillips, *Ap. J.*, 140, 1313, 1964.
12. A. A. Wyller, *Ap. J.*, 143, 828, 1966.
13. В. А. Амбарцумян, *Сообщ. Бюраканской обс.*, 13, 3, 1954.
14. К. У. Аллен, *Астрофизические величины*, Мир, М., 1977.
15. J. M. Scalo, G. E. Miller, *Ap. J.*, 246, 251, 1981.

УДК 524.338.7—563

ЦИКЛИЧЕСКИЕ КОЛЕБАНИЯ БЛЕСКА R Cr В И ИХ СВЯЗЬ С НЕПЕРИОДИЧЕСКИМИ ОСЛАБЛЕНИЯМИ ЯРКОСТИ

Р. И. ГОНЧАРОВА, Г. У. КОВАЛЬЧУК, А. Ф. ПУГАЧ

Поступила 15 декабря 1981

Принята к печати 27 января 1983

Методом статистического спектрального анализа мощности излучения R Северной Короны обнаружены три гармонические составляющие переменности с периодами: $P_1 = 53^d.64$; $P_2 = 39^d.96$ и $P_3 = 27^d.36$. Одна из них синхронизирует моменты начала глобальных и вторичных ослаблений блеска, что усиливает физическое сходство между R Cr В и RY Sgr.

1. *Введение.* Почти полстолетия назад кривая блеска звезды R Северной Короны была названа образцом «идеально неправильной переменности» [1] и до сих пор скрупулезные поиски закономерностей в наступлении глобальных изменений блеска не поколебали справедливости этого утверждения [2, 3, 4]. Ослабления блеска R Cr В и других переменных этого типа имеют разную глубину, форму, продолжительность и наступают в непредсказуемые моменты времени [5].

Ощутимый прогресс в фотометрическом исследовании звезд типа R Coropae Vorealis (R CB) был связан с обнаружением полуправильных пульсаций (ППП) яркости, наблюдаемых на нисходящих и восходящих ветвях кривой блеска и в нормальном состоянии. В настоящее время известно 14 звезд типа R CB с продолжительностями циклов пульсации от 34 до 120 дней и с амплитудами в несколько десятых долей звездной величины [5].

Повышенный интерес к изучению ППП возник в связи с обнаружением у наиболее исследованной звезды этого типа — RY Стрельца — двух фактов. Во-первых, выяснилось, что глобальные ослабления блеска (ГОБ) не оказывают влияния ни на фазу, ни на период ППП RY Sgr, и поэтому после выхода из очередного минимума ее пульсации продолжают так, как если бы ослабления блеска не происходило [4, 6]. Во-вторых, оказалось, что сами пульсации синхронизируют моменты начала глобальных ослаблений блеска и, следовательно, эти моменты должны отстоять друг

от друга на интервал, кратный среднему периоду пульсаций [7]. Таким образом, у RY Sgr пульсационный процесс выступает в роли первичного по отношению к основному процессу переменности — глубоким минимумам.

2. *Постановка задачи.* Попытка решить аналогичную задачу для R CgV, т. е. найти связь между ППП и ослаблениями блеска, осложнялась тем обстоятельством, что для нее не было известно значение периода пульсаций, даже несмотря на то, что в фотометрическом отношении R CgV изучена лучше других R CV. Полуправильные колебания блеска R CgV были замечены еще в начале века [8] и детально изучались впоследствии [3], но из-за малой доли точных фотополетрических наблюдений [9—11] неопределенность в величине продолжительности цикла достигала 10 дней (от 34 до 44 дней). Разброс значений P объяснялся не только малочисленностью точных наблюдений, но и фотометрическими особенностями самой переменной: хорошо видимые иногда на кривой блеска волны через некоторое время замываются и исчезают, сменяясь неправильными флуктуациями блеска гораздо меньшей амплитуды. В связи с этим возникла необходимость продлить имевшиеся ряды фотополетрических наблюдений и применить для их анализа современные статистические методы.

3. *Наблюдательный материал.* Наблюдения R CgV проводились в 1977—81 гг. с помощью фотополетрического фотометра, установленного на 50-см телескопе Высокогорной наблюдательной базы ГАО АН УССР на пике Терскол ($h = 3150$ м). В качестве объекта сравнения использовалась звезда HD 141714 = BD + 28° 2475, у которой $V = 7.45$, $B - V = 0.44$. Кроме того, к анализу были привлечены опубликованные к 1980 г. наблюдения других авторов, которые в совокупности дали возможность построить сводную кривую блеска R CgV за период с 1962 г. по 1981 г.

Результаты наших наблюдений приведены в табл. 1 и частично проиллюстрированы на рис. 1. Из них видно, что нерегулярные в целом колебания блеска сменяются в интервале дат JD 2444105 — ... 154 хорошо выраженной единичной волной с наибольшей из до сих пор опубликованных амплитудой $\Delta m_v = 0^m.35$ и продолжительностью цикла около 45 дней.

Сравнение этих наблюдений с ранее полученными результатами фотополетрических измерений в максимуме блеска [9, 11—13] дает возможность увидеть характерную особенность кривой блеска R CgV — появление в отдельные отрезки времени на фоне неправильных колебаний четких единичных волн с величиной кажущегося периода в несколько десятков дней, причем форма волны быстро искажается и не сохраняется на протяжении последующих нескольких месяцев (см., например, рис. 2).

В связи с этим было высказано предположение, что вышеописанная форма кривой блеска — результат сложения нескольких колебаний с со-

поставимыми периодами, приводящего к интерференции. Для проверки предположения, с целью извлечения из суммарной кривой блеска R CrB возможных скрытых периодических составляющих, наблюдения были подвергнуты Фурье-анализу.

Таблица 1
РЕЗУЛЬТАТЫ ФОТОЭЛЕКТРИЧЕСКИХ НАБЛЮДЕНИЙ
R CrB

JD	V	n	JD	V	n
2443 191.54	6 ^m .50	2	2444 113.23	5 ^m .97	2
195.59	6.76	2	114.27	5.97	3
196.54	6.83	2	115.23	5.99	2
197.50	7.13	2	118.25	5.99	1
200.52	7.32	2	119.22	5.99	1
574.53	6.65	2	123.27	5.94	1
579.47	6.63	3	131.19	5.70	1
583.53	6.63	4	137.24	5.67	2
586.56	6.62	2	138.22	5.64	3
936.53	5.93	2	139.22	5.65	4
961.61	5.94	2	142.21	5.70	2
963.64	5.98	2	152.20	5.84	3
969.59	5.89	2	154.22	5.91	2
2444 028.34	5.78	2	280.57	5.76	2
066.31	5.83	3	281.61	5.72	5
075.37	5.76	1	290.60	5.74	2
085.27	5.80	2	291.59	5.74	3
088.41	5.67	2	292.58	5.81	2
104.34	5.85	3	294.60	5.72	5
105.32	5.84	1	295.62	5.74	2
106.30	5.83	1	296.59	5.74	1
107.29	5.89	9	352.46	5.72	3
108.31	5.87	7	353.41	5.71	1
110.27	5.91	3	384.31	5.86	1
112.27	5.98	3	390.30	5.84	2

4. Поиск периодов. Применялся модифицированный метод Барга, который хорошо себя зарекомендовал при анализе в ГАО АН УССР рядов широтных наблюдений [14]. Обладая некоторыми недостатками: а) требование отсутствия пробелов в анализируемых рядах; б) отсутствие очевидного соотношения между высотой спектрального пика и рассеиваемой мощностью, что требует привлечения дополнительных алгебраических ме-

тодов для определения амплитуд гармонических составляющих; в) небольшое, в пределах 5—10%, смещение по частоте максимумов спектральных пиков вследствие сильного сглаживания спектра, этот метод, тем не менее, оказывается существенно полезным при анализе ограниченных во времени астрономических рядов наблюдений, т. к. дает возможность выявлять периоды, сравнимые по длине с продолжительностью ряда наблюдений.

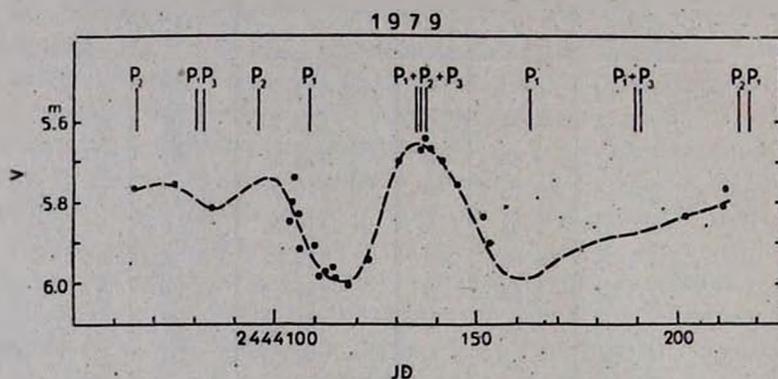


Рис. 1. Наблюдения R CrB в 1979 г. Зарегистрировано колебание с амплитудой $\Delta V = 0^m.35$ и продолжительностью цикла около 45 дней.

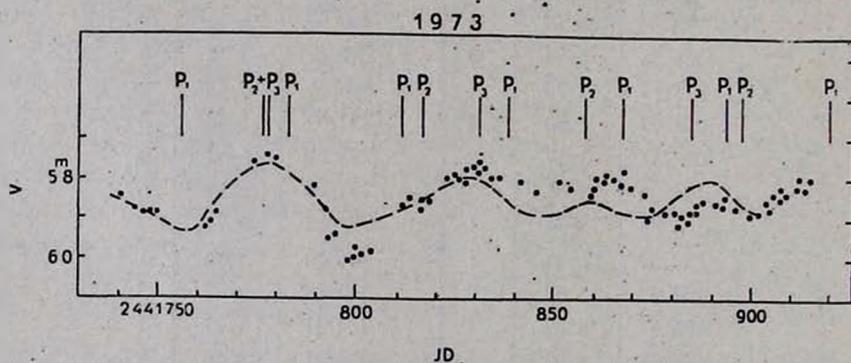


Рис. 2. Изменения блеска R CrB в 1973 г. по наблюдениям [11] (точка). Пунктир-синтезированная из трех гармоник теоретическая кривая.

Для анализа были использованы наблюдения R CrB, проведенные в период пониженной яркости ($m_v \approx 9^m$), поскольку известно, что ППП лучше проявляются тогда, когда переменная слабеет [3]. Спектр мощности излучения R CrB был получен по ряду визуальных наблюдений [15] в интервале с JD 2429320 по JD 2429510, причем низкочастотный тренд был исключен.

Полученный спектр мощности (рис. 3) содержит в интервале времени от 10 до 160 дней гармоник с приближенными периодами:

$$P_1 = 54^d; P_2 = 40^d; P_3 = 28^d; P_4 = 21^d; P_5 = 18^d; P_6 = 13^d.$$

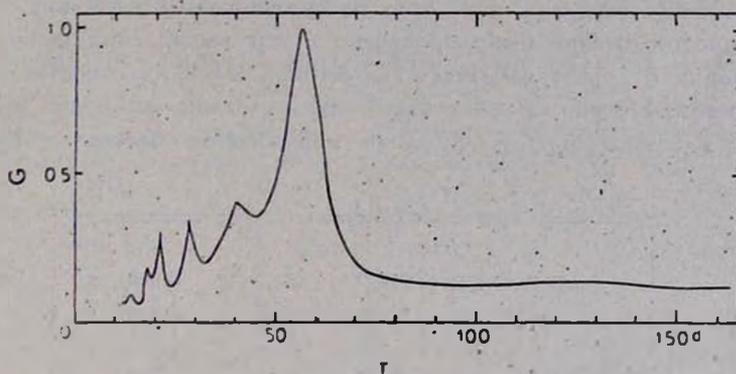


Рис. 3. Спектр мощности излучения R CrB, полученный по наблюдениям [15]. Мощность G дана в условных единицах.

Амплитуды этих периодических составляющих, вычисленные по способу наименьших квадратов, соответственно равны (в звездных величинах): $A_1 = 0.23$; $A_2 = 0.14$; $A_3 = 0.13$; $A_4 = 0.04$; $A_5 = 0.04$; $A_6 = 0.03$. Забегая вперед, следует указать, что, для подтверждения реальности обнаруженных гармоник, необходимо было привлечь к анализу дополнительную информацию, в частности современные фотоэлектрические наблюдения R CrB, выбрав из них наиболее плотные и продолжительные серии. Среди выбранных, однако, ни одна не отвечала условию «а». Поэтому для заполнения пробелов нам пришлось прибегнуть к интерполяции с целью получения недостающих данных. Эта операция несомненно внесла в исходный ряд некоторую неопределенность и исказила короткопериодическую часть получаемых спектров мощности в области периодов, сопоставимых с длиной пробелов, т. е. в нашем случае от 1 до 11 суток. В связи с этим мы игнорируем в дальнейшем рассмотрении все гармонические составляющие с периодами менее 22 суток, т. е. P_4 , P_5 и P_6 . Это ограничение оправдано тем обстоятельством, что оставшиеся гармоники P_1 , P_2 и P_3 с амплитудами от 0^m13 до 0^m23 вносят доминирующий вклад в циклическую полуправильную переменность блеска R CrB.

Обнаружение совокупности гармонических составляющих блеска подтвердило предположение о том, что отдельные, хорошо выраженные пульсации могут быть результатом сфазированного сложения нескольких гармоник. Для непосредственного сопоставления наших вычислений с наблюдениями необходимо было знать не только периоды и амплитуды гармо-

ник, но и их фазы. При отыскании фаз помогло то обстоятельство, что нами наблюдалась около JD 2444137 очень резкая и крутая волна с максимальной из до сих пор зарегистрированных амплитудой. Было предположено, что такое событие могло произойти в результате совпадения в дату JD 24444137 нулевых фаз* всех трех рассматриваемых гармоник.

Это предположение было проверено путем вычисления нулевых фаз трех гармоник в другие наблюдательные периоды и их сопоставлением с наблюдениями. На рис. 2 и 4 точками представлены две серии фотоэлектрических наблюдений R CгB близи нормального блеска в 1971 г. и

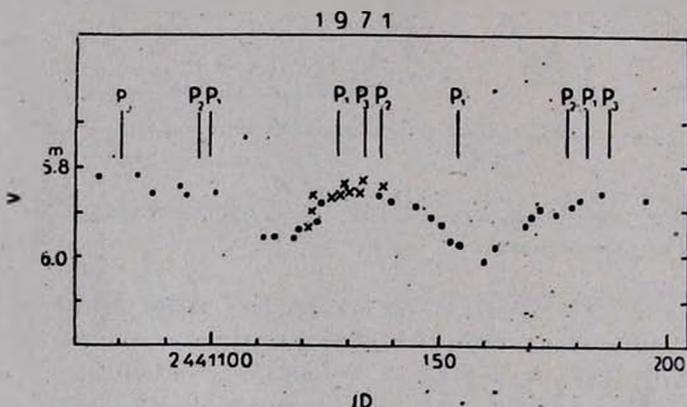


Рис. 4. Изменение блеска R CгB в 1971 г. по наблюдениям [12] — крестики, [13] — точки.

1973 г., проведенные в [11—13]. Вертикальные линии с индексами P_1 и P_2 или P_3 обозначают моменты нулевых фаз соответствующих гармоник, отсчитанные в ретроспективном порядке от момента JD 2444137, выбранного для дальнейших вычислений в качестве нулевой эпохи T_0 . Очевидно, что появление волн с большой амплитудой связано с близостью моментов нулевых фаз и чем ближе совпадают эти моменты, тем резче и круче кажется волна и тем выше ее максимум (сравните волны на рис. 1, 2, 4). В табл. 2, кроме трех этих максимумов, приведены моменты некоторых других максимумов ППП, снятые с кривой блеска R CгB. Видно, что на каждый внесенный в табл. 2 момент приходится нулевая фаза одной из найденных гармоник.

Таким образом, табл. 2 и рис. 1, 2, 4 подтверждают не только факт присутствия трех гармоник, найденных методом спектрального статистического анализа, но и правильность предположения о том, что эпоху T_0 можно рассматривать как нуль-пункт фаз всех трех пульсаций.

* Здесь отсчет фаз ведется от момента максимума какой-либо гармоникки.

Сопоставление моментов нулевых фаз с максимумами пульсаций, сделанное по ряду всех имеющихся фотоэлектрических наблюдений, позволило уточнить величины исследуемых периодов:

$$P_1 = 53^d 64, \quad P_2 = 39^d 96, \quad P_3 = 27^d 36.$$

Таблица 2

МОМЕНТЫ НАБЛЮДЕННЫХ И ВЫЧИСЛЕННЫХ МАКСИМУМОВ ПУЛЬСАЦИЙ R CrB

Моменты наблюдаемых максимумов пульсаций (JD)	$m_{v \max}$	Вычисленные моменты максимумов пульсаций (нулевые фазы)		
		$P_1 = 27^d 36$	$P_2 = 39^d 96$	$P_3 = 53^d 64$
2 444 137	5 ^m 67	2 444 137	2 444 137	2 444 137
41 890	5.84	41 833		
41 854	5.78	41 866		
41 830	5.76			41 830.5
41 779	5.75	41 734	41 779	41 777
41 598:	5.80	41 592		
41 539	5.91		41 539	
41 187:	5.86:			41 187
41 133	5.84	41 127	41 140	41 133
41 080:	5.82:			41 080

Представленные на рис. 2 и 4 ряды наблюдений после заполнения пробелов, как было сказано выше, подверглись спектральному анализу. При этом были получены данные, подкрепляющие представление о том, что наблюдаемые кривые блеска вблизи нормального состояния — результат сложения нескольких гармоник. Так, из наблюдений, представленных на рис. 4, получаются периоды в 42 и 53 дня. Однако в этих случаях точность получаемых данных несколько занижена, вследствие краткости ряда наблюдений и присутствия в нем пробелов.

Следует отметить, что амплитуды гармоник P_1 , P_2 и P_3 , полученные из спектрального анализа рядов фотоэлектрических наблюдений, оказываются ниже, чем амплитуды по визуальным оценкам. Так, например, из серии, представленной на рис. 2, получаются значения:

$$A_1 = 0^m 10; \quad A_2 = 0^m 06; \quad A_3 = 0^m 04.$$

Такое уменьшение амплитуды ППП есть следствие закономерности, обнаруженной Айлсом [3], которая состоит в том, что с подъемом среднего блеска амплитуда пульсаций уменьшается. Поэтому фотоэлектрические измерения вблизи нормального блеска дали меньшую амплитуду по сравнению с визуальными наблюдениями в ослабленном состоянии.

Проверкой правильности вычисленных амплитуд явилось теоретическое построение кривой блеска R CгB в сезон 1973 г., сложенной из трех гармоник с амплитудами: 0^m10 ; 0^m06 ; 0^m04 и соответственно с периодами: 53^d64 ; 39^d96 ; 27^d36 и фазами, отсчитываемыми от момента T_0 . Вычисленная кривая показана на рис. 2 пунктиром. Хорошо заметная волна с максимумом вблизи JD 2441778 удовлетворительно описывается теоретической кривой.

Отсюда также следует вывод о том, что, по крайней мере на протяжении 6 лет, периоды (и фазы) гармоник остаются постоянными в пределах 0.5%.

5. *Связь глобальных ослаблений блеска с пульсациями.* Выяснение этого вопроса осложняется тем, что, как видим, пульсационный процесс R CгB включает, по крайней мере, три гармоники. Если у R CгB, как и в случае с RY Sгg, существует связь между моментами начала ГОБ и фазой пульсации, то которая из гармоник вовлечена в эту связь?

Тщательное изучение кривой блеска R CгB, построенной по наблюдениям [3, 9—13, 15—21], позволило определить семь моментов начала ГОБ, обозначенных буквами А, В, С, D, E, F, G, которые относятся соответственно к 1938, 1942, 1962, 1972, 1973, 1975 и 1977 гг. (табл. 3). Оказалось, что с той точностью, с которой возможно графическое определение моментов (± 3 —5 суток), последние связаны с моментами нулевых фаз (или максимумов пульсаций) гармоники P, с периодом 39.96 суток.

Эта связь, как и в случае пульсаций RY Sгg [17], проявляется в том, что глобальное ослабление блеска, если оно имеет место, начинается сразу вслед за моментом нулевой фазы гармоники P. Отсюда, конечно, не следует, что через каждые 40 суток R CгB ввергается в глубокий минимум, так как порядковый номер пульсации, на которой возможно ГОБ, оказывается, по-видимому, случайным. Так, между моментами А и В прошло 1477 суток, что соответствует 37 циклам 40-дневной гармоники; между В и С — 7188 суток (180 циклов); между С и D — 3560 суток (89 циклов) и между D и E — 640 суток (16 циклов); между E и F — 680 суток (17 циклов) и между F и G — 485 суток (12 циклов). Следует отметить, что момент E определен не очень уверенно, так как визуальные наблюдения 1977 г. [18], по которым он определялся, видимо, отягощены ошибкой «ведения». Это следует из того, что визуальные наблюдения вблизи даты JD 2443200 противоречат фотографическим наблюдениям, опубликованным там же, и нашим фотовольтрическим наблюдениям (табл. 1).

Кроме моментов начала ГОБ, моменты начала вторичных ослаблений блеска, видимые во множестве на кривой блеска R CгB, также в подавляющем большинстве случаев синхронизованы 40-дневной гармоникой. В табл. 3 сопоставлены наблюдаемые и вычисленные моменты максимальной

яркости перед вхождением звезды в ГОБ и во вторичные минимумы. Рассмотрение данных табл. 3 убеждает в том, что все ГОБ и большинство вторичных минимумов блеска R CrB синхронизированы 40-суточным периодом. Другие гармоники, по-видимому, не связаны с моментами начала ослабления яркости, т. к. соответствующие корреляции не обнаружены.

Таблица 3

СВЯЗЬ МОМЕНТОВ МАКСИМАЛЬНОЙ ЯРКОСТИ ПЕРЕД
ОСЛАБЛЕНИЯМИ БЛЕСКА С МОМЕНТАМИ НУЛЕВЫХ ФАЗ
40-СУТОЧНОЙ ГАРМОНИКИ P_2

Наблюдаемые моменты наибольшей яркости звезды RCrB перед началом минимумов		Максимумы 39.96-дневных пульсаций, отсчитываемых от момента T_0
A	2 429 155	2 429 152
B	430 632	30 631
C	37 820	37 823
	37 900:	37 903
	38 060:	38 063
	38 103:	38 103
	38 185:	38 183
	38 259:	38 263
	38 543	38 543
	39 368	39 382
	39 407	39 422
	39 940	39 941
	2 440 307	40 301
	40 410	40 421
D	41 380	41 380
	41 420	41 420
E	42 020:	42 019
F	42 700	42 698
G	43 185:	43 179

6. Выводы. 1. Получены фотовольтовые V -величины и подтверждена переменность R CrB в нормальном блеске. Обнаружена циклическая волна с амплитудой $\Delta m \approx 0^m35$.

2. Анализ спектра мощности излучения в интервале периодов от 22 до 160 суток позволил выявить, по-крайней мере, три гармонические составляющие с периодами $P_1 = 53^d64$; $P_2 = 39^d96$ и $P_3 = 27^d36$ и амплитудами в максимуме соответственно 0^m10 ; 0^m06 и 0^m04 . Наличие трех

сопоставимых по характеристикам гармоник объясняет долго длив-
 шуюся неопределенность в уточнении периода пульсации R CrB.

3. Появление эпизодических волн на кривой блеска R CrB объясняет-
 ся интерференцией обнаруженных гармонических составляющих цикли-
 ческой переменности.

4. Обнаружено, что моменты начала глобальных ослаблений блеска
 отстоят друг от друга по времени на величины, кратные 39.96-суточному
 периоду. Таким образом, колебания с этим периодом являются главным
 процессом переменности в звезде, т. к. они синхронизируют наступление
 глобальных и вторичных минимумов блеска.

5. Подчеркивается усилившаяся после обнаружения у R CrB 39.96-су-
 точного периода общность двух наиболее изученных звезд исследуемого
 типа — R CrB и RY Sgr. У обеих звезд очень близкие по значению перио-
 дов колебания выступают в роли главного фактора переменности.

Главная астрономическая
 обсерватория АН УССР

CONNECTION OF THE R CrB CYCLIC LIGHT VARIATIONS WITH THE TOTAL LIGHT FADINGS

R. I. GONCHAROVA, G. U. KOVALCHUCK, A. F. PUGACH

Power-spectrum analysis of R CrB light variations has revealed
 three harmonics, which have periods of 53.64, 39.96 and 27.36 days.
 One of them synchronized the moments of the total light fadings.

ЛИТЕРАТУРА

1. T. E. Sterne, *Bull. Harv. Obs.*, 896, 17, 1935.
2. Г. У. Ковальчук, Е. И. Лендерман, Ф. И. Лукацкая, А. Э. Розенбуш, *Астрометрия и Астрофизика*, вып. 25, 3, 1975.
3. J. E. Ial-s, *JBAAS*, 83, 368, 1973.
4. M. W. Feast, *Variable Stars and Stellar Evolution*, IAU Symp. 67, Moscow, 1974, Dordrecht-Boston, 1975, p. 129.
5. Б. Е. Жильев, М. Я. Орлов, А. Ф. Пугач, М. Г. Родригес, А. Г. Тотогава, *Звезды типа R Северной Короны*, Наукова Думка, Киев, 1978.
6. J. B. Alexander, P. J. Andrew, R. M. Catchpole et al., *M. N. RAS*, 158, 305, 1972.
7. A. F. Pugach, *IBVS*, 1277, 1, 1977.
8. E. E. Markwick, *JBAAS*, 20, 412, 1910.
9. А. Г. Тотогава, *Астрон. цирк.*, № 744, 2, 1977.
10. J. D. Fernie, *JRASC*, 65, 172, 1971.
11. P. Tempesti, R. de Santis, *Mem. Soc. Astron. Italy*, 46, 443, 1975.

12. *E. A. Epps*, Roy. Obs. Bull., 176, 127, 1972.
13. *J. D. Fertis, V. Sherwood, D. L. Du Puy*, Ap. J., 172, 383, 1972.
14. *Я. С. Якуш, А. И. Амеу*, Астрометрия и Астрофизика, вып. 29, 3, 1976.
15. *L. Campbell*, Harv. Ann., 107, 1949.
16. *P. Ahnert*, MVS, 2, 69, 1964.
17. *H.-J. Blasberg*, MVS, 4, 199, 1968; 5, 172, 1971; 6, 56, 1972.
18. *J. Bradl*, MVS, 8, 60, 1978.
19. *D. W. Dawson, E. F. Tedesco*, Contr. New Mexico Univ. Obs., 1, 134, 1976.
20. *C. R. Munford*, VSS, 87, 509, 1977.
21. *V. Novotny*, MVS, 7, 24, 1975.

УДК 524.33.73

О ПРИЧИНАХ РАЗДЕЛЕНИЯ ВСПЫШЕК ЗВЕЗД ТИПА U БЛИЗНЕЦОВ НА ДВА ВИДА И МЕХАНИЗМЕ ВОЗНИКНОВЕНИЯ СВЕРХГОРБОВ

Л. Н. ИВАНОВ

Поступила 3 мая 1982

Принята к печати 27 января 1983

Предложено объяснение явления сверхгорбов на кривых блеска звезд типа SU Большой Медведицы. Одновременно вскрыты причины существования двух видов вспышек — длинных и коротких. В основу положены известные представления о релаксационном механизме этих вспышек, когда интенсивность свечения прямо связана с интенсивностью перетекания вещества от холодного компонента системы к горячему. Темп же обмена массой регулируется эффектом квазипериодического накопления и освобождения энергии в подфотосферных областях холодного компонента. Предположено, что накопленная энергия может высвечиваться не только равномерно по поверхности звезды, но и в форме отдельных горячих пятен. Чем меньше площадь пятна, тем дольше происходит высвечивание и тем дольше длится вспышка. Особенно длительны вспышки при образовании одного небольшого по площади пятна, что реализуется у звезд типа SU Большой Медведицы. Это же пятно наилучшим образом может проявиться в наблюдениях на кривой блеска благодаря вращению звезды. При множественном образовании пятен вспышка будет короткой, а вариации блеска от различных пятен взаимно компенсируются и становятся ненаблюдаемыми — у коротких вспышек сверхгорбов нет. Простыми следствиями этой модели являются: объяснение наблюдаемой переменности периода сверхгорбов, обнаружение на стадии биений по окончании большой вспышки звезды VV Гидры несинхронного вращения ее красного компонента в прямом направлении с периодом 2.85 суток.

1. Введение. Кривые блеска вспышек звезд типа U Близнецов обладают большим разнообразием, но наиболее загадочным всегда казалось наличие двух видов вспышек — больших и малых. В процессе больших вспышек выделяется в несколько раз больше энергии, чем при малых вспышках, в основном за счет большей их длительности. Размежевание этих явлений так сильно, что на гистограммах, показывающих частотность вспышек различных энергий, имеется глубокий минимум между отчетливыми максимумами, соответствующими большим и малым вспышкам [1].

Несколько лет назад были обнаружены, так называемые, сверхгорбы, появляющиеся у некоторых вспыхивающих звезд в процессе только боль-

ших вспышек [2, 3]. К настоящему времени явление сверхгорбов зарегистрировано у ряда звезд и имеется тенденция к выделению целого подтипа карликовых новых — звезд типа SU Большой Медведицы именно по этому признаку [4].

В настоящей статье явлению сверхгорбов будет уделено особое внимание, так как, по мнению автора, жесткая корреляция сверхгорбов с большими вспышками открывает новые возможности для углубления понимания природы вспышек карликовых новых вообще и причин разделения вспышек на два вида, в частности.

Одной из наиболее хорошо изученных звезд, показывающей сверхгорбы, является VW Гидры [5, 7]. Блеск этой системы благодаря сверхгорбам колеблется с амплитудой 0.2—0.3 звездных величин, при общем подъеме блеска из-за вспышки на 4^m — 5^m . Интервал повторения сверхгорбов при обнаружении вблизи максимума вспышки равен 110 минутам и по мере падения блеска приближается к величине орбитального периода 107 минут. Таким образом, отклонение периода сверхгорбов от орбитального у VW Гидры достигает 3%. Аналогичная величина у WX Гидры равна 4% [5] (см. рис. 1).

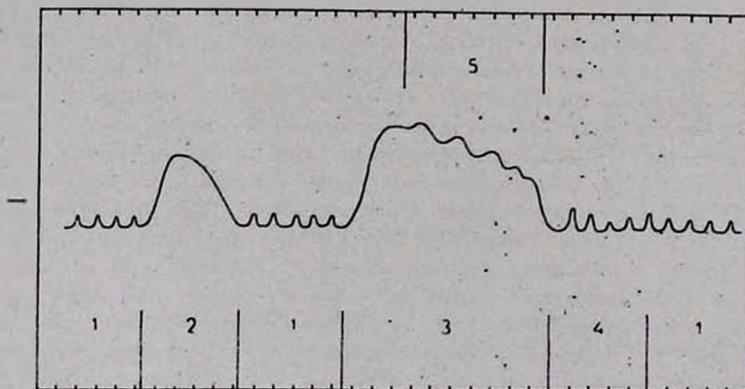


Рис. 1. Схематическое изображение кривой блеска звезды типа SU Большой Медведицы, 1 — орбитальные горбы; 2 — малая вспышка; 3 — большая вспышка; 4 — стадия бисней; 5 — сверхгорбы.

Чтобы подчеркнуть важное значение, которое придается этому загадочному явлению, остановимся вкратце на основных его объяснениях, опубликованных в литературе. В уже упомянутой работе [5] содержится критика гипотез, относящих источник излучения сверхгорбов к белому карлику или к его магнитосфере, поскольку характерные времена пульсаций белого карлика значительно короче, а ожидаемые времена прецессии значительно длиннее наблюдаемых периодов.

В статьях [4, 9] предлагается объяснение сверхгорбов взаимодействием горизонтальных колебаний на поверхности красного карлика с разными частотами, так называемых g -мод. При этом необходимо вводить предположение о чрезвычайно медленном, с периодом в несколько суток, вращении красного карлика относительно внешнего наблюдателя, то есть о сильнейшей несинхронности его вращения внутри системы.

Гипотеза яркого пятна на поверхности красного компонента впервые была высказана Уорнером [13] и развита в работе [5], где предполагается, что пятно возникает в результате удара о поверхность звезды газа, выброшенного из окрестности белого карлика под действием начавшейся вспышки. Это предположение не учитывает, что время жизни такого пятна не превышает нескольких времен механической релаксации фотосферных слоев, то есть нескольких часов [8].

В статье [10] предполагается, что во время вспышек возникает заметный эксцентриситет орбиты красного компонента. Тогда прецессионное движение линии апсид могло бы, по мнению авторов, объяснить отличия периода сверхгорбов от орбитального. В работе [11] утверждается даже, что это единственная жизнеспособная модель сверхгорбов в настоящее время.

В заключение этого обзора приходится отметить два слабых пункта всех упомянутых объяснений. Во-первых, они оставляют непонятным отсутствие сверхгорбов у малых вспышек. Во-вторых, игнорируют наблюдаемую переменность периодов сверхгорбов.

2. *Объяснение явления сверхгорбов.* Понять природу сверхгорбов возможно только в контексте объяснения более общего явления — самих вспышек звезд типа U Близнецов. К настоящему времени сформировалась та точка зрения, что вспышка порождается взаимодействием компонентов тесной двойной системы звезд [6]. Процесс захватывает оба компонента системы, но объяснение многих особенностей вспышек следует искать в функционировании механизмов накопления и переноса энергии в красном компоненте. Именно, его несинхронное вращение приводит к задержке в конвективной зоне энергии, произведенной стационарными внутренними источниками. Накопленная энергия квазипериодически освобождается, при этом разогреваются и увеличиваются в объеме околофотосферные слои. Увеличение размеров спутника приводит к увеличению перетекания вещества от спутника к главной звезде. В результате существенно увеличивается свечение дискообразной оболочки — это и есть наблюдаемая вспышка.

Основной тезис, развиваемый в настоящей статье, заключается в том, что характер вспышки, большая она или малая, определяется не различием в количестве накопленной энергии в недрах красного компонента, а

способом выхода этой энергии на поверхность звезды. Энергия может выходить не только равномерно по поверхности красного карлика, но и через ограниченные площадки, образуя отдельные горячие пятна. Процесс формирования таких пятен обсуждается далее, а сейчас важно отметить, что чем больше суммарная поверхность горячих областей, через которые высвечивается запасенная энергия, тем быстрее звезда придет в нормальное состояние, тем короче будет вспышка.

Очевидно, чем больше горячих областей и чем более разбросаны они по поверхности звезды, тем труднее наблюдать вариации блеска, возникающие при вращении этой звезды. Наилучшие условия для наблюдений реализовались бы для одиночного компактного пятна, которое, по нашему мнению, образуется при больших вспышках звезд типа SU Большой Медведицы.

Итак, явление сверхгорбов порождается горячим пятном, расположенным в экваториальной зоне вращающегося холодного компонента, но это не ударное пятно, как предполагается в работе [5], а область, через которую высвечивается накопленная в недрах спутника энергия.

Пользуясь наблюдениями вспышки звезды VW Гидры в системе *UBV* [2], нетрудно получить цвета излучения горячего пятна. Они группируются вокруг значений $U-B = -0^m.4$, $B-V = -0^m.1$ и соответствуют звезде главной последовательности спектрального класса B5 с эффективной температурой $T = 1.5 \cdot 10^4$ К. Отсюда следует, что 1 см^2 поверхности пятна излучает $\sim 3 \cdot 10^{12}$ эрг/с.

К сожалению, не известны ни расстояние до звезды VW Гидры, ни размер его компонентов, поэтому для оценки полной энергии, высветившейся через пятно, воспользуемся известными характерными значениями радиуса спутника у звезд типа U Близнецов, $R_0 = 2 \cdot 10^{10}$ см. Как это будет показано далее, пятно должно иметь размеры, сравнимые с радиусом звезды, значит, его площадь порядка 10^{20} см². При характерной длительности большой вспышки 10^6 с получаем оценку запасенной в спутнике энергии $Q \sim 3 \cdot 10^{38}$ эрг. Поскольку амплитуда сверхгорбов равна $\sim 0^m.2$, для полной энергии вспышки получаем величину $\sim 3 \cdot 10^{39}$ эрг, что находится в согласии с принятыми представлениями об энергетике вспышек звезд типа U Близнецов и может служить подтверждением реалистичности предлагаемой модели.

В работе [12] подчеркивалось, что для выяснения природы спутника нужно учитывать не его минимальную или максимальную светимость, а среднюю производительность его источников энергии. Используя полученную выше величину $Q \approx 3 \cdot 10^{38}$ эрг и учитывая интервалы между вспышками, для средней светимости холодного компонента получаем $L \sim 10^{32}$ эрг/с. В [12] отмечалось, что при такой светимости и размерах

звезда является субкарликом спектрального класса F и должна обладать конвективной оболочкой протяженностью $r_0 = 0.1 R_0$ или $2 \cdot 10^9$ см вдоль радиуса звезды.

Очевидно, что накопление энергии должно приводить к расширению слоев, соответствующих конвективной зоне. Для оценки этого эффекта учтем, что запасенная энергия $3 \cdot 10^{38}$ эрг распределена в объеме, занимаемом экваториальным поясом звезды, составляющем $3 \cdot 10^{30}$ см³, то есть в среднем плотность энергии возрастает на величину $\Delta Q = 10^8$ эрг/см³. Эта энергия идет частично на повышение температуры, частично на расширение объема, что приводит к падению плотности на величину $\Delta \rho$. Обозначив через ρ , T — невозмущенные значения плотности и температуры в звезде для $\Delta \rho$ имеем очевидное равенство

$$C_p T \Delta \rho = - \Delta Q, \quad (1)$$

где C_p — теплоемкость при постоянном давлении.

Для увеличения толщины газового слоя, первоначально образующего конвективную зону, имеем

$$\Delta r = - \int_{R_0 - r_0}^{R_0} \frac{\Delta \rho}{\rho} dr. \quad (2)$$

Так как в конвективной зоне сверхадиабатический градиент мал, для зависимости температуры от глубины можно использовать формулу

$$T(r) \approx \frac{g}{C_p} (R_0 - r) = \frac{g}{C_p} x, \quad (3)$$

где $g \approx 10^5$ см/с² — ускорение силы тяжести в подфотосферных слоях, x — расстояние от поверхности звезды, отсчитываемое в глубину. В [12] для описания строения холодного компонента предлагается выражение

$$\rho = K_1 T^{3/2}, \quad (4)$$

где K_1 порядка 10^{-12} .

На основании формул (2) — (4) получаем

$$\Delta r = \frac{\Delta Q}{g K_1} \left(\frac{C_p}{g} \right)^{3/2} \int_{x_0}^{x_1} \frac{dx}{x^{5/2}}, \quad (5)$$

где $x_0 = 2 \cdot 10^9$ соответствует первоначальной глубине конвективной зоны, x_1 — уровень, до которого произошел прогрев за счет накопленной энергии.

Для различных стадий накопления энергии имеем следующие оценки увеличения толщины конвективной зоны:

x_1	10^9	10^8	10^7
Δr	10^3	10^7	$6 \cdot 10^8$

здесь x_1 и Δr выражены в сантиметрах.

Видно, что в то время, как фронт прогрева захватил половину конвективной зоны ($x_1 = 10^9$) и запасена уже большая часть необходимой энергии, радиус звезды увеличился очень незначительно. Но на последних стадиях перед вспышкой происходит стремительное расширение подфотосферных слоев. Окончательно слой расширяется примерно на 30% при заданной средней плотности добавочной энергии.

Исследуем вращение внешних слоев спутника по мере накопления энергии в недрах его конвективной зоны. Как будет показано далее, холодный компонент системы VW Гидры в промежутках между вспышками вращается с периодом $P_0 = 104$ минуты. При расширении конвективной зоны растет и радиус звезды. Из закона сохранения углового момента следует, что период вращения поверхностных слоев станет равным

$$P = P_0 \left(\frac{R_0 + \Delta r}{R_0} \right)^2 \approx P_0 \left(1 + 2 \frac{\Delta r}{R_0} \right). \quad (6)$$

Из полученных выше данных следует, что к началу вспышки радиус звезды увеличен на 3%, а период вращения поверхности звезды увеличен на 6%, что дает $P = 110$ минут.

Поскольку горячее пятно состоит из вещества, находящегося на уровне фотосферы, оно движется с этим же периодом. Как видно, наблюдаемый период сверхгорбов действительно должен отличаться от орбитального и это является простым следствием предложенной модели.

По мере высвечивания накопленной энергии подфотосферные слои сжимаются, поверхность звезды приближается к ее невозмущенному уровню. Вместе с этим и наблюдаемый период вращения звезды должен уменьшаться. Таким образом и переменность периода сверхгорбов находит свое объяснение.

По завершении большой вспышки вновь становится заметным орбитальный горб, причем его амплитуда и период испытывают периодические возмущения (см. рис. 1). Это явление получило название биений и в [5] интерпретируется как остаточное проявление сверхгорбов. По периоду биений, равному 2,85 суток и орбитальному в 107 минут в [5] вычислен период уже невидимых сверхгорбов, оказавшийся равным также 110 минутам.

В связи с этим отметим, что из данных работы [5] следует, что по прямым измерениям период сверхгорбов вначале медленно укорачивался, по мере падения блеска, а затем, при косвенном определении через период

биений, резко возрос. В контексте предлагаемой модели вспышки было бы сомнительным даже сохранение постоянного периода сверхгорбов, так как падение блеска вспышки свидетельствует об уменьшении перетекания вещества и об уменьшении радиуса красного карлика. Очевидно, что наблюдаемый период биений при заданном орбитальном может возникать при двух различных значениях периода сверхгорбов, не только в 110, но и в 104 минуты. Последнее число, по нашему мнению, гораздо лучше соответствует всей совокупности наблюдений, так как теперь существенное падение блеска вспышки сопровождается дальнейшим уменьшением периода вращения красного компонента. Блеск системы в это время еще примерно на 0^m6 выше минимального, то есть холодный компонент еще возбужден. В спокойном состоянии период его вращения должен быть еще меньше.

Эта оценка дает уникальное наблюдательное подтверждение представлениям о несинхронности вращения красного компонента в период между вспышками.

3. *Формирование горячих пятен.* Поскольку накопление энергии в звезде осуществляется в области, обладающей аксиальной симметрией, то обычно предполагается, что и выход энергии на поверхность происходит симметрично. Наблюдения вспышек звезд типа SU Большой Медведицы показывают, что возможно образование отдельных горячих областей.

Для уяснения механизма формирования горячих пятен следует принять во внимание, что красный карлик подвержен приливным деформациям, которые ни в коем случае не являются аксиально-симметричными. Приливные выступы А и В на рис. 2 являются районами пониженной гра-

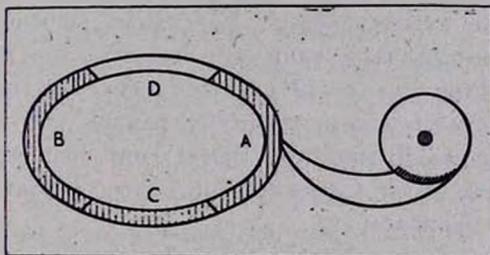


Рис. 2. Строение тесной двойной звезды типа U Близнецов. Слева холодный компонент. Штриховкой обозначена часть его конвективной зоны.

витаии. Повышенная же гравитация в окрестностях областей С и D должна при прочих равных условиях способствовать всплыванию горячей лучистой зоны сквозь сравнительно более холодную конвективную оболочку, заштрихованную на рис. 1.

Между вспышками красный компонент системы VW Гидры вращается, предположительно твердотельно, с периодом 104 минуты, что соответствует несинхронному вращению в прямом направлении с периодом

2,85 суток. Периодические вариации ускорения силы тяжести и приводят к задержке в конвективной оболочке части энергии, произведенной стационарными внутренними источниками [13, 14]. По мере накопления энергии верхние слои конвективной зоны оказываются все более и более поднятыми по сравнению с начальным положением. В результате возникает дифференциальное по глубине вращение. К началу вспышки период вращения фотосферы составляет 110 минут и более, что соответствует несинхронному вращению в обратном направлении.

Несомненно, что когда-то перед началом вспышки существует интервал времени, когда реализуется синхронное вращение. Тогда динамические приливы прекращаются. Различные секторы конвективной зоны оказываются надолго в условиях существенно различного ускорения силы тяжести. У рассматриваемых звезд разница может достигать десятков процентов.

Если в течение этого времени накопленная энергия прорвется на поверхность, то это произойдет именно в окрестности точки С или D, что и ведет к образованию горячего пятна. Очевидно, может образоваться и пара пятен, тогда они расположены приблизительно на концах одного диаметра звезды. Если за это время прорыва энергии не произошло, то вновь наступившее несинхронное вращение будет стремиться уравнивать условия в различных секторах конвективной зоны и позднее энергия будет выходить равномерно вдоль экваториального пояса звезды.

Будет ли образовавшееся пятно устойчивым? Точное исследование этой проблемы — дело будущего, сейчас можно только высказать ряд соображений в пользу устойчивости пятна.

Благодаря дифференциальному вращению различных по глубине слоев красного карлика в эпоху вблизи максимума вспышки лучистое ядро звезды успевает провернуться один раз относительно горячего пятна за время около 1,35 суток или $\sim 10^5$ с. Это следует из сравнения периодов вращения поверхности звезды в минимуме, равном 104 минутам, и в максимуме блеска, равном 110 минутам. Замедление вращения касается только околофотосферных слоев. Относительно более глубокие области вращаются с неизменным периодом.

Сравним средние времена выхода излучения из области, где содержится накопленная энергия, через слой холодной конвективной зоны и через горячее пятно.

В работе [12] приведены формулы для вычисления \bar{t} времени диффузии кванта с некоторой глубины x , из-под фотосферы на поверхность звезды, где $x = 0$. На их основе можно получить:

$$\bar{t} \approx 10^{35} \int_0^{x_1} \frac{\rho dx}{T^3} \int_0^x \frac{\rho^2 dx}{T^{7/2}} \quad (7)$$

Учитывая, что в звездах изучаемого здесь типа плотность ρ связана с температурой T соотношением (4), взяв зависимость температуры от глубины в невозмущенном слое в виде

$$T(x) = \frac{g}{C_p} x + T_0 \approx 10^{-3} x + 5 \cdot 10^3, \quad (8)$$

в результате двукратного интегрирования в формуле (7), для времени выхода излучения с глубины $x = 10^7$ см сквозь холодный слой газа получим $\bar{t} = 6 \cdot 10^3$ с.

В области горячего пятна температура поверхности составляет $1.5 \cdot 10^4$ К, так что в целях оценки можно полагать, что в среднем под горячим пятном до глубины 10^7 см температура в два раза выше, чем у окружающих его областей. Из условия равенства давления в невозмущенной и в прогретой частях конвективной зоны, находящихся на одинаковой высоте, следует, что средняя плотность вещества под горячим пятном должна стать в 2 раза меньше первоначальной. Из общей структуры формулы (7) видно, что повышение температуры и падение плотности в 2 раза приводит к уменьшению величины \bar{t} на 2—3 порядка.

Из-за дифференциального вращения глубоких областей звезды относительно горячего пятна с периодом $\sim 10^5$ с через образовавшийся единственный «клапан» может высвечиваться энергия, запасенная подо всей конвективной зоной. Если пятно имеет размер, равный радиусу звезды, то каждый участок, содержащий дополнительную энергию, оказывается вблизи горячего пятна в течение $1/6$ части указанного периода, но зато время выхода этой энергии через «клапан» в сотни раз меньше.

В целом, вероятность выхода кванта через горячее пятно кажется существенно больше вероятности его выхода через оставшийся холодным слой газа. Поэтому после образования пятна утоньшение остальной части конвективной оболочки замедляется, а это и означает устойчивость пятна.

Этому же способствует и то обстоятельство, что, по сделанным выше оценкам, пятно излучает в секунду несколько больше энергии, чем производят внутренние источники, так что «напор» запасенной энергии на конвективную зону сразу начнет слабеть, как только образуется горячая область.

4. Заключение. В предыдущих разделах было показано, что предложенная модель сверхгорбов с единых позиций объясняет переменность их периода, в частности, его отличия от орбитального периода, а также причины разделения вспышек звезд типа U Близнецов на два вида.

Помимо этого здесь можно отметить, что получило естественное объяснение совпадение времени существования сверхгорбов с длительностью больших вспышек. Во всех известных ранее объяснениях на это не обраша-

лось должного внимания. Теперь ясно, что присутствие яркого пятна свидетельствует, что еще не вся накопленная энергия высветилась, значит радиус спутника увеличен, и вспышка должна продолжаться.

Понятным становится, почему сверхгорбы обнаружены пока только у звезд типа SU Большой Медведицы, у самых тесных двойных из всех карликовых новых звезд. Дело в том, что свечение яркого пятна наблюдается на фоне вспышки, энергия которой черпается из потенциальной энергии газа, падающего на дискообразную оболочку. Чем больше оказывается расстояние между компонентами системы, тем больше энергии, при прочих равных условиях, выделяется в дискообразной оболочке и тем менее заметным делается яркое пятно.

При повышении точности наблюдений следует ожидать открытия сверхгорбов во время больших вспышек и у классических звезд типа U Близнецов, но там их период может оказаться в два раза короче орбитального, так как высвечивание накопленной энергии может происходить через пару горячих пятен, расположенных симметрично центру звезды.

И, наконец, отметим, что не исключено образование у звезды такого одиночного пятна, что через него и остальную более холодную поверхность будет излучаться в точности то же количество энергии, какое производится источниками. Такая конфигурация могла бы сохраняться гораздо дольше, чем длятся типичные большие вспышки. Не исключено, что подобным образом объясняются сверхдлинные промежутки активности у звезды Z Жирафа.

Лесотехническая Академия
им. С. М. Кирова, Ленинград

ON THE ORIGIN OF TWO TYPES OF OUTBURSTS OF THE U GEMINORUM STARS AND THE MECHANISM OF THE SUPERHUMPS

L. N. IVANOV

It is supposed that outburst of U Gem stars exist because of quasiperiodical accumulation and release of energy in the deep layers of the cold component of the system. The assumption is made on the possibility of spotlike release of energy through the convective envelope of the cold component. The smaller the spot the longer the outburst, because of the longer outflow of the mass from the red star. The rotation of the star with hot spot on its surface manifests as a superhump. If energy would run out of many spots, the outburst would be small and the optical variations of the the superhumps would be

negligible. The natural consequence of that model is the variations of the period of the superhumps. The interpretation of beat phenomenon leads to the revelation of direct asynchronous rotation of the VWHyd red component with the period of 2.85 days.

ЛИТЕРАТУРА

1. *L. Martel*, *Ann. Astrophys.*, 24, 267, 1961.
2. *N. Vogt*, *Astron. Astrophys.*, 36, 369, 1974.
3. *B. Warner*, *M.N.RAS*, 170, 219, 1975.
4. *N. Vogt*, *ESO Sci. preprint No. 73*, 1979.
5. *R. Haefner*, *R. Schoembs*, *N. Vogt*, *ESO Sci. preprint No. 33*, 1978.
6. *В. Г. Горбачкий*, *Письма АЖ*, № 1, 23, 1975.
7. *B. F. Martino*, *B. Walker*, *IAU Inf. Bull. Variable Stars*, 864, 1974.
8. *В. Г. Горбачкий*, *Л. Н. Иванов*, *Астрофизика*, 10, 74, 1974.
9. *R. Schoembs*, *N. Vogt*, *ESO Sci. preprint*, No. 86, 1980.
10. *J. C. Papolitsoou*, *J. E. Pringle*, *M.N.RAS*, 189, 293, 1979.
11. *J. Patterson*, *J. McCraw*, *L. Coleman*, *J. Africano*, *Ap. J.*, 248, 1067, 1981.
12. *В. Г. Горбачкий*, *Новоподобные и новые звезды*, Наука, М., 1974.
13. *В. Г. Горбачкий*, *Астрон. ж.*, 48, 676, 1971.
14. *Л. Н. Иванов*, *Вестн. ЛГУ*, № 13, 126, 1972.

УДК 524.354.6+532.132

О ТЕРМОДИНАМИКЕ СВЕРХТЕКУЧИХ РАСТВОРОВ
В «ПРЕ»-ФАЗЕ НЕЙТРОННОЙ ЗВЕЗДЫ

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

Поступила 7 июля 1982

Принята к печати 27 января 1983

В лондонском приближении рассмотрена термодинамика вращающегося сверхтекучего раствора в «пре»-фазе нейтронной звезды. Эффект увлечения сверхтекучих протонов вращающимися сверхтекучими нейтронами приводит к возникновению системы нейтронных вихрей с потоками Φ_1 . Неоднородное магнитное поле $H(r)$, созданное этой системой, приводит при $H > H_{c1}$ к появлению неоднородной вихревой решетки увлеченных протонов с потоками Φ_0 . Магнитный момент звезды, обусловленный этой решеткой, порядка 10^{21} Га·см³. Получены уравнения, определяющие распределение магнитной индукции B и средней макроскопической скорости u сверхтекучих нейтронов. Рассмотрены также условия возникновения нейтронных и протонных вихревых нитей.

1. Системы, в которых существуют два вида конденсата и, соответственно, два вида сверхтекучего движения, интенсивно исследуются в последние годы. Такой системой является раствор атомов He^3 в жидком He^4 ниже точки фазового перехода He^3 в сверхтекучее состояние. Уравнения трехскоростной гидродинамики, описывающие свойства этого раствора, были получены в работе [1]. Андреев и Башкин дополнительно учли в этих уравнениях увлечение конденсата He^3 конденсатом He^4 и показали, что каждое из сверхтекучих движений сопровождается переносом обоих компонентов раствора [2].

Другой системой с двумя сверхтекучими конденсатами является «пре»-фаза нейтронных звезд [3]. Эта фаза возникает в моделях нейтронных звезд с жестким уравнением состояния. Так как средняя плотность нуклонов в «пре»-фазе порядка ядерной плотности, то протоны и нейтроны участвуют в сильном ядерном взаимодействии, приводящем к образованию протонных и нейтронных куперовских пар [4—8] и к появлению сверхпроводящего протонного и сверхтекучего нейтронного конденсатов. Электроны же образуют нормальный вырожденный ферми-газ, обеспечивающий локальную нейтральность системы. Фактическая связь конден-

сатов протонов и нейтронов, обусловленная их сильным взаимодействием, должна быть учтена при рассмотрении протонно-нейтронного сверхтекучего раствора. В работе [7] была впервые выдвинута идея о том, что учет этого взаимодействия приводит к возникновению нового типа нейтронных вихрей, несущих определенный поток магнитной индукции. Корректное рассмотрение этого ядерного раствора посредством обобщения методики Горькова [9] было сделано в работах [10—12], в которых были получены уравнения Гинзбурга—Ландау, из которых следовало наличие токов увлечения протонов нейтронами и нейтронов протонами. Было найдено также уравнение Лондонов, из которого действительно следовала возможность существования сложных нейтронных вихрей с определенным потоком магнитной индукции и обычных протонных вихрей. Если нейтронные вихри появляются из-за вращения нейтронной звезды, то протонные вихри, как показано в работе [13], могут появиться из-за магнитных полей, созданных токами увлечения нейтронных вихрей.

В настоящей работе на основе трехскоростной магнитной гидродинамики изучается вращение «пре»-фазы нейтронной звезды. В частности изучается зависимость генерированного магнитного момента звезды от силы токов увлечения протонов нейтронами.

2. Рассмотрим вращающуюся нейтронную звезду с центральной плотностью материи порядка 10^{14} г·см⁻³. В рамках простой модели такая звезда состоит из двух основных частей: «пре»-фазы, имеющей радиус порядка 10 км, и твердой коры, толщиной порядка несколько сот метров [3]. Средняя плотность нейтронов $n_2 = 10^{38}$ см⁻³, средняя плотность протонов и электронов $n_1 = 10^{38}$ см⁻³. Вещество коры, состоящее из ядер и электронов, находится в нормальном состоянии. Вращение коры приводит к вращению двухкомпонентной сверхтекучей жидкости и к твердотельному вращению нормальных электронов со скоростью $v_e = [\Omega r]$, где Ω — угловая скорость вращения звезды.

Плотности потоков массы сверхтекучих протонов и нейтронов \vec{j}_1 и \vec{j}_2 имеют в лабораторной системе координат следующий вид [12]:

$$\begin{aligned} \vec{j}_1 &= \rho_{11} \vec{v}_1 + \rho_{12} \vec{v}_2, \\ \vec{j}_2 &= \rho_{22} \vec{v}_2 + \rho_{12} \vec{v}_1, \end{aligned} \quad (1)$$

где \vec{v}_1 и \vec{v}_2 — соответственно сверхтекучие скорости протонов и нейтронов. Электрический ток протонов можно записать в следующем виде:

$$\vec{j}_1 = \frac{e}{m_1} (\rho_{11} \vec{v}_1 + \rho_{12} \vec{v}_2) = \vec{j}_{11} + \vec{j}_{12}, \quad (2)$$

где e и m_1 — заряд и инертная масса протона. Второе слагаемое в формуле (2) представляет собой ток увлечения протонов нейтронами, возникающий из-за взаимодействия протонного и нейтронного сверхтекучих конденсатов. Ток увлечения j_{12} является заданным током проводимости, пока не появится достаточное количество нормальной части протонов, приходящей к уменьшению плотности увлечения [13]. Ток j_{11} представляет собой обычный мейсснеровский ток протонов.

Магнитное поле, созданное токами увлечения и вращением электронов, определяется из следующего уравнения Максвелла:

$$\operatorname{rot} \vec{H} = \frac{4\pi}{c} \left(\vec{j}_{12} - \frac{e}{m_1} \rho_1 \vec{v}_e \right), \quad (3)$$

где $\rho_1 = \rho_{11} + \rho_{12}$ — полная плотность массы сверхтекучих протонов. Наличие сверхтекучих неувлеченных протонов приводит к отличию напряженности магнитного поля \vec{H} от магнитной индукции \vec{B} , которая определяется из уравнения

$$\operatorname{rot} \vec{B} = \frac{4\pi}{c} \left(\vec{j}_{11} + \vec{j}_{12} - \frac{e}{m_1} \rho_1 \vec{v}_e \right). \quad (4)$$

Подставляя (1) и (2) в (4) и учитывая, что [12]:

$$\operatorname{rot} \vec{v}_1 = -\frac{e}{m_1 c} \vec{B} + \chi_1 \vec{i}_1 \sum_i \delta(\vec{r} - \vec{r}_i),$$

$$\operatorname{rot} \vec{v}_2 = \chi_2 \vec{i}_2 \sum_j \delta(\vec{r} - \vec{r}_j),$$

получаем:

$$\vec{B} + \lambda^2 \operatorname{rot} \operatorname{rot} \vec{B} = \Phi_0 \vec{i}_1 \sum_j \delta(\vec{r} - \vec{r}_i) + \Phi_1 \vec{i}_2 \sum_j \delta(\vec{r} - \vec{r}_j) - \frac{\rho_1 2m_1 c}{\rho_{11} e} \vec{Q}, \quad (5)$$

где

$$\Phi_0 = \frac{\pi \hbar c}{e}, \quad \Phi_1 = \frac{m_1 \rho_{12}}{\pi \rho_{11}^2} \Phi_0 \quad \text{и} \quad \lambda^2 = \frac{m_1^2 c^2}{4\pi e^2 \rho_{11}}.$$

Здесь \vec{i}_1 и \vec{i}_2 — единичные векторы по направлению протонных и нейтронных вихрей, \vec{r}_i и \vec{r}_j — соответственно радиус-векторы центров протонных и нейтронных вихревых нитей, \hbar — постоянная Планка, m_2 — масса нейтрона, $\chi_2 = \pi \hbar / m_2$ и $\chi_1 = \pi \hbar / m_1$ — соответственно кванты циркуляции для нейтронов и протонов

Для свободной энергии F двухкомпонентной сверхтекучей жидкости имеем следующее выражение в лабораторной системе координат [11]:

$$F = \frac{1}{2} \int (\rho_{11} v_1^2 + 2\rho_{12} \vec{v}_1 \vec{v}_2 + \rho_{22} v_2^2) dV + \frac{1}{8\pi} \int B^2 dV. \quad (6)$$

Подставляя значение \vec{v}_1 из уравнения (4) в выражение для свободной энергии (6), получаем

$$F = \frac{1}{8\pi} \int \left\{ B^2 + \lambda^2 (\text{rot } \vec{B})^2 + \frac{2m_1 c \rho_1}{c \rho_{11}} [\vec{\Omega} r] \text{rot } \vec{B} \right\} dV + \frac{1}{2} \int \left\{ \rho'_{22} v_2^2 + \frac{\rho_1^2}{\rho_{11}} [\vec{\Omega} r]^2 \right\} dV; \quad (7)$$

где

$$\rho'_{22} = \rho_{22} - \frac{\rho_{12}^2}{\rho_{11}}.$$

Момент импульса двухкомпонентной сверхтекучей жидкости выражается через скорость \vec{v}_2 и магнитную индукцию \vec{B} следующим образом:

$$\vec{M} = \int \left\{ \rho'_{22} [\vec{r} v_2] + \frac{m_1 c \rho_1}{4\pi c \rho_{11}} [\vec{r} \text{rot } \vec{B}] + \frac{\rho_1^2}{\rho_{11}} [\vec{r} [\vec{\Omega} r]] \right\} dV. \quad (8)$$

Введя величину $F_1 = F - \vec{M} \vec{\Omega}$, которая есть энергия нашей системы во вращающейся системе координат, получаем:

$$F_1 = \frac{1}{8\pi} \int \{ B^2 + \lambda^2 (\text{rot } \vec{B})^2 \} dV + \int \left\{ \rho'_{22} \left(\frac{1}{2} v_2^2 - \vec{v}_2 [\vec{\Omega} r] \right) - \frac{1}{2} \frac{\rho_1^2}{\rho_{11}} \Omega^2 r^2 \right\} dV. \quad (9)$$

Выражение (9) будет использовано для нахождения средних значений функций $\vec{v}_2(\vec{r})$ и $\vec{B}(\vec{r})$. Среднее значение $\vec{v}_2(\vec{r})$ связано со средней плотностью нейтронных вихрей $N_2(\vec{r})$ и определяется из минимизации свободной энергии:

$$\vec{F}_1 = F_1 + \int N_2(\vec{r}) F_{1B} dV, \quad (10)$$

где F_{1B} — энергия одного нейтронного вихря. Усреднение проводится на расстояниях гораздо больших размеров нейтронных вихрей. Среднее зна-

чение вектора $\vec{B}(r)$, как увидим ниже, зависит от плотности протонных вихрей $N_1(r)$ и определяется из минимизации потенциала Гиббса:

$$G = F_1 - \frac{1}{4\pi} \int \vec{H}(r) \vec{B}(r) dV, \quad (11)$$

где $\vec{H}(r)$ — напряженность магнитного поля, созданного заданными токами увлечения. При отыскании $N_1(r)$ усреднение проводится на расстояниях гораздо больше размеров протонных вихрей. Если b и λ соответственно размеры нейтронных и протонных вихрей, то при разумных угловых скоростях нейтронных звезд всегда $b \gg \lambda$. Это означает, что понятием средней плотности протонных вихрей можно оперировать даже на размерах одного нейтронного вихря.

3. Предположим, что нейтронная звезда вращается с угловой скоростью Ω . Для нахождения критической угловой скорости Ω_{c1} возникновения первой нейтронной вихревой нити, обладающей магнитным потоком Φ_1 , нужно найти ее свободную энергию F_{1B} . Отбрасывая последнее слагаемое во втором интеграле (9) как не содержащее энергию вихря, используя соответствующее уравнение Лондонов и опуская в нем последнее слагаемое в правой части, подставляя в (9) $v_2 = \chi_2/2\pi r$ и интегрируя во втором интеграле в пределах от ξ_2 до b , получим:

$$F_{1B} = \left(\frac{\Phi_1}{4\pi\lambda} \right)^2 \ln \frac{b}{\xi_1} + \rho_{22}^2 \frac{\chi_2^2}{4\pi} \ln \frac{b}{\xi_2} - \frac{1}{2} \rho_{22}^2 \chi_2 \Omega (b^2 - \xi_2^2), \quad (12)$$

где $\chi_2 = \pi\hbar/m_2$ — квант циркуляции для нейтрона, ξ_1 и ξ_2 — длины когерентности протонов и нейтронов, b — внешний радиус нейтронного вихря. Первые два слагаемых в (12) — энергия нейтронной вихревой нити, приходящаяся на единицу длины. Из-за эффекта увлечения нейтронная нить обладает также «магнитной энергией». Отметим, что здесь и далее мы рассматриваем случай цилиндрической симметрии.

Для нахождения критической угловой скорости Ω_{c1} нужно приравнять нулю свободную энергию F_{1B} (12), предварительно положив в ней внешний радиус вихря b равным радиусу «пре»-фазы звезды R . Пренебрегая из-за малости последним слагаемым в (12), получаем:

$$\Omega_{c1} = \frac{\hbar}{2m_2 K^2} \ln \frac{R}{\xi_2} + \frac{\hbar}{2m_2 K^2} \frac{\rho_{1c}^2}{\rho_{11}^2 \rho_{22}} \ln \frac{\lambda}{\xi_1}. \quad (13)$$

Таким образом, эффект увлечения меняет критическую угловую скорость Ω_{c1} , так как подставляя $\rho_{1c} = 0$, получаем обычное выражение критической

угловой скорости для незаряженной однокомпонентной сверхтекучей жидкости [5, 14]. Однако второе слагаемое в (13) всегда мало по сравнению с первым, и поэтому увлечение мало меняет значение Ω_{c1} . Так как $\Omega_{c1} \approx 10^{-14} \text{ с}^{-1}$, а угловая скорость вращения нейтронных звезд на много порядков больше этой величины, то внутри «пре»-фазы должна существовать довольно плотная решетка нейтронных вихревых нитей. Для нахождения плотности нейтронных вихревых нитей $N_2(r)$, которая связана со средней скоростью сверхтекучих нейтронов соотношением $N_2(r) = |\text{rot } \bar{v}_2|/\kappa_2$, минимизируем функционал \bar{F}_1 .

Подставляя из формулы (12) энергию нейтронного вихря в (10) и варьируя \bar{F}_1 по v_2 получаем уравнение, определяющее поле усредненной сверхтекучей скорости нейтронов:

$$(\bar{v}_2 - \Omega r) \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (\bar{v}_2 r) + \frac{\kappa_2}{8\pi} \frac{\partial}{\partial r} \left[\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (\bar{v}_2 r) \right] = 0. \quad (14)$$

Отметим, что это уравнение совпадает с уравнением, определяющим поле скоростей вращающегося сверхтекучего гелия [14]. Оно имеет в основном массиве «пре»-фазы решение $\bar{v}_2 = \Omega r$, соответствующее твердотельному вращению нейтронов с угловой скоростью Ω , а плотность нейтронных вихрей $N_2 = 2\Omega/\kappa_2$. Таким образом, взаимодействие нейтронов с протонами не меняет усредненную сверхтекучую скорость нейтронов и плотность нейтронной вихревой решетки по сравнению со случаем однокомпонентной вращающейся сверхтекучей жидкости.

При отсутствии протонных вихрей среднюю магнитную индукцию \bar{B} можно определить из уравнения (5), если отбросить первое слагаемое с правой стороны уравнения и заменить сумму дельта-функций нейтронных вихрей на $2\Omega/\kappa_2$. Тогда уравнение (5) примет вид:

$$\bar{B}' + \lambda^2 \text{rot rot } \bar{B}' = 0, \quad (15)$$

где $\bar{B}' = \bar{B} + 2m_1 c \bar{\Omega}/e$. В массиве «пре»-фазы это уравнение имеет решение $\bar{B}' = 0$ и следовательно $\bar{B} = -2m_1 c \bar{\Omega}/e$. Эта однородная индукция, связанная с твердотельным вращением жидкости, имеет чисто инерционное происхождение [15] и даже для быстро вращающихся нейтронных звезд $\Omega = 200 \text{ с}^{-1}$ ничтожно мала: порядка $4 \cdot 10^{-2} \text{ Гс}$. Решение уравнения Лондонов при отсутствии протонных вихрей имеет вид [12]

$$\vec{B} = -\frac{2m_1 c}{e} \vec{\Omega} + \Phi_1 \vec{i}_2 \sum_j K_0 \left(\frac{|\vec{r} - \vec{r}_j|}{\lambda} \right).$$

В дальнейшем мы можем отбросить первое слагаемое из-за его малости.

Отметим, что из вариации выражения (10) этот результат невозможно получить, так как метод минимизации не может определить постоянную добавку к решению.

Итак, средняя магнитная индукция почти равняется нулю. Вращение создает плотную сеть нейтронных вихрей, и локальное магнитное поле, созданное токами увлечениями нейтронной вихревой нити, почти полностью компенсируется мейсснеровскими токами неувлеченных протонов [16]. Однако такая ситуация реализуется только тогда, когда локальное поле вокруг нейтронного вихря ниже критического поля H_{c1} , необходимого для создания протонного вихря. Как увидим ниже, это не всегда так, и возможно наличие сверхплотной сети протонных вихрей, окружающих нейтронную нить, что приведет к увеличению средней магнитной индукции нейтронной звезды.

4. Причиной возникновения протонных вихревых нитей, сопровождающегося переходом части плотности неувлеченных протонов в нормальное состояние, могут быть локальные сильные магнитные поля, имеющиеся вокруг нейтронного вихря. Это поле можно получить интегрированием уравнения (3), заранее переходя в систему движения вихревой нити как целого, то есть в систему твердотельного вращения. В этой системе отсчета уравнение (3) примет вид:

$$\text{rot} \vec{H} = \frac{4\pi}{c} \vec{j}_{12}. \quad (16)$$

Подставляя скорость вращения нейтронов вокруг центра вихря в уравнение (16) и интегрируя его, получим

$$H(\zeta) = \frac{\Phi_1}{2\pi \lambda^2} \ln \frac{b}{\zeta}, \quad (17)$$

где ζ — расстояние точки наблюдения от центра вихревой нити. Найдем радиус r_1 той области вокруг вихря, где напряженность $H > H_{c1}$ и где, следовательно, возможно образование протонных вихревых нитей. Для этого заранее определим H_{c1} .

Найдем потенциал Гиббса для системы, состоящей из одного нейтронного и одного протонного вихря. Решение соответствующего уравнения Лондонов представляет суперпозицию индукций [17], создаваемых обеими нитями:

$$\vec{B} = \frac{\Phi_0}{2\pi\lambda^2} \vec{i}_1 K_0 \left(\frac{|\vec{r} - \vec{r}_1|}{\lambda} \right) + \frac{\Phi_1}{2\pi\lambda^2} \vec{i}_2 K_0 \left(\frac{|\vec{r} - \vec{r}_2|}{\lambda} \right), \quad (18)$$

где \vec{r}_1 и \vec{r}_2 — цилиндрические координаты центров протонного и нейтронного вихря, K_0 — функция Бесселя нулевого порядка от мнимого аргумента. Здесь также пренебрегаем индукцией, созданной твердотельным вращением, которая как отметили выше ничтожно мала. Подставляя в (11) решение (18) и $v_z = \kappa_2/2\pi r$ и интегрируя, находим следующее выражение для потенциала Гиббса системы двух вихрей:

$$G_{1B} = F_{1B} - \frac{\Phi_1 H}{4\pi} + \left(\frac{\Phi_0}{4\pi\lambda} \right)^2 \ln \frac{\lambda}{\xi_1} + \frac{\Phi_0 \Phi_1}{8\pi^2 \lambda^2} K_0 \left(\frac{|\vec{r}_1 - \vec{r}_2|}{\lambda} \right) - \frac{\Phi_0 H}{4\pi}, \quad (19)$$

где F_{1B} — свободная энергия нейтронного вихря. Три последних слагаемых в (19) связаны с появлением протонного вихря, следовательно $(G_{1B} - F_{1B} + \Phi_1 H/4\pi)$ есть изменение энергии системы при образовании протонного вихря. Вихрь возникнет, если $G_{1B} - F_{1B} + \Phi_1 H/4\pi = 0$ [17], следовательно:

$$H_{cl} = \frac{\Phi_0}{4\pi\lambda^2} \ln \frac{\lambda}{\xi_1} + \frac{\Phi_1}{2\pi\lambda^2} K_0 \left(\frac{|\vec{r}_1 - \vec{r}_2|}{\lambda} \right). \quad (20)$$

Так как глубина проникновения $\lambda = 10^{-11}$ см, а расстояние между протонным вихрем и нейтронным вихрем $|\vec{r}_1 - \vec{r}_2| \gg \lambda$, то вторым слагаемым в (20) можно пренебречь. Это приближение верно и в более общем случае, когда протонный вихрь возникает в развитой нейтронной вихревой решетке. Так как расстояния между нейтронными вихрями порядка $10^{-3} - 10^{-2}$ см, а протонный вихрь удален от них на расстояние $d \gg \lambda$, то энергию взаимодействия протонного вихря с нейтронными можно вычислить, учитывая лишь вклад от ближайших пар соседей [17]. Зависимость энергии взаимодействия от расстояния d имеет прежний вид, и при выполнении условия $d \gg \lambda$ ею опять можно пренебречь. Поэтому второе слагаемое в (20) всегда меньше первого и, следовательно,

$$H_{cl} = \frac{\Phi_0}{4\pi\lambda^2} \ln \frac{\lambda}{\xi_1}. \quad (21)$$

Вернемся к определению радиуса r_1 той области, где возникнут протонные вихри. Подставляя в (17) $\zeta = r_1$ и требуя $H \gg H_{cl}$, получаем

$$r_1 = b \left(\frac{\lambda}{\xi_1} \right)^{-1/2k}, \quad (22)$$

где $k = r_{12}/r_{11}$. Как видно из (22), размеры области, где возникнут протонные вихри, довольно сильно зависят от коэффициента увлечения k .

Таким образом, токи увлечения нейтронных вихревых нитей создают магнитное поле $\vec{H}(r)$, которое является внешним полем для системы сверхтекучих неувлеченных протонов. Если напряженность этого поля $\vec{H}(r)$ повсюду меньше H_{c1} , то протонные вихревые нити с потоком Φ_0 не возникают, и мейсснеровские токи неувлеченных протонов компенсируют магнитную индукцию внутри звезды и создают снаружи ее магнитный момент, пропорциональный объему поверхностного слоя толщиной λ [16]. В противном случае это поле приведет к появлению системы протонных вихрей с потоком Φ_0 . Поэтому в равновесном состоянии минимальной будет свободная энергия Гиббса (11) для протонной вихревой структуры. Принимая во внимание, что в области радиусом r_1 плотность образовавшихся протонных вихрей достаточно велика, $r_1 \gg \lambda$, и максимальное значение напряженности поля в центре нейтронного вихря $H_{c1} < H(\xi_1) < H_{c2}$, можно ввести непрерывную плотность распределения протонных вихрей $N_1(\vec{r})$ для отдельного нейтронного вихря. Запишем свободную энергию Гиббса системы протонных вихревых нитей в следующем виде:

$$G = \int N_1(\vec{r}) \varepsilon dV + 2 \left(\frac{\Phi_0}{4\pi\lambda} \right)^2 \iint N_1(\vec{r}) N_1(\vec{r}') K_0 \left(\frac{|\vec{r} - \vec{r}'|}{\lambda} \right) dV dV' - \frac{1}{4\pi} \int \vec{B}(\vec{r}) \vec{H}(\vec{r}) dV, \quad (23)$$

где

$$\varepsilon = \left(\frac{\Phi_0}{4\pi\lambda} \right)^2 \ln \frac{\lambda}{\xi_1}, \quad \vec{B}(\vec{r}) = \frac{\Phi_0}{2\pi\lambda^2} \vec{i}_1 \int N_1(\vec{r}') K_0 \left(\frac{|\vec{r} - \vec{r}'|}{\lambda} \right) dV'. \quad (24)$$

За начало отсчета потенциала Гиббса (23) принято его значение в отсутствие протонных вихрей $N_1(\vec{r}) = 0$. Мы не учли в (23) взаимодействия протонных вихрей с центральным нейтронным вихрем, так как оно пренебрежимо мало по сравнению со взаимодействием протонных вихревых нитей друг с другом. Варьируя (23) по δN_1 , находим равновесную плотность:

$$N_1(\vec{r}) = \frac{H(\vec{r}) - H_{c1}}{\Phi_0}. \quad (25)$$

Зная $N_1(\vec{r})$, можем найти среднюю индукцию \vec{B} , усредненную уже по всей «пре»-газе нейтронной звезды:

$$\vec{B} = \vec{i}_1 \frac{\int_0^{r_1} \Phi_0 N_1(r) 2\pi r dr}{\pi b^2}. \quad (26)$$

Используя формулы (17), (21), (22), (25) и (26), получим для \vec{B} следующее выражение.

$$\vec{B} = \frac{\Phi_0}{4\pi\lambda^2} \vec{i}_1 k \left(\frac{\lambda}{\xi_1}\right)^{-1/k} = \frac{\Phi_0 k}{4\pi\lambda^2 (1+k)} \vec{i}_1 \left(\frac{\lambda_0 \sqrt{1+k}}{\xi_1}\right)^{-1/k}, \quad (27)$$

где

$$\lambda_0^2 = \frac{m_1 c^2}{4\pi e^2 n_1},$$

n_1 — плотность протонов в «пре»-фазе звезды. Полный магнитный момент звезды выражается через среднюю индукцию следующим образом:

$$\vec{M} = \frac{4}{3} \pi R^3 \vec{B}. \quad (28)$$

Как видно из (27) и (28), значение средней индукции \vec{B} и магнитного момента \vec{M} зависят от коэффициента увлечения k . Значение этого коэффициента для температур вблизи критической температуры нейтронов T_{cn} определяется следующим образом [11]:

$$k = \frac{4}{1 + \frac{122T/T_{cn}}{1 - T/T_{cn}}}, \quad (29)$$

где $T_{cn} = 1.23 \cdot 10^9$ К. Для температуры $T = 1.23 \cdot 10^8$ К, коэффициент увлечения $k = 0.28$ и становится равным единице для температуры $T = 2.5 \cdot 10^7$ К. Для холодной „пре“-фазы нейтронной звезды по оценкам работы [18] k порядка единицы, что согласуется с экстраполяцией формулы (29) до температур $T = 2.5 \cdot 10^7$ К, что, конечно, ниже температуры вырождения как для нейтронов, так и для протонов. Отметим, что для раствора He^3 в сверхтекучем He^4 значение коэффициента увлечения, полученное в эксперименте, $k = 1.3$ [2].

В табл. 1 приведены значения λ_0/ξ_1 , λ/ξ_1 , r_1/b , поля в центре нейтронного вихря $H(\xi_1)$, нижнего и верхнего критических полей H_{c1} и H_{c2} , средней индукции магнитного поля \vec{B} и полного магнитного момента M для трех значений коэффициента увлечения $k = 0.25, 0.5$ и 1

и для двух значений длины когерентности протонов $\xi_1 = 2.2 \cdot 10^{-12}$ см и $4.4 \cdot 10^{-12}$ см. Все величины, приведенные в таблице, вычислены для следующих значений параметров рассмотренной модели нейтронной звезды: $\Omega = 200 \text{ с}^{-1}$, $b = 1.25 \cdot 10^{-3}$ см, $\lambda_0 = 2.2 \cdot 10^{-11}$ см и $n_1 = 10^{36} \text{ см}^{-3}$.

Таблица 1

$k = \frac{\rho_{12}}{\rho_{11}}$	ξ_1 (см)	λ_0/ξ_1	λ/ξ_1	H_{c1} (Гс)	$H(\xi_1)$ (Гс)	H_{c2} (Гс)	r_{12}/b	\bar{B} (Гс)	M (Гс·см ³)
0.25	$2.2 \cdot 10^{-12}$	10	11.18	$5.8 \cdot 10^{13}$	$2.4 \cdot 10^{14}$	$6.5 \cdot 10^{13}$	0.008	$3.8 \cdot 10^8$	$1.6 \cdot 10^{27}$
0.25	$4.4 \cdot 10^{-12}$	5	5.59	$4.1 \cdot 10^{13}$	$2.3 \cdot 10^{14}$	$1.6 \cdot 10^{15}$	0.032	$6.1 \cdot 10^9$	$2.6 \cdot 10^{28}$
0.5	$2.2 \cdot 10^{-12}$	10	12.24	$5 \cdot 10^{13}$	$4 \cdot 10^{14}$	$6.5 \cdot 10^{13}$	0.082	$6.7 \cdot 10^{10}$	$2.8 \cdot 10^{29}$
0.5	$4.4 \cdot 10^{-12}$	5	6.12	$3.6 \cdot 10^{13}$	$3.9 \cdot 10^{14}$	$1.6 \cdot 10^{15}$	0.16	$2.6 \cdot 10^{11}$	$1.1 \cdot 10^{30}$
1	$2.2 \cdot 10^{-12}$	10	14.14	$3.9 \cdot 10^{13}$	$6.1 \cdot 10^{14}$	$6.5 \cdot 10^{15}$	0.27	$1.1 \cdot 10^{12}$	$4.6 \cdot 10^{30}$
1	$4.4 \cdot 10^{-12}$	5	7.07	$2.9 \cdot 10^{13}$	$5.8 \cdot 10^{14}$	$1.6 \cdot 10^{15}$	0.38	$2.2 \cdot 10^{13}$	$9.2 \cdot 10^{30}$

Как видно из таблицы, с увеличением коэффициента увлечения k увеличивается площадь, занятая протонными вихрями, а, следовательно, и средняя магнитная индукция и полный магнитный момент. Так, если для $k = 0.25$ вихрями занято только 0.1% экваториальной площади звезды и полный магнитный момент порядка 10^{28} Гс см³, то для $k = 1$ эта площадь составляет 20% общей площади и полный магнитный момент порядка 10^{31} Гс см³. Для заданного значения k уменьшение параметра λ_0/ξ_1 увеличивает площадь, занятую протонными вихрями. При увеличении k зависимость полного магнитного момента от λ_0/ξ_0 ослабляется. Магнитное поле вблизи центров нейтронных вихрей слабо зависит от параметров k и λ_0/ξ_1 и меняется всего в три раза от $2 \cdot 10^{14}$ Гс до $6 \cdot 10^{14}$ Гс.

Таким образом, в «пре»-фазе нейтронной звезды сверхтекучее и сверхпроводящее вращение нейтронов и протонов с учетом их взаимодействия приводит к появлению довольно плотной протонной вихревой сети. Эти вихри распределены по всей звезде довольно неоднородно, концентрируясь в основном вокруг центров нейтронных вихрей, занимая (скажем, при $k = 1$) всего 20% общей площади звезды. Но этого уже достаточно для того, чтобы средняя индукция магнитного поля в нейтронной звезде достигла значений $2 \cdot 10^{12}$ Гс.

В заключение авторы выражают благодарность профессору Г. С. Саакяну за полезные обсуждения.

ON THE THERMODYNAMICS OF THE SUPERFLUID SOLUTIONS IN THE "нре"—PHASE OF THE NEUTRON STAR

D. M. SEDRAKIAN, K. M. SHAHABASSIAN, A. G. MOVSESSIAN

The thermodynamics of the rotating superfluid solution in the "нре"-phase of the neutron star is considered. The effect of entrainment of superfluid protons by the rotating superfluid neutrons leads to the occurrence of the array of quantized neutron vortices, which have the magnetic flux Φ_1 . The nonhomogeneous magnetic field $\vec{H}(r)$, which has been created by this array, leads to the occurrence of the nonhomogeneous vortex array of superfluid protons if $H > H_{c1}$. Each of the proton vortices carries the magnetic flux Φ_0 . The magnetic moment of the star, created by the proton array, is of the order of 10^{31} Gs cm³. The equations defining the magnetic induction B and the mean macroscopic velocity v of the superfluid neutrons, are derived. The conditions of the appearance of the neutron and proton vortex lines are also considered.

ЛИТЕРАТУРА.

1. И. М. Халатников, ЖЭТФ, 32, 653, 1957.
2. А. Ф. Андреев, Е. П. Башкин, ЖЭТФ, 69, 319, 1975.
3. Г. С. Саакян, Равновесные конфигурации вырожденных газовых масс, Наука, М., 1972.
4. А. Б. Мицгал, ЖЭТФ, 37, 249, 1959.
5. В. Л. Гинзбург, Д. А. Киржниц, ЖЭТФ, 47, 2006, 1964.
6. В. Л. Гинзбург, УФН, 97, 601, 1969.
7. Д. М. Седракян, К. М. Шахабасян, Астрофизика, 8, 557, 1972.
8. Д. Пайнс, УФН, 131, 479, 1980.
9. Л. П. Горьков, ЖЭТФ, 34, 735, 1958.
10. Д. М. Седракян, К. М. Шахабасян, Г. А. Варданян, Уч. зап. ЕГУ, № 2, 72, 1979.
11. Д. М. Седракян, К. М. Шахабасян, Уч. зап. ЕГУ, № 1, 46, 1980.
12. Д. М. Седракян, К. М. Шахабасян, Астрофизика, 16, 727, 1980.
13. Д. М. Седракян, Астрофизика, 18, 417, 1982.
14. И. М. Халатников, Теория сверхтекучести, Наука, М., 1971.
15. Б. И. Веркин, И. О. Кулик, ЖЭТФ, 81, 2067, 1971.
16. Г. С. Мкртчян, Д. М. Седракян, Астрофизика, 19, 135, 1983.
17. П. Де Жен, Сверхпроводимость металлов и сплавов, Мир, М., 1968.
18. I. Easson, C. J. Pethick, Ap. J., 227, 995, 1979,

УДК 524.354.4

О СТРУКТУРЕ МАГНИТНОГО ПОЛЯ В ПУЛЬСАРАХ

И. Ф. МАЛОВ

Поступила 24 мая 1982

Принята к печати 27 января 1983

Для 4 пульсаров, на основе модели полярной шапки, путем сравнения хода позиционного угла вдоль среднего профиля на частотах 400—1665 МГц найдено, что изменение наклона оси магнитного диполя к оси вращения нейтронной звезды в области генерации этих частот меньше 2° . Показано, что у пульсаров с двухкомпонентными средними профилями искажение магнитного поля из-за вращения нейтронной звезды несущественно. На основе полученных результатов делается вывод о том, что в области генерации радионизлучения у пульсаров, описываемых моделью полярной шапки, магнитное поле близко к дипольному.

1. В [1—3] указывалось, что наблюдаемое изменение позиционного угла линейной поляризации вдоль среднего профиля позволяет оценить наклон оси магнитного диполя к оси вращения пульсара. Таким способом по поляризационным данным на разных частотах, предполагая, что излучение заданной частоты генерируется на фиксированном уровне в магнитосфере пульсара, можно установить, сохраняется ли указанный наклон с удалением от поверхности нейтронной звезды. Этому вопросу и посвящена настоящая работа.

Для оценок использовались данные о позиционных углах в средних профилях четырех пульсаров (PSR 0823+26, 0950+08, 1133+10, 1929+10) на частотах 410, 630 и 1665 МГц [4—5]. Знания одних позиционных углов недостаточно для однозначного определения взаимного расположения магнитной оси и оси вращения, поэтому здесь привлекались данные о средних профилях, полученные в работе [3]. Наблюдаемые позиционные углы ψ сравнивались с углами, вычислявшимися по формуле [1]:

$$\operatorname{tg} \psi = \frac{\sin \beta \sin \varphi}{\sin \zeta \cos \beta - \cos \zeta \sin \beta \cos \varphi} \quad (1)$$

где φ — долгота, соответствующая углу ψ , β — угол между магнитной осью и осью вращения, ζ — угол между лучом зрения и осью вращения.

Для рассматриваемых пульсаров из работы [3] брались значения $\zeta - \beta$ и β на одной частоте. Положение луча зрения относительно оси вращения с изменением расстояния от поверхности нейтронной звезды не меняется, т. е. $\zeta = \text{const}$. С учетом этого обстоятельства при фиксированном ζ можно из (1) определить β по данным на других частотах.

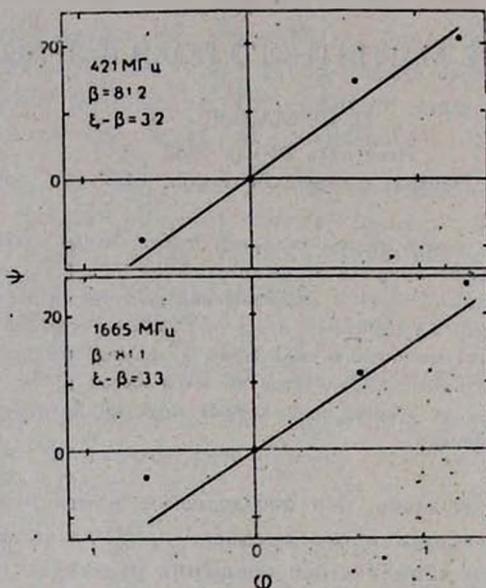


Рис. 1. Наблюдаемый (крестики) и вычисленный при указанных значениях параметров ход позиционного угла в PSR 0823+26. Все углы измерены в градусах. Аналогичный смысл имеют рис. 2—4.

2. Результаты проведенных вычислений представлены на рис. 1—4 и в табл. 1. Ошибки определения β оценивались следующим образом. Для исследуемых пульсаров значения угла φ заключены в пределах $\pm 15^\circ$, что соответствует $0.97 \lesssim \cos \varphi \lesssim 1$, и поэтому из (1)

$$\operatorname{tg} \psi \approx \frac{\sin \beta}{\sin (\zeta - \beta)} \sin \varphi. \quad (2)$$

По наблюдаемым значениям $\{\varphi_k, \psi_k\}$ методом наименьших квадратов можно определить величину $z = -\frac{\sin \beta}{\sin (\zeta - \beta)}$, а также ее ошибку σ_z .

Из уравнения (2) нетрудно получить выражение:

$$\Delta \beta = \operatorname{tg} \psi \left[57^\circ.3 \sigma_z \frac{\sin \beta}{\sin (\zeta - \beta)} + \frac{\Delta (\zeta - \beta)^\circ}{\operatorname{tg} (\zeta - \beta)} \right]. \quad (3)$$

Величина $\Delta(\zeta - \beta)$ принималась равной $0.^\circ 1$ (с такой точностью она приведена в [3]).

Таблица 1

PSR	P (сек)	ν (МГц)	β'	$(\zeta - \beta)$
0823 + 26	0.531	421	81.2 ± 29.4	3.2
		1665	81.1 ± 37.9	3.3
0950 - 08	0.253	410	1.8 ± 0.3	-0.8
			(13.2 ± 0.5)	(-7.0)
		1665	3.0 ± 0.6	-2.0
			(38.0 ± 5.3)	(-31.8)
1133 + 16	1.188	410	21.2 ± 4.0	1.7
		638	21.0 ± 3.7	1.9
		1665	19.4 ± 2.6	3.5
1929 + 10	0.226	392	6.7 ± 0.6 (7.5)	-3.8 (-4.6)
		1665	8.1 ± 0.4 (7.5)	-5.2 (-4.6)

Из полученных данных следует, что в PSR 0823 и 1133 в пределах ошибок наклон магнитного диполя к оси вращения нейтронной звезды остается неизменным при переходе от уровня генерации радиоизлучения с частотой 400 МГц к уровню, соответствующему частоте 1665 МГц.

У PSR 1929 изменение наклона больше ошибок, однако, как показывают вычисления, сумма квадратов отклонений вблизи минимума меняется очень медленно, и наблюдаемый ход позиционного угла может быть достаточно хорошо описан одним значением β , которое указано в табл. 1 в скобках (см. также рис. 4b).

В любом случае для PSR 0823, 1133 и 1929 изменение β на расстояниях, соответствующих диапазону частот от 400 до 1665 МГц, меньше 2° .

У PSR 0950 значению $\zeta = 6.^\circ 2$ соответствует $\beta = 38^\circ$ на уровне, где генерируется излучение частоты 1665 МГц. Однако при $\zeta - \beta = -31.^\circ 8$ радиус конуса излучения должен быть $\sim 34^\circ$, что соответствует уровню $R/R_L \sim 0.5$, который оказывается существенно выше уровня генерации излучения с частотой 410 МГц ($R/R_L \approx 0.065$ [3]). В рамках положенной в основу расчетов модели полярной шапки картина должна быть обратной. Поэтому одна из возможностей объяснения полученного результата связана с отказом от модели полярной шапки и привлечением для PSR 0950 механизма релятивистского формирования луча. Как отмечалось в [7], этот механизм должен быть эффективен именно в короткопериодических пульсарах. Если наблюдаемый профиль и его поляризационные характеристики описываются релятивистским механизмом, рассмотренную методику нельзя применять для определения угла β . Можно, однако, описать наблю-

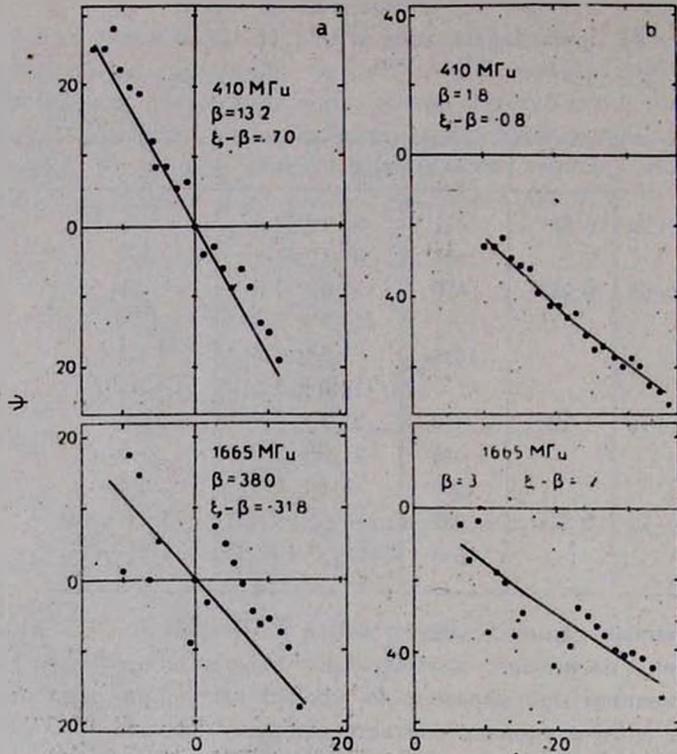


Рис. 2. Позиционный угол в PSR 0950+08 для однокомпонентного (а) и двухкомпонентного (б) профилей (см. пояснения в тексте):

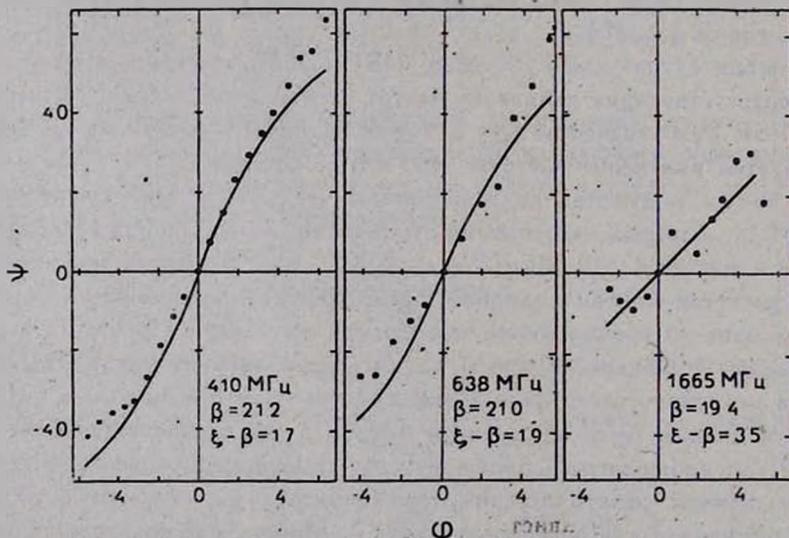


Рис. 3. Позиционный угол в PSR 1133+16.

дения и не отказываясь от модели полярной шапки, но предполагая, что средний профиль в PSR 0950 не является однокомпонентным, а представляет собой часть двухкомпонентного профиля, в котором второй компонент сильно подавлен. В этом случае луч зрения должен проходить вблизи центра конуса излучения и, как показывают вычисления, на уровне, соответствующем частоте 410 МГц, $\zeta - \beta = -0.8$. При этом угол β (табл. 1)

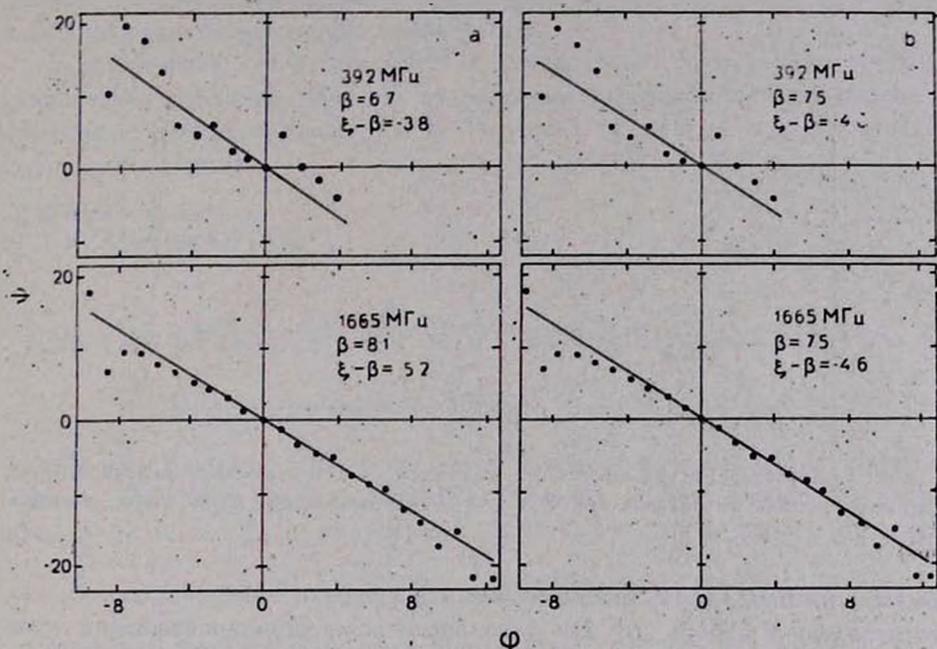


Рис. 4. Позиционный угол в PSR 1929+10 при вычисленных значениях β (а) и при $\beta = -7.5$ (b).

несколько изменяется при переходе от частоты 410 МГц к частоте 1665 МГц. Однако, как и в случае PSR 1929, сумма квадратов уклонений вблизи минимума изменяется довольно медленно, а наблюдательные данные можно описать одним значением β , заключенным в промежутке между 1.8 и 3.0 . Малое значение угла β для PSR 0950 уже предполагалось в работе [8], чтобы объяснить сложную картину излучения в этом пульсаре. Таким образом, если модель полярной шапки работает в PSR 0950, то и здесь, как в трех других пульсарах, изменение угла β для соответствующих уровней меньше 2° .

3. Остановимся на вопросе о том, почему вообще может меняться с высотой наклон магнитного поля к оси вращения нейтронной звезды. Прежде всего причиной такого изменения может быть наличие мультисоставляющих магнитного поля. Следует подчеркнуть, что про-

неденные выше оценки относились к искривлению оси конуса излучения в меридиональном направлении. Возможно также искривление этой оси вследствие вращения магнитосферы вместе с нейтронной звездой. Структура магнитного поля в этом случае практически не изучена. Однако, если предположить, что каждая точка дипольной силовой линии движется по архимедовой спирали и принять механизм излучения кривизны вдоль от-

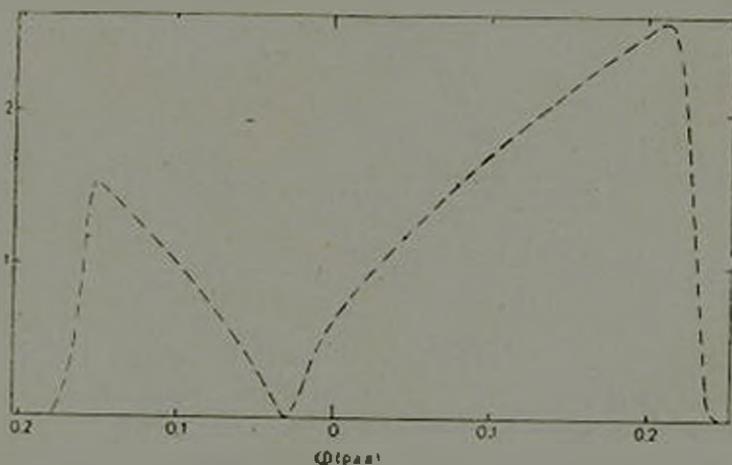


Рис. 5. Характерный вид импульса в магнитном поле, искаженном вращением. Приведенный профиль вычислен при $P = 1$ с, γ (лоренц-фактор излучающих электронов) $= 10^3$, $\nu = 100$ МГц.

крытых силовых линий, можно вычислить профиль импульса так же, как это делалось в работе [6] для дипольного поля. При прохождении луча зрения через центр конуса излучения для всех значений параметров профиль будет иметь вид, изображенный на рис. 5. Можно утверждать, что и при других уравнениях силовой линии, а также при нецентральной позиции луча зрения структура профиля будет подобной: первый (по времени прохождения) компонент всегда будет слабее. Связано это с тем, что «фронтальные» силовые линии будут при наличии вращения уменьшать, а «хвостовые» — увеличивать свою кривизну. Кроме того искажение поля вследствие вращения должно быть сильнее с удалением от поверхности звезды, поэтому различие интенсивности компонентов должно возрастать с уменьшением частоты. Эти эффекты у конкретного пульсара могут быть замазаны различием условий возбуждения или различием интенсивности испускания частиц для первого и второго компонентов, но статистически для большой группы пульсаров они должны быть отчетливо видны. Для опубликованных двухкомпонентных профилей (см., например, [1, 4, 5]) эти эффекты отсутствуют. Следовательно, и искажение маг-

нитного поля вследствие вращения нейтронной звезды на уровнях, соответствующих наблюдаемым частотам, несущественно.

Таким образом, на основе модели полярной шапки с привлечением механизма излучения кривизны и имеющихся наблюдательных данных можно сделать вывод о том, что отклонения магнитного поля от дипольного в магнитосферах пульсаров малы. Поэтому для пульсаров, описываемых моделью полярной шапки, искривлением оси конуса излучения в области генерации радиочастот можно пренебрегать.

В заключение автор выражает благодарность сотрудникам группы исследования пульсаров ФИАН за полезные замечания при обсуждении результатов работы, а также Э. А. Марченко за помощь при подготовке материалов к печати.

Физический институт
им. П. Н. Лебедева АН СССР

ON THE STRUCTURE OF MAGNETIC FIELD IN PULSARS

I. F. MALOV

On the basis of the polar cap model and observational data it is shown that the magnetic field in regions of generation of radio emission in pulsars is nearly dipolar.

ЛИТЕРАТУРА

1. Р. Манчестер, Дж. Тейлор, Пульсары, Мир, М., 1980.
2. И. Ф. Малов, Астрон. цирк., № 1110, 1980.
3. И. Ф. Малов, Астрофизика, 10, 161, 1983.
4. R. N. Manchester, Ap. J., Suppl. ser., 23, No. 199, 283, 1971.
5. P. M. McCulloch, P. A. Hamilton, R. N. Manchester, J. G. Ables, M.N.RAS. 183, 645, 1978.
6. И. Ф. Малов, Астрофизика, 16, 751, 1980.
7. И. Ф. Малов, С. А. Сулейманова, Астрофизика, 18, 107, 1982.
8. T. H. Hankins, J. M. Cordes, Ap. J., 249, 241, 1981.

УДК 524.3—48—735

ФОТОРОЖДЕНИЕ ЭЛЕКТРОННО-ПОЗИТРОННЫХ ПАР В КОМПАКТНЫХ РЕНТГЕНОВСКИХ ИСТОЧНИКАХ

Ф. А. АГАРОНЯН, А. М. АТОЯН, А. М. НАГАПЕТЯН

Поступила 5 июля 1982

Принята к печати 27 января 1983

Обсуждается роль процесса фоторождения электронно-позитронных пар в компактных рентгеновских источниках. Получены спектральные характеристики электронов и позитронов, рождающихся в изотропном облаке фотонов.

1. *Введение.* Поиски рентгеновского излучения от γ -источников, открытых специализированными спутниками COS-B и SAS-2, показали, что большинство из них обладает слабым излучением ($F_x \lesssim 10 \mu/y$) в интервале энергии 2—10 кэВ [1]. В то же время многие яркие рентгеновские источники (например, Sco X-1 или Cyg X-1) не видны в жестких γ -лучах на уровне чувствительности современных γ -телескопов. Одной из причин этой довольно неожиданной антикорреляции между рентгеновскими и γ -потоками могло бы быть поглощение γ -квантов в фотон-фотонных столкновениях с образованием электронно-позитронных пар.

Поглощение γ -квантов в компактных рентгеновских источниках впервые рассматривалось Хертрихом в работе [2], где было показано, что в источниках со светимостью $L_x \gtrsim 10^{36}$ эрг/с и характерными размерами $R \lesssim 10^7$ см имеет место сильное ослабление потоков выходящего γ -излучения, за исключением ситуации, когда генерируемые фотоны имеют сильную направленность. В частности, присутствие в спектре пульсара NP 0531+21 в Крабовидной туманности как рентгеновских, так и γ -фотонов свидетельствует об анизотропном механизме генерации излучения этого источника.

В то же время следует отметить, что при прохождении высокоэнергичных γ -квантов через фотонный газ происходит не только поглощение, но и генерация вторичных гамма-квантов в результате обратного комптоновского рассеяния релятивистских электронов и позитронов на тех же мягких фотонах и, возможно, тормозного излучения и аннигиляции позитронов на лету.

Анализ физических условий в области генерации γ -излучения сейфертовской галактики NGC 4151, квазара 3C 273, а также во многих источниках γ -вспышек показывает, что в них развивается высокоэнергичный электронно-позитронно-фотонный каскад. Основными процессами, участвующими в развитии подобного каскада в горячей плазме, являются фоторождение и аннигиляция $e^+ - e^-$ пар, комптоновское рассеяние, тормозные процессы, упругие $e-e$ рассеяния и т. д. Наблюдательные результаты рентгеновской и гамма-астрономии стимулировали многочисленные работы по изучению этих процессов в астрофизических объектах. Менее всего исследован процесс фоторождения пар. Наиболее подробное рассмотрение, проведенное Никишовым [3] и Гулдом и Шредером [4], относится лишь к вопросу о коэффициенте поглощения γ -кванта в результате фоторождения, не затрагивая характеристик рождающихся электронов и позитронов. Между тем в развитии каскада этот процесс играет ключевую роль, а для построения количественной теории каскада знание спектральных характеристик вторичных электронов и позитронов является необходимым. Данная работа посвящена этому вопросу.

2. Поглощение γ -квантов в фотонном газе. Полное сечение образования пары в системе центра инерции имеет вид (см., например, [5])

$$\sigma = \frac{\pi r_0^2}{\gamma_0^2} \left[\left(2 + \frac{2}{\gamma_0^2} - \frac{1}{\gamma_0^4} \right) \ln(\gamma_0 + \sqrt{\gamma_0^2 - 1}) - \sqrt{\gamma_0^2 - 1} \left(1 + \frac{1}{\gamma_0^2} \right) \right], \quad (1)$$

где $\omega_0 \equiv \gamma_0 mc^2$ есть энергия сталкивающихся фотонов в системе центра инерции и связана с энергиями фотонов в лабораторной системе ω и E_j

$$\omega_0^2 = \frac{\omega E_j (1 - \cos \theta_0)}{2} \geq (mc^2)^2, \quad (2)$$

где θ_0 — угол между импульсами сталкивающихся фотонов.

Из (2) следует, что 2 фотона могут образовать $e^+ - e^-$ пару при условии

$$E_j \geq 2m^2 c^4 / \omega (1 - \cos \theta_0) = 500 \left[(1 - \cos \theta_0) \left(\frac{\omega}{1 \text{ кэВ}} \right) \right]^{-1} \text{ МэВ}. \quad (3)$$

Рассмотрим поглощение γ -квантов с энергией E_γ при прохождении через облако изотропно распределенных фотонов с энергетическим распределением $n(\omega)$. Оптическая толщина рассматриваемого облака с характерным размером l равна

$$\tau(E_1) = cl \int \int n(\omega) (1 - \cos \theta_0) \sigma(\omega, E_1, \theta_0) \frac{d\omega d\Omega}{4\pi} = cl \int \frac{n(\omega) \langle \sigma \rangle d\omega}{\frac{m^2 c^4}{E_1}} \quad (4)$$

где

$$\langle \sigma \rangle = \frac{1}{2} \int_{-1}^{(1-2m^2c^4/\omega E_1)} (1 - \cos \theta_0) \sigma d \cos \theta_0 \quad (5)$$

есть усредненное по направлениям сечение (1) для изотропно распределенных моноэнергетических фотонов с энергией ω . Фактор $(1 - \cos \theta_0)$ учитывает поток сталкивающихся фотонов.

Точное интегрирование выражения (5) проводилось Гулдом и Шредером [4]. Однако в дальнейшем мы будем использовать более простое выражение для усредненного сечения $\langle \sigma \rangle$, получаемое при приближенном интегрировании (5):

$$\langle \sigma \rangle = \frac{4\pi r_0^2}{z^4} \left[\left(z^2 - 1 + \frac{1}{2z^2} + \ln 2z \right) \ln(z + \sqrt{z^2 - 1}) + \frac{1}{2} \ln^2 z - \frac{1}{2} \ln^2(z + \sqrt{z^2 - 1}) + \ln 2 \ln z - z \sqrt{z^2 - 1} \right] \quad (6)$$

где $z = \sqrt{\omega E_1 / mc^2}$.

Отметим, что формула (6) обеспечивает точность не хуже 5% при любых значениях z . Усредненное сечение (6) имеет максимум при значении $z = \sqrt{3}$, а для $z \gg 1$ ведет себя по закону $\sim z^{-1} \ln z$.

Хертрихом [2] для произвольного спектра фотонов $n(\omega)$ предлагалась простая приближенная формула для $\tau(E_1)$:

$$\tau(E_1) \simeq \bar{\tau}(E_1) = 2.5 E_s \sigma_0 n(2E_s), \quad (7)$$

где

$$\sigma_0 = 1.7 \cdot 10^{-25} \text{ см}^2 \text{ и } E_s = 2m^2c^4/E_1.$$

Как показывает анализ, формула (7) является корректной лишь для медленно спадающих спектров $n(\omega)$, поскольку она получена в δ -функциональном приближении для сечения фоторождения. В частности, она достаточно хорошо работает (с точностью до фактора 2) для степенных спектров $n(\omega) \sim \omega^{-\alpha}$ с $\alpha \leq 3$. Для данного спектра отношение точного результата интеграла (4) к формуле (7) аппроксимируется выражением

$$\tau/\bar{\tau} \simeq 0.14 \cdot 4^\alpha A(\alpha). \quad (8)$$

Значение функции $A(\alpha)$ и отношение $(\tau/\bar{\tau})$ приведены в таблице:

α	$A(\alpha)$	$\tau/\bar{\tau}$
0.5	7.06	2.01
1	1.74	0.99
2	0.41	0.93
3	0.20	1.82

Однако для быстро спадающих (либо узких) спектров выражение (7) может приводить к существенным ошибкам. Так, например, истинная оптическая толщина τ по фоторождению для γ -квантов при прохождении через поле комптонизованного излучения тепловой (максвелловской) плазмы с температурой $kT \sim 0.1 mc^2$ и томсоновской толщиной $\tau_{\text{Томс.}} \sim 1$ более чем на порядок превосходит значение $\bar{\tau}$ по формуле (7).

Зная расстояние до источника и предполагая, что рентгеновское и γ -излучение формируются в одной и той же области, легко найти критический размер $l_{\text{кр}}$ области генерации, начиная с которого ($l \lesssim l_{\text{кр}}$) реакция фоторождения становится существенной:

$$l_{\text{кр}} \approx 6.1 \cdot 10^3 A(\alpha) (E_{\gamma}/mc^2)^{\alpha-1} \frac{(2-\alpha)(mc^2)^{2-\alpha}}{\omega_2^{2-\alpha} - \omega_1^{2-\alpha}} \left(\frac{L_X}{L_{\odot}} \right). \quad (9)$$

где $L_{\odot} = 3.8 \cdot 10^{33}$ врг/с.

Формула (9) соответствует степенному спектру, рассматриваемому в пределах $\omega_1 \leq \omega \leq \omega_2$; L_X — светимость источника в этом диапазоне.

Одновременное рентгеновское и гамма-излучение наблюдалось от ряда активных галактик: от радиогалактики Центавр А [6], от сейфертовской галактики NGC 4151 [7] и от квазара 3C 273 [8]. Рентгеновское излучение этих источников хорошо аппроксимируется пологими степенными спектрами с показателями $\alpha = 1$ до $\alpha = 2$. Используя наблюдательные данные, из выражения (9) получаем следующие значения для $l_{\text{кр}}$: $\sim 10^{18}$ см для 3C 273; $5 \cdot 10^{15}$ см для NGC 4151 и $\sim 10^{14}$ см для Центавра А. Данные по переменности рентгеновского излучения позволяют ограничить размер l области генерации сверху. Так, например, максимальные размеры области генерации фотонов в диапазоне $2 \div 10$ кэВ для 3C 273 и NGC 4151 равны соответственно $3 \cdot 10^{17}$ см и $2 \cdot 10^{13}$ см, что значительно меньше критических размеров $l_{\text{кр}}$ по фоторождению.

Таким образом, если допустить, что рентгеновские и γ -лучи формируются в одной и той же области (к сожалению, до сих пор отсутствуют надежные данные по переменности γ -излучения этих источников, что позволило бы более определенно судить об этом), то обильное образование

электронно-позитронных пар в результате фоторождения становится неизбежным.

Следует, однако, отметить, что условие $\tau_{\pi} > 1$ еще не говорит о том, что γ -кванты не могут эффективно выходить из источника. Действительно, релятивистские электроны и позитроны, генерируемые в результате фоторождения, рассеиваясь в дальнейшем на тех же рентгеновских фотонах, приводят к образованию вторичного γ -излучения. Эффективность этого процесса весьма высока при выполнении условия [9, 10] $(4\omega E_e)/(m^2 c^4) \geq 1$ (что, очевидно, имеет место в данном случае), причем вторичный γ -квант получает практически всю энергию релятивистского электрона E_e [11]. Поэтому вывод работы [12] о том, что во избежание поглощения γ -квантов в ЗС 273 необходимо предположить либо что рентгеновские и γ -лучи генерируются в различных областях, либо что ЗС 273 находится на некосмологическом расстоянии, представляется весьма спорным.

Для корректного ответа на вопрос об условиях выхода γ -квантов из источника необходимо детальное рассмотрение развития высокоэнергичного каскада, в котором процесс фоторождения играет существенную роль. Поэтому исследование спектров рождающихся при этом процессе электронов и позитронов является необходимым.

3. Спектр электронно-позитронных пар. Дифференциальное сечение процесса фоторождения электронно-позитронных пар равно (см., например, [5])

$$d\sigma = \frac{r_0^2 d\vec{p}_+ d\vec{p}_-}{2\varepsilon_+ \varepsilon_- \omega_1 \omega_2 (1 - \cos \theta_0)} (B + 4A - 4A^2) \delta(\vec{k}_1 + \vec{k}_2 - \vec{p}_+ - \vec{p}_-) \times \\ \times \delta(\omega_1 + \omega_2 - \varepsilon_+ - \varepsilon_-). \quad (10)$$

Величины

$$A \equiv \left(\frac{1}{x_1} + \frac{1}{x_2} \right), \quad B = \left(\frac{x_1}{x_2} + \frac{x_2}{x_1} \right) \quad (11a)$$

выражаются через релятивистские инварианты

$$x_1 = -2p_+^{(4)} k_1^{(4)}, \quad x_2 = -2p_+^{(4)} k_2^{(4)}, \quad (11b)$$

где $p_+^{(4)} = (\vec{p}_+, i\varepsilon_+)$, $p_-^{(4)} = (\vec{p}_-, i\varepsilon_-)$, $k_1^{(4)} = (\vec{k}_1, i\omega_1)$ и $k_2^{(4)} = (\vec{k}_2, i\omega_2)$ есть 4-импульсы позитрона, электрона и сталкивающихся фотонов. Выражение (10) записано в единицах $m = c = \hbar = 1$.

Рассмотрим облако изотропно распределенных фотонов с энергиями ω_1 и ω_2 . Для нахождения спектра электронов и позитронов необходимо усреднить сечение (10) по направлениям импульсов взаимодействующих фотонов \vec{k}_1 и \vec{k}_2 с учетом плотности потока $j = 1 - \cos \theta_0$. При про-

ведении усреднения по направлениям \vec{k}_1 и \vec{k}_2 в качестве независимых переменных удобно выбрать единичные векторы в направлении минимального из импульсов $|\vec{k}_1| \equiv k_1 = \omega_1$ и $|\vec{k}_2| \equiv k_2 = \omega_2$, и в направлении суммарного импульса фотонов $\vec{k} = \vec{k}_1 + \vec{k}_2$. Пусть $\omega_1 \leq \omega_2$. Тогда спектр электронов (позитронов), рождающихся при аннигиляции двух фотонов с энергиями ω_1 и ω_2 и произвольными направлениями \vec{k}_1 и \vec{k}_2 , можно записать в виде

$$\frac{dN(\varepsilon_{\pm}, \omega_1, \omega_2)}{d\Omega_e} = \frac{1}{16\pi^2} \int d\Omega_{\vec{k}} \int d\Omega_{\vec{k}_1, d\Omega_e} \frac{d\sigma}{d\Omega_e} (1 - \cos \theta_0). \quad (12)$$

Здесь $d\Omega_e$ есть телесный угол, в котором распространяется электрон. Отметим, что выбор пары векторов \vec{k} и \vec{k}_1 ($\omega_1 \leq \omega_2$) является однозначным, поскольку пара \vec{k} и \vec{k}_2 (вместо \vec{k} и \vec{k}_1) не является независимой для всех возможных значений $k = |\vec{k}_1 + \vec{k}_2|$.

Пусть θ есть угол между векторами \vec{p}_+ и \vec{k} , а ψ — между \vec{k}_1 и \vec{k} . Тогда, записав законы сохранения энергии и импульса в виде $k^{(4)} - p_+^{(4)} = p_-^{(4)}$, а затем возведя его в квадрат, получим

$$\cos \theta = \frac{2\varepsilon_+ E - E^2 + k^2}{2kp_+}. \quad (13)$$

Из тождества $k^{(4)} - k_1^{(4)} \equiv k_2^{(4)}$ находим соотношение для

$$\cos \psi = \frac{k^2 - E\Delta}{2k\omega_1}, \quad (14a)$$

$$d \cos \psi = \frac{k^2 + E\Delta}{2\omega_1 k^2} dk, \quad (14b)$$

где $\Delta \equiv \omega_2 - \omega_1$, $E \equiv \omega_2 + \omega_1$. Используя соотношения (13) и (14a), можно выразить релятивистские инварианты x_1 и x_2 (116) через переменные k и ε_+ . Действительно, поскольку $x_1 = -2p_+^{(4)} k_1^{(4)} = 2\omega_1(\varepsilon_+ - p_+ \cos \theta_1)$, где θ_1 есть угол между \vec{p}_+ и \vec{k}_1 , используя равенства (13) и (14), а также равенство

$$\cos \theta_1 = \cos \theta \cos \psi - \sin \theta \sin \psi \cos \varphi, \quad (15)$$

где φ — аксиальный угол между плоскостями (\vec{k}, \vec{p}_+) и (\vec{k}, \vec{k}_1) , получаем

$$z_1 = \frac{E^2 - k^2}{2k^2} [t(x) + u \cos \varphi], \tag{16}$$

где введены обозначения

$$x = z_- - E/2,$$

$$t(x) = k^2 + 2x\Delta, \tag{17}$$

$$u \equiv u(x^2) = \sqrt{(k^2 - \Delta^2) \left[k^2 \left(1 - \frac{4}{E^2 - k^2} \right) - 4x^2 \right]}.$$

Для определения z_2 заметим, что $z_1 + z_2 = -2p^{(4)}k^{(4)} = 2(z_+ E - p_+ k \cos \theta) = E^2 - k^2$. Тогда, используя уравнения (16) и (17), находим

$$z_2 = \frac{E^2 - k^2}{2k^2} [t(-x) - u \cos \varphi]. \tag{18}$$

Подставляя выражения (16) и (18) в сечение (10), интегрируя выражение (12) по $d\Omega_k, d\Omega_{k_1} = 2\pi d \cos \theta d \cos \varphi d\varphi$ и переходя к переменной k согласно (14б), получаем спектр электронов и позитронов

$$I(z_+, \omega_1, \omega_2) = \frac{dN}{d\epsilon} = \frac{\pi_0^2 d\Omega_+}{16\omega_1^2 \omega_2} \int_0^{\epsilon} \frac{k^2 + E\Delta}{k^3} \{ \Phi(k, x) + \Phi(k, -x) \} dk, \tag{19}$$

где

$$\Phi(k, x) = \left| 1 + \frac{4}{E^2 - k^2} - \frac{8}{(E^2 - k^2)^2} \left| \frac{2k}{R(k, x)} - \frac{16k(k^2 + 2x\Delta)}{(E^2 - k^2)^2 R^3(k, x)} - 1, \right. \right. \tag{20a}$$

$$R(k, x) = \sqrt{4 \frac{k^2 - \Delta^2}{E^2 - k^2} + (2x + \Delta)^2}; \quad \epsilon = z_+. \tag{20б}$$

Верхний и нижний пределы интегрирования по k при данном ϵ определяются из условия $|\overline{k^2 + \epsilon^2 - 2kp} < E - \epsilon < \sqrt{k^2 + \epsilon^2 + 2kp}$, которое следует из интегрирования δ -функции,

$$\int \dots \delta(E - \epsilon - \sqrt{k^2 + \epsilon^2 - 2kp \cos \theta}) d \cos \theta, \quad (p = p_+).$$

Решая данное неравенство, получаем

$$|x| < \frac{k}{2} \sqrt{1 - \frac{4}{E^2 - k^2}}; \tag{21a}$$

$$k^2 \leq b^2 = \frac{1}{2} \left| \frac{E^2}{4} - 1 + x^2 + \sqrt{\left(\frac{E^2}{4} - 1 + x^2 \right)^2 - E^2 x^2} \right|.$$

$$k^2 \geq a^2 = \max \left\{ \Delta^2; \frac{1}{2} \left[\frac{E^2}{4} - 1 + x^2 - \sqrt{\left(\frac{E^2}{4} - 1 + x^2 \right)^2 - E^2 x^2} \right] \right\}. \quad (216)$$

Из анализа выражений (21) непосредственно следует интервал изменения $x = \varepsilon - E/2$. При $1/\omega_1 + 1/\omega_2 \leq 2$ получаем, что $1 \leq \varepsilon \leq E - 1$. При $1/\omega_1 + 1/\omega_2 > 2$ покоящиеся электроны (позитроны) рождаться не могут. Действительно, в этом случае из условия $a^2 (= \Delta^2) \leq b^2$ следует

$$|x| \leq \frac{\Delta}{2} \sqrt{1 - \frac{4}{E^2 - \Delta^2}}.$$

Подставляя сюда значения $\Delta \equiv \omega_2 - \omega_1$ ($\omega_2 \geq \omega_1$) и $E \equiv \omega_1 + \omega_2$, получаем

$$1 < \frac{\omega_1 + \omega_2}{2} - \frac{\omega_2 - \omega_1}{2} \sqrt{1 - \frac{1}{\omega_1 \omega_2}} \leq \varepsilon \leq \frac{\omega_1 + \omega_2}{2} + \frac{\omega_2 - \omega_1}{2} \sqrt{1 - \frac{1}{\omega_1 \omega_2}}. \quad (22)$$

Отметим, что из (22) непосредственно следует полученное ранее условие $\omega_1 \omega_2 > 1$ для порога реакции фоторождения в изотропном облаке.

Интегрирование (19) и (20) приводит в общем случае к громоздким выражениям. Однако в наиболее важном случае, когда γ -кванты высоких энергий ω_2 рождает пару в облаке мягких фотонов ($\omega_1 \ll 1$) оказывается возможным получить для спектра рождающихся частиц достаточно простое аналитическое выражение. Действительно, из условия $\omega_1 \ll 1$ следует, что $1/\omega_1 + 2/\omega_2 > 2$, и тогда нижний предел интегрирования в (10) для всех допустимых значений x равен $\Delta = \omega_2 - \omega_1$, и значения импульса меняются в узком интервале $\omega_2 - \omega_1 \leq k \leq \omega_2 + \pi_1$. Заменяя в (21а) величину k перед корнем на $\omega_2 = E$ и разрешая полученное неравенство относительно k^2 , находим верхний предел для данного ε :

$$k^2 \leq E^2 \left[1 - \frac{1}{(E - \varepsilon) \varepsilon} \right]. \quad (23)$$

Замечая, что в рассматриваемом случае во всей области интегрирования по k выполняется неравенство $(\Delta \pm 2x)^2 \gg 4(k^2 - \Delta^2)/(E^2 - k^2)$, можем упростить подынтегральное выражение в (10), так как для $R(k, \pm x)$ (116) имеем:

$$\begin{aligned} R(k, x) &\simeq \Delta + 2x \simeq \varepsilon, \\ R(k, -x) &\simeq \Delta - 2x \simeq E - \varepsilon. \end{aligned} \quad (24)$$

Подставляя (24) в (20а) и интегрируя получающееся выражение (19) по k , получаем спектр рождающихся частиц

$$\begin{aligned} I(\varepsilon, \omega_1, \omega_2) &= \frac{\pi r_0^2}{4\omega_1^2 \omega_2^2} \left[\frac{4E^2}{(E-\varepsilon)^2} \ln \frac{4\omega_1(E-\varepsilon)\varepsilon}{E} - 8\omega_1 E + \right. \\ &\quad \left. + \frac{2(2\omega_1 E - 1)E^2}{(E-\varepsilon)\varepsilon} - \left(1 - \frac{1}{\omega_1 E}\right) \frac{E^3}{(E-\varepsilon)^2 \varepsilon^2} \right], \end{aligned} \quad (25)$$

где $\varepsilon = \varepsilon_{\pm}$, $E \simeq \omega_2$, ($mc^2 = 1$). Пределы изменения ε определяются из (22):

$$\frac{E}{2} \left(1 - \sqrt{1 - \frac{1}{\omega_1 E}}\right) \leq \varepsilon \leq \frac{E}{2} \left(1 + \sqrt{1 - \frac{1}{\omega_1 E}}\right). \quad (26)$$

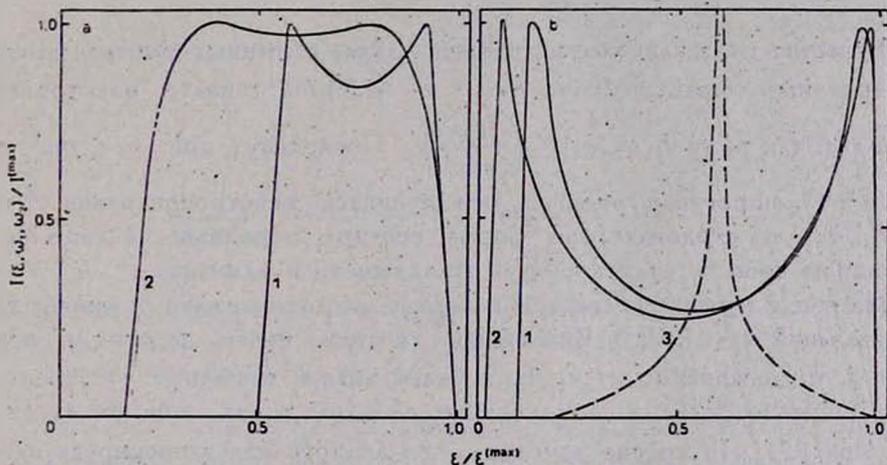


Рис. 1. Дифференциальные спектры электронов и позитронов $I(\varepsilon, \omega_1, \omega_2)$, генерируемых в облаке изотропно распределенных моноэнергетических фотонов с энергиями ω_1 и ω_2 . а) $\omega_1 \omega_2 = 2 (mc^2)^2$: 1 — $\omega_1 = 1 mc^2$, $\omega_2 = 2 mc^2$; 2 — $\omega_1 = 0.2 mc^2$, $\omega_2 = 10 mc^2$; б) $\omega_1 \omega_2 = 10 (mc^2)^2$: 1 — $\omega_1 = 1 mc^2$, $\omega_2 = 10 mc^2$; 2 — $\omega_1 = 0.1 mc^2$, $\omega_2 = 100 mc^2$; 3 — $\omega_1 = \omega_2 = \sqrt{10} mc^2$. Спектры отложены в относительных единицах.

На рис. 1 приведены (в относительных единицах) дифференциальные спектры электронов (позитронов), вычисленные по формулам (19), (20). Спектр является симметричным относительно точки $(\omega_1 + \omega_2)/2$. При $\omega_1 \neq \omega_2$ эта точка соответствует минимуму спектра, а спектр имеет 2 максимума, симметрично расположенных относительно точки минимума. При $\omega_1 \rightarrow \omega_2$ максимумы приближаются, и при $\omega_1 = \omega_2$ сливаются, приводя к ло-

гарифмической расходимости в точке $(\omega_1 + \omega_2)/2$ (спектр 3 на рис. 16), что, однако, не приводит к расходимости полного сечения. Эта расходимость физически объясняется тем, что лобовые столкновения между фотонами при $\omega_1 = \omega_2$ приводят к образованию моноэнергетических электронов и позитронов $\varepsilon_+ = \varepsilon_- = \omega_1 = \omega_2$, т. е. к δ -функциональной расходимости спектра в этой точке. Изотропность распределения фотонов сглаживает эту расходимость и приводит в итоге к логарифмической расходимости.

Следует отметить, что форма спектра электронов сильно зависит от значения параметра $z^2 = \omega_1 \omega_2 / m^2 c^4$. При $z^2 - 1 \lesssim 1$ спектр является пологим даже при $\omega_2 \gg mc^2$ (рис. 1а). Если же $z^2 \gg 1$, то максимумы становятся ярко выраженными (рис. 16).

В случае, если в облако моноэнергетических фотонов с энергией ω_1 входят высокоэнергетичные γ -кванты, распределенные по закону $n(\omega_2) d\omega_2$, спектр вторичных электронов будет

$$I(\varepsilon, \omega_1) = \frac{dN}{d\varepsilon} = \int I(\varepsilon, \omega_1, \omega_2) n(\omega_2) d\omega_2.$$

В частности, в наиболее интересном случае степенных спектров высокоэнергетичных γ -квантов $n(\omega_2) \sim \omega_2^{-\alpha}$ и $\omega_1 \ll 1 mc^2$ спектр электронов приводится к виду $F_1(\alpha, \omega_1) F_2\left(\frac{4\omega_1 \varepsilon}{m^2 c^4}\right)$. Поскольку при $\omega_1 \ll mc^2$ и $\omega_2 \gg m^2 c^4 / \omega_1$ пороговая энергия рождающихся электронов равна $\varepsilon^* = m^2 c^4 / 4\omega_1$, то следовательно форма спектра определяется лишь одним параметром α , если энергию откладывать в единицах ε^* .

На рис. 2 приведены спектры электронов (в относительных единицах) для значений $\alpha = 1, 2, 3$. Как видно, спектры имеют максимум при $\varepsilon/\varepsilon^* \simeq 2, 4$, независимо от α . При более низких значениях $\varepsilon/\varepsilon^*$ спектр резко обрывается, а в асимптотике $\varepsilon/\varepsilon^* \gg 1$ ведет себя по закону $\varepsilon^{-(\alpha+1)} \ln(\varepsilon/\varepsilon^*)$. Интересно заметить, что аналогичная зависимость наблюдается в спектрах γ -квантов, генерируемых при аннигиляции позитронов на лету [13], а также при обратном комптоновском рассеянии, если $\frac{4E\varepsilon\omega_1}{m^2 c^4} > 1$ [9, 10].

В случае, когда рентгеновские (полевые) фотоны также имеют некоторое распределение, необходимо провести усреднение по $n(\omega_1)$. Однако, если $n(\omega_1)$ является достаточно узким, например, планковским, то форма спектров на рис. 2 качественно не изменится, а значение масштабного параметра ε^* будет соответствовать значению для $\omega_1 = \bar{\omega} \simeq 3kT$.

В заключение отметим, что данные результаты получены в предположении изотропного распределения двух групп фотонов, что, очевидно, при-

водит к полной изотропии рождающихся электронов. Однако эти результаты применимы также при изотропном распределении фотонов хотя бы одной группы, если нас интересует энергетическое распределение электронов, интегрированное по всем направлениям. В частности, они могут пред-

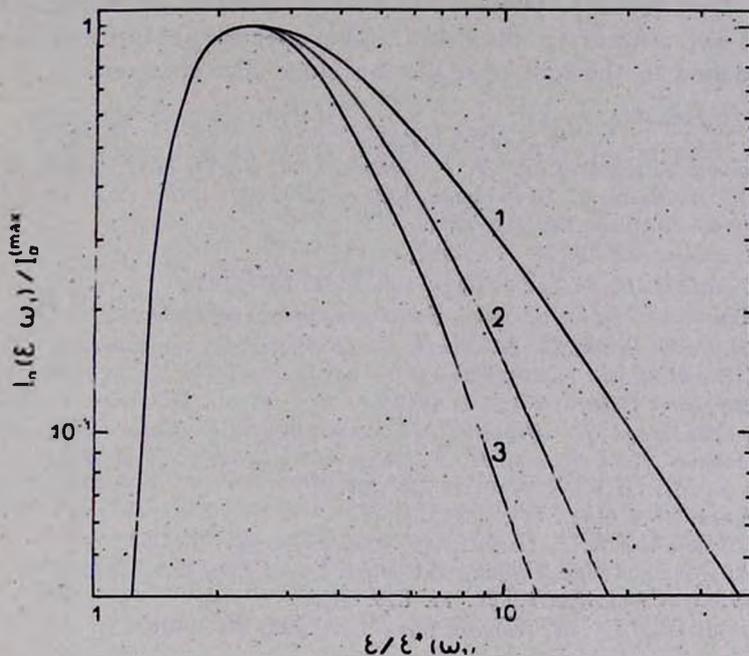


Рис. 2. Дифференциальные спектры электронов и позитронов $I_n(\varepsilon, \omega_1)$ для различных значений α : кр. 1 — $\alpha = 1$; кр. 2 — $\alpha = 2$; кр. 3 — $\alpha = 3$. Спектры отложены в относительных единицах.

ставить реальный интерес в задачах, в которых быстрая изотропизация электронов возможна без существенного искажения начального спектра электронов, например, при рассеяниях на магнитных неоднородностях.

Авторы выражают благодарность А. Г. Ахперджяну и Л. М. Озерному за обсуждения и советы.

Ереванский физический институт
Ереванский государственный университет

PHOTOPRODUCTION OF ELECTRON POSITRON PAIRS
IN COMPACT X-RAY SOURCES

F. A. AHARONIAN, A. M. ATOYAN, A. M. NAHAPETIAN

The significance of photoproduction of electron-positron pairs in compact X-ray sources is discussed. The spectral features of the electrons produced in the iontropic photon cloud are obtained.

ЛИТЕРАТУРА

1. L. Maraschi, T. Markert, K. M. V. Apparao, H. Bradt, H. Helmken, W. Weaton, W. A. Bally, L. E. Peterson, *Nature*, 272, 679, 1978.
2. K. Herterich, *Nature*, 250, 311, 1974.
3. А. И. Никитов, *ЖЭТФ*, 14, 393, 1962.
4. R. J. Gould, G. P. Schroeder, *Phys. Rev.*, 155, 1404, 1967.
5. А. И. Ахлесер, В. Б. Берестецкий, *Квантовая электродинамика*, Наука, М., 1969.
6. J. H. Ball, W. K. Ros, W. Graft, K. M. Price, W. A. Dent, R. W. Hobbs, E. K. Conklin, *Ap. J.*, 210, 836, 1978.
7. V. Schönfelder, *Nature*, 274, 345, 1978.
8. B. N. Swanenburg, K. Bennett, G. F. Bignami, P. Caruso, W. Hermsen, G. Kanbach, J. L. Masnou, H. A. Mayer-Hasselwander, J. A. Paul, B. Sacca, L. Scarfi, R. D. Wills, *Nature*, 275, 298, 1978.
9. F. C. Jones, *Phys. Rev.*, 167, 1159, 1968.
10. G. R. Blumenthal, R. J. Gould, *Rev. Mod. Phys.*, 42, 237, 1970.
11. F. A. Aharonian, A. M. Atoyán, *Astrophys. Space Sci.*, 79, 321, 1981.
12. B. McBreen, *Astron. Astrophys.*, 71, L19, 1979.
13. F. A. Aharonian, A. M. Atoyán, *Phys. Lett.* 99B, 301, 1981.

УДК 52—6—64

К ТЕОРИИ ИЗОТРОПНОГО РАССЕЯНИЯ ИЗЛУЧЕНИЯ В ОДНОРОДНОЙ ПЛОСКОПАРАЛЛЕЛЬНОЙ СРЕДЕ

Э. Х. ДАНИЕЛЯН

Поступила 6 июня 1982

Принята к печати 27 января 1983

В работе показано, что при изотропном рассеянии любую характеристику светового поля в слое конечной оптической толщины, вплоть до функции Грина, зависящей от пяти аргументов, можно вычислить всего лишь однократным или двукратным интегрированием по угловой переменной, если имеются численные значения неких вспомогательных функций $a(\eta, \tau_0)$ и $b(\eta, \tau_0)$. Такая возможность связана с использованием полученных в работе явных выражений для вспомогательных функций f и \bar{f} , а также вероятности $p(\tau, \tau', \tau_0, \eta)$ появления кванта на оптической глубине τ после его поглощения и переизлучения на оптической глубине τ' . Явные выражения для этих функций получены с помощью известных [12] выражений для резольвентной функции $\Phi(\tau, \tau_0)$ и резольвенты $\Gamma(\tau, \tau', \tau_0)$ уравнения переноса излучения. Для функций $a(\eta, \tau_0)$ и $b(\eta, \tau_0)$ получена система линейных интегральных уравнений.

1. *Введение.* В настоящей работе предлагается относительно простой способ нахождения характеристик светового поля в плоскопараллельной однородной среде. Такая возможность связана с проведением некоторых интегрирований по пространственной координате (оптической глубине) аналитически. При этом объем вычислений, как будет показано ниже, значительно сокращается. Для иллюстрации сказанного рассмотрим хорошо изученную задачу о нахождении углового распределения интенсивности излучения на некоторой глубине τ в полубесконечной среде, освещенной параллельными лучами при изотропном рассеянии. Для, например, восходящей интенсивности теория переноса дает следующее выражение:

$$I_1(\tau, \eta, \zeta) = \frac{1}{2\pi} \int_{\tau}^{\infty} e^{-\frac{t-\tau}{\eta}} S(t, \zeta) \frac{dt}{\eta}, \quad (1)$$

а для функции источника —

$$S(\tau, \zeta) = \frac{\lambda}{4} \varphi(\zeta) \left[e^{-\frac{\tau}{\zeta}} + \int_0^{\tau} e^{-\frac{\tau-t}{\zeta}} \Phi(t) dt \right], \quad (2)$$

следующее из уравнения, полученного В. А. Амбарцумяном [1]. Здесь $\varphi(\zeta)$ — функция Амбарцумяна, а $\Phi(\tau)$ — резольвентная функция Соболева, для которой И. Н. Мининым [2] было найдено явное интегральное представление

$$\Phi(\tau) = \frac{C e^{-k\tau}}{\varphi(1/k)} + \frac{\lambda}{2} \int_0^1 \frac{e^{-\tau\mu} d\mu}{\varphi(\mu) \mu R(\mu)}, \quad (3)$$

где

$$C = \frac{k(1-k^2)}{k^2-1+\lambda}, \quad R(\mu) = a^2(\mu) + \left(\frac{\lambda\pi\mu}{2}\right)^2, \quad a(\mu) = 1 - \frac{\lambda}{2} \mu \ln \frac{1+\mu}{1-\mu}, \quad (4)$$

а k есть корень характеристического уравнения $a(1/k) = 0$. Таким образом, конкретное вычисление интенсивности излучения сводится к предварительному нахождению φ -функции и трем интегрированиям — одному по угловой переменной по формуле (3) для множества значений τ из интервала $[0, \infty)$ и двух по оптической глубине по формулам (2) и (1).

Объем вычислений можно существенно сократить, проводя некоторые простые аналитические преобразования. Так, подставляя (2) в (1) и интегрируя по частям, получим

$$(\eta + \zeta) I_1(\tau, \zeta, \eta) = \frac{\lambda}{4} \zeta \varphi(\zeta) [F(\tau, \zeta) + \bar{F}(\tau, \eta)], \quad (5)$$

где обозначено:

$$F(\tau, \eta) = e^{-\tau/\eta} + \int_0^{\tau} e^{-\frac{\tau-t}{\eta}} \Phi(t) dt, \quad \bar{F}(\tau, \eta) = \int_{\tau}^{\infty} e^{-\frac{t-\tau}{\eta}} \Phi(t) dt. \quad (6)$$

Результат (5) не нов и был получен различными способами в работах [3—7]. Входящие туда вспомогательные функции F и \bar{F} проще всего вычислять из интегральных представлений посредством φ -функции, получающихся подстановкой (3) в (6) с последующим аналитическим интегрированием по оптической глубине. Такие формулы получены в работах [8] и [9], причем в последней на их основе даны довольно обширные таблицы. Таблицы этих функций приводятся также и в [7].

Эффективность последнего способа расчета поля диффузного излучения в рассмотренном примере очевидна, поскольку требует всего лишь одного интегрирования по угловой переменной (лишь для одного значения τ) и алгебраических операций. Расширить по возможности круг задач, в которых имеют место аналогичные упрощения, и является целью настоящей работы.

2. Резольвентная функция $\Phi(\tau, \tau_0)$ и вспомогательные функции $f(\tau, \tau_0, \eta)$ и $\tilde{f}(\tau, \tau_0, \eta)$ для слоя конечной оптической толщины. Алгебраические выражения, аналогичные (5), для слоя конечной оптической толщины впервые были получены в работе Г. Г. Кагивада и Р. Е. Калаба [10], а также другим путем нами в [11]. В первой для нахождения вспомогательных функций применяется метод инвариантного погружения. Во второй эти функции находятся совершенно иным способом; существенной особенностью которого является отсутствие каких бы то ни было интегрирований по пространственной переменной. Здесь же на основании идеи, изложенной выше, для функций f и \tilde{f} будут получены явные выражения посредством функций Амбарцумяна φ и ψ . Введенные в [11] вспомогательные функции f и \tilde{f} выражаются посредством резольвентной функции $\Phi(\tau, \tau_0)$ аналогично (6)

$$f(\tau, \tau_0, \eta) = e^{-\tau/\eta} + \int_0^{\tau} e^{-\frac{\tau-t}{\eta}} \Phi(t, \tau_0) dt, \quad \tilde{f}(\tau, \tau_0, \eta) = \int_{\tau}^{\tau_0} e^{-\frac{t-\tau}{\eta}} \Phi(t, \tau_0) dt. \quad (7)$$

Явное выражение для $\Phi(\tau, \tau_0)$ обобщающее известную формулу И. Н. Минина (3), было получено Н. Н. Роговцовым и А. М. Самсоном [12] формальным путем. В сущности оно содержится и в формуле, полученной В. В. Ивановым (см., например, [13], стр. 381, формула 1.26) из физических соображений. Перепишем явное выражение для $\Phi(\tau, \tau_0)$ в виде

$$\Phi(\tau, \tau_0) = C \left[e^{-k\tau} a\left(\frac{1}{k}, \tau_0\right) - e^{-k(\tau_0-\tau)} b\left(\frac{1}{k}, \tau_0\right) \right] + \frac{\lambda}{2} \int_0^1 \frac{e^{-\tau\mu} a(\mu, \tau_0) - e^{-\frac{\tau_0-\tau}{\mu}} b(\mu, \tau_0)}{\mu R(\mu)} d\mu. \quad (8)$$

Здесь обозначено

$$a(\mu, \tau_0) = 1 - \frac{\lambda}{2} \mu \int_0^1 \frac{\varphi(\zeta, \tau_0)}{\zeta + \mu} d\zeta; \quad b(\mu, \tau_0) = \frac{\lambda}{2} \mu \int_0^1 \frac{\psi(\zeta, \tau_0)}{\zeta + \mu} d\zeta, \quad (9)$$

а остальные обозначения те же, что и в (4), причем, введенные таким образом функции $a(\mu, \tau_0)$ и $b(\mu, \tau_0)$ связаны соотношением

$$a(\mu, \tau_0) \varphi(\mu, \tau_0) + b(\mu, \tau_0) \psi(\mu, \tau_0) = 1, \quad (10)$$

следующим из первого нелинейного уравнения Амбарцумяна для φ и ψ

Подставляя (8) в (7) и интегрируя по оптической глубине, для функций f и \bar{f} получим несколько громоздкие на вид, но в сущности простые, легко поддающиеся счету, выражения:

$$f(\tau, \tau_0, \eta) = e^{-\tau/\eta} + C \left[a\left(\frac{1}{k}, \tau_0\right) A\left(\tau, \eta, \frac{1}{k}\right) - b\left(\frac{1}{k}, \tau_0\right) A\left(\tau, \eta, -\frac{1}{k}\right) e^{-k\tau_0} \right] + \\ + \frac{\lambda}{2} \int_0^1 \frac{a(\mu, \tau_0) A(\tau, \eta, \mu) - b(\mu, \tau_0) A(\tau, \eta, -\mu) e^{-\tau_0/\mu}}{\mu R(\mu)} d\mu, \quad (11)$$

$$\bar{f}(\tau_0 - \tau, \tau_0, \eta) = C \left[a\left(\frac{1}{k}, \tau_0\right) A\left(\tau, \eta, -\frac{1}{k}\right) e^{-k\tau_0} - b\left(\frac{1}{k}, \tau_0\right) A\left(\tau, \eta, \frac{1}{k}\right) \right] + \\ + \frac{\lambda}{2} \int_0^1 \frac{a(\mu, \tau_0) A(\tau, \eta, -\mu) e^{-\tau_0/\mu} - b(\mu, \tau_0) A(\tau, \eta, \mu)}{\mu R(\mu)} d\mu. \quad (12)$$

В этих выражениях A — элементарная функция, имеющая следующий вид:

$$A(\tau, \eta, \mu) = \frac{\tau\mu}{\eta - \mu} (e^{-\tau/\eta} - e^{-\tau/\mu}). \quad (13)$$

Заметим, что выражения (11) и (12) переходят друг в друга заменой функции $A(\tau, \eta, \mu)$ на $A(\tau, \eta, -\mu) e^{-\tau_0/\mu}$ и наоборот (именно поэтому в (12) аргумент τ мы заменили на $\tau_0 - \tau$). Легко видеть также, что эти выражения не содержат никаких сингулярностей. Функции f и \bar{f} позволяют находить как величину $\tau(\tau_0, \eta)$ — вероятность выхода кванта из среды, так и интенсивность излучения на глубине τ в слое конечной толщины τ_0 , освещенной параллельными лучами, посредством алгебраических операций. Это следует из результатов, полученных в работах [10] и [11]. В дальнейшем мы покажем, что посредством этих функций выражаются и решения более сложных задач — таких, как отыскание характеристик светового поля в среде, содержащей внутренние первичные источники энергии.

3. Поле излучения в среде, содержащей источники энергии. В упоминавшейся выше работе [12] приводится также и явное интегральное представление для резольвенты $\Gamma(\tau, \tau', \tau_0)$ посредством выходящего излучения

ния (двукратным интегрированием по угловой переменной). Выходящее излучение в данном случае представляет собой ни что иное, как $p(\tau, \tau_0, \eta)$ и $p(\tau_0 - \tau, \tau_0, \eta)$ — вероятности выхода кванта по разные стороны слоя, которые авторы рекомендуют находить из некоторой системы быстросходящихся линейных интегральных уравнений. Однако нам представляется более целесообразным несколько иной путь. Вводя величину

$$B(\tau, \tau_0, \zeta) = 2\pi\zeta \int_0^1 \frac{p(\tau, \tau_0, \mu)}{\mu + \zeta} d\mu,$$

выражение, полученное в [12], можно записать так:

$$\begin{aligned} \Gamma(\tau, \tau', \tau_0) = C \left[e^{-k|\tau' - \tau|} - e^{-k\tau} B\left(\tau', \tau_0, \frac{1}{k}\right) - \right. \\ \left. - e^{-k(\tau_0 - \tau)} B\left(\tau_0 - \tau', \tau_0, \frac{1}{k}\right) \right] + \\ + \frac{\lambda}{2} \int_0^1 \frac{e^{-\frac{|\tau' - \tau|}{\mu}} - e^{-\tau\mu} B(\tau', \tau_0, \mu) - e^{-\frac{\tau_0 - \tau}{\mu}} B(\tau_0 - \tau', \tau_0, \mu)}{\mu R(\mu)} d\mu. \end{aligned} \quad (14)$$

Пользуясь же формулами (26) и (27) работы [11], легко видеть, что

$$B(\tau, \tau_0, \zeta) = a(\tau, \tau_0) \tilde{f}(\tau, \tau_0, \zeta) + b(\zeta, \tau_0) f(\tau_0 - \tau, \tau_0, \zeta). \quad (15)$$

Таким образом, имея функции $a(\zeta, \tau_0)$ и $b(\zeta, \tau_0)$, мы можем, двукратным интегрированием по угловой переменной, найти резольвенту. Численные же значения функций $a(\zeta, \tau_0)$ и $b(\zeta, \tau_0)$, на наш взгляд, все же получить легче, чем численные значения $p(\tau, \tau_0, \zeta)$ и $p(\tau_0 - \tau, \tau_0, \zeta)$ даже при облегченном способе вычисления этих последних.

В работе [8] была введена величина $p(\tau, \tau', \tau_0, \eta)$, представляющая собой плотность вероятности того, что квант, поглощенный на глубине τ' в слое толщины τ_0 , в результате диффузии пересечет некую плоскость, параллельную границе среды на глубине τ в направлении η , в телесном угле $d\omega$. Там же сказано, что функцию Грина — $G(\tau, \tau', \tau_0, \eta, \zeta)$ можно алгебраически выразить через нее. Это выражение приводится в работе О. В. Пикичяна [14]. Величину $p(\tau, \tau', \tau_0, \eta)$, дающую интенсивность излучения при наличии в среде изотропного источника, можно найти с помощью (14), интегрируя $\Gamma(\tau, \tau', \tau_0)$ с некоторым экспоненциальным множителем. Например, для случая $\tau' > \tau$, учитывая физический смысл функций $\Gamma(\tau, \tau', \tau_0)$ и $p(\tau, \tau', \tau_0, \eta)$, легко видеть, что

$$\frac{4\pi}{\lambda} p(\tau, \tau', \tau_0, -\eta) = \int_0^{\tau} e^{-\frac{\tau-t}{\eta}} \Gamma(t, \tau', \tau_0) dt \quad (16)$$

и

$$\frac{4\pi}{\lambda} p(\tau, \tau', \tau_0, \eta) = e^{-\frac{\tau'-\tau}{\eta}} + \int_{\tau}^{\tau_0} e^{-\frac{t-\tau}{\eta}} \Gamma(t, \tau', \tau_0) dt \quad (17)$$

(в обеих формулах $\eta > 0$). Подставляя (14) в (16) и (17) и интегрируя по оптической глубине, получим:

$$\begin{aligned} & \frac{4\pi}{\lambda} p(\tau, \tau', \tau_0, -\eta) = \\ & = C \left\{ \left[e^{-k\tau'} - e^{-k\tau_0} B\left(\tau_0 - \tau', \tau_0, \frac{1}{k}\right) \right] A\left(\tau, \eta, -\frac{1}{k}\right) - \right. \\ & \quad \left. - B\left(\tau', \tau_0, \frac{1}{k}\right) A\left(\tau, \eta, \frac{1}{k}\right) \right\} + \\ & + \frac{\lambda}{2} \int_0^1 \frac{[e^{-\tau'/\mu} - e^{-\tau_0/\mu} B(\tau_0 - \tau', \tau_0, \mu)] A(\tau, \eta, -\mu) - B(\tau', \tau_0, \mu) A(\tau, \eta, \mu)}{\mu R(\mu)} d\mu, \end{aligned} \quad (18)$$

$$\begin{aligned} & \frac{4\pi}{\lambda} p(\tau, \tau', \tau_0, \eta) = e^{-\frac{\tau'-\tau}{\eta}} + C \left[A\left(\tau' - \tau, \eta, \frac{1}{k}\right) + \right. \\ & + e^{-\frac{\tau_0-\tau}{\eta}} A\left(\tau_0 - \tau', -\eta, \frac{1}{k}\right) - A\left(\tau_0 - \tau, \eta, -\frac{1}{k}\right) e^{-k\tau_0} B\left(\tau', \tau_0, \frac{1}{k}\right) - \\ & \quad \left. - A\left(\tau_0 - \tau, \eta, \frac{1}{k}\right) B\left(\tau_0 - \tau', \tau_0, \frac{1}{k}\right) \right] + \\ & + \frac{\lambda}{2} \int_0^1 \left[A(\tau' - \tau, \eta, \mu) + e^{-\frac{\tau_0-\tau}{\eta}} A(\tau_0 - \tau', -\eta, \mu) - \right. \\ & \quad \left. - A(\tau_0 - \tau, \eta, -\mu) e^{-k\tau_0} B(\tau', \tau_0, \mu) - \right. \\ & \quad \left. - A(\tau_0 - \tau, \eta, \mu) B(\tau_0 - \tau', \tau_0, \mu) \right] \frac{d\mu}{\mu R(\mu)}. \end{aligned} \quad (19)$$

В этих формулах A — элементарная функция, введенная выше. При получении последнего выражения интеграл, присутствующий в (17), необ-

ходимо разбить на два интеграла в пределах от τ до τ' и от τ' до τ_0 , ввиду наличия в (14) модуля разности $|\tau - \tau'|$. Для случая же, когда $\tau > \tau'$, величину $p(\tau, \tau', \tau_0, \eta)$ можно найти, если воспользоваться частным случаем выражения, полученного О. В. Пикичином [14].

$$p(\tau', \tau, \tau_0, -\zeta) = p(\tau, \tau', \tau_0, \zeta) - \frac{\zeta}{2\pi} [U(\tau', \tau_0, \zeta) V(\tau, \tau_0, \zeta) - U(\tau_0 - \tau', \tau_0, \zeta) V(\tau_0 - \tau, \tau_0, \zeta)]. \quad (20)$$

Здесь $U(\tau, \tau_0, \zeta)$ и $V(\tau, \tau_0, \zeta)$ — вспомогательные функции, введенные в работе [14], определены как для положительных, так и для отрицательных значений аргумента ζ и просто выражаются через вспомогательные функции f и \tilde{f} (подробнее об этом см. [8]). Таким образом, считая заданными функции $a(\zeta, \tau_0)$ и $b(\zeta, \tau_0)$, можно двукратным интегрированием по угловой переменной найти также характеристики поля излучения, как резольвенту $-\Gamma(\tau, \tau', \tau_0)$, а также $p(\tau, \tau', \tau_0, \eta)$ и $G(\tau, \tau', \tau_0, \eta, \zeta)$ — величины, дающие интенсивность излучения на глубине τ , если на глубине τ' имеется изотропный или мононаправленный первичный источник (выше говорилось о том, что функция Грина $-G$ выражается алгебраически через p).

4. Частные задачи. В работах [15] и [11] для величины вероятности выхода кванта $-p(\tau, \tau_0, \eta)$ приводится следующая формула:

$$\frac{4\pi}{\lambda} p(\tau, \tau_0, \eta) = \varphi(\eta, \tau_0) f(\tau, \tau_0, \eta) - \psi(\eta, \tau_0) \tilde{f}(\tau_0 - \tau, \tau_0, \eta). \quad (21)$$

Устремляя в последней η к бесконечности и учитывая, что

$$\varphi(\infty, \tau_0) = \psi(\infty, \tau_0) = \frac{1}{1 - \lambda/2 [\varphi_0(\tau_0) - \psi_0(\tau_0)]},$$

$$\frac{4\pi}{\lambda} p(\tau, \tau_0, \infty) = \bar{N}(\tau, \tau_0),$$

для среднего числа рассеяний фотона, получим следующее выражение:

$$\begin{aligned} \bar{N}(\tau, \tau_0) \left[1 - \frac{\lambda}{2} \varphi_0(\tau_0) - \frac{\lambda}{2} \psi_0(\tau_0) \right] &= 1 + \\ + \frac{C}{k} \left[a\left(\frac{1}{k}, \tau_0\right) + b\left(\frac{1}{k}, \tau_0\right) \right] (1 - e^{-k\tau} - e^{-k(\tau_0 - \tau)} + e^{-k\tau_0}) &+ \\ + \frac{\lambda}{2} \int_0^1 \frac{[a(\mu, \tau_0) + b(\mu, \tau_0)] (1 - e^{-\tau/\mu} - e^{-\frac{\tau_0 - \tau}{\mu}} + e^{-\tau_0/\mu})}{R(\mu)} d\mu. & \quad (22) \end{aligned}$$

Частный случай консервативного рассеяния ($\lambda = 1$) приходится рассматривать особо, поскольку при этом в полученных явных выражениях появляются неопределенности типа $0 \cdot \infty$ (множитель C во внеинтегральном члене стремится к бесконечности, а величина в скобках стремится к нулю). Опуская несложные выкладки, приведем лишь некоторые окончательные выражения для этого важного частного случая:

$$\psi_0(\tau_0) \bar{N}(\tau, \tau_0) = 1 + \frac{3}{2} \tau(\tau_0 - \tau) \psi_0(\tau_0) + \frac{1}{2} \int_0^1 \frac{[a(\mu, \tau_0) + b(\mu, \tau_0)] (1 - e^{-\tau/\mu} - e^{-\frac{\tau_0 - \tau}{\mu}} + e^{-\tau_0/\mu})}{R(\mu)} d\mu, \quad (23)$$

$$f(\tau, \tau_0, \eta) = e^{-\tau/\eta} + \frac{3}{2} \eta (1 - e^{-\tau/\eta}) [\psi_1(\tau_0) + (\tau_0 + \eta) \psi_0(\tau_0)] - \frac{3}{2} \eta \tau \psi_0(\tau_0) + \quad (24)$$

$$+ \frac{1}{2} \int_0^1 \frac{a(\mu, \tau_0) A(\tau, \eta, \mu) - b(\mu, \tau_0) A(\tau, \eta - \mu) e^{-\tau/\mu}}{\mu R(\mu)} d\mu,$$

$$\bar{f}(\tau_0 - \tau, \tau_0, \eta) = \frac{3}{2} \eta (1 - e^{-\tau/\eta}) [\varphi_1(\tau_0) - (\tau_0 + \eta) \psi_0(\tau_0)] + \frac{3}{2} \eta \tau \psi_0(\tau_0) + \quad (25)$$

$$+ \frac{1}{2} \int_0^1 \frac{a(\mu, \tau_0) A(\tau, \eta, -\mu) e^{-\tau/\mu} - b(\mu, \tau_0) A(\tau, \eta, \mu)}{\mu R(\mu)} d\mu$$

$$p(\tau, \tau', \tau_0, -\eta) = \frac{3}{4} \eta (1 - e^{-\tau/\eta}) \left| P_1(\tau', \tau_0) + P_1(\tau_0 - \tau', \tau_0) + \tau_0 P_0(\tau_0 - \tau', \tau_0) - 2P_0(\tau', \tau_0) \eta - \frac{\tau'}{2\pi} \right| + \frac{3}{2} \tau \eta P_0(\tau', \tau_0) + \quad (26)$$

$$+ \frac{1}{8\pi} \int_0^1 \frac{[e^{-\tau'/\mu} - e^{-\tau_0/\mu}] B(\tau_0 - \tau', \tau_0, \mu) [A(\tau, \eta, -\mu) - B(\tau', \tau_0, \mu) A(\tau, \eta, \mu)]}{\mu R(\mu)} d\mu,$$

$$\begin{aligned}
p(\tau, \tau', \tau_0, \eta) = & \frac{3}{2} \eta (1 - e^{-\frac{\tau_0 - \tau}{\eta}}) \left[P_1(\tau', \tau_0) - (\tau_0 + \eta) P_0(\tau', \tau_0) - \right. \\
& \left. - \frac{\tau_0 - \tau}{4\pi} \right] - \frac{3}{2} \eta (\tau_0 - \tau) P_0(\tau', \tau_0) + e^{-\frac{\tau_0 - \tau}{\eta}} + \\
& + \frac{3\eta^2}{4\pi} (e^{-\frac{\tau_0 - \tau}{\eta}} - e^{-\frac{\tau' - \tau}{\eta}}) + \frac{3}{8\pi} (\tau_0 - \tau') (1 + e^{-\frac{\tau_0 - \tau}{\eta}}) + \\
& + \frac{1}{8\pi} \int_0^1 [A(\tau' - \tau, \eta, \mu) + e^{-\frac{\tau_0 - \tau}{\eta}} A(\tau_0 - \tau', -\eta, \mu) - \\
& - A(\tau_0 - \tau, \eta, -\mu) e^{-\tau_0/\mu} B(\tau', \tau_0, \mu) - \\
& - A(\tau_0 - \tau, \eta, \mu) B(\tau_0 - \tau', \tau_0, \mu)] \frac{d\mu}{\mu R(\mu)}.
\end{aligned} \tag{27}$$

В формулах (22)–(27), φ_0 , ψ_0 , P_0 и φ_1 , ψ_1 , P_1 — соответственно нулевые и первые угловые моменты функций $\varphi(\eta, \tau_0)$, $\psi(\eta, \tau_0)$ и $p(\tau, \tau_0, \eta)$. Выражения для $\Phi(\tau, \tau_0)$ и $\Gamma(\tau, \tau', \tau_0)$ для случая консервативного рассеяния приводятся в работе [12].

Особенно простые выражения можно получить для аналогичных характеристик излучения в полубесконечной среде, однако здесь мы эти выражения не приводим по причине тривиальности предельного перехода при $\tau_0 \rightarrow \infty$.

5. *Интегральные уравнения для функций $\varphi(\eta, \tau_0)$, $\psi(\eta, \tau_0)$ и $a(\eta, \tau_0)$, $b(\eta, \tau_0)$.* В полученные выше выражения (11), (12), (18), (19), (22)–(27), так же, как и в (8) и (14), входят вспомогательные функции $a(\eta, \tau_0)$ и $b(\eta, \tau_0)$. Численные значения этих функций можно найти по формулам (9), если имеются таблицы φ и ψ -функций Амбарцумяна. Можно указать и другой путь для их нахождения, не прибегая при этом к помощи таблиц φ и ψ -функций. Так, из формул (7) следует, что

$$f(\tau_0, \tau_0, \eta) = \psi(\eta, \tau_0) \text{ и } \tilde{f}(0, \tau_0, \eta) = \varphi(\eta, \tau_0) - 1.$$

Полагая в (11) и (12) $\tau = \tau_0$, получим

$$\begin{aligned}
\psi(\eta, \tau_0) = & e^{-\tau_0/\eta} + C \left[a\left(\frac{1}{k}, \tau_0\right) A\left(\tau_0, \eta, \frac{1}{k}\right) - \right. \\
& \left. - b\left(\frac{1}{k}, \tau_0\right) A\left(\tau_0, \eta, -\frac{1}{k}\right) e^{-k\tau_0} \right] +
\end{aligned} \tag{28}$$

$$\begin{aligned}
& + \frac{\lambda}{2} \int_0^1 \frac{a(\mu, \tau_0) A(\tau_0, \eta, \mu) - b(\mu, \tau_0) A(\tau_0, \eta, -\mu) e^{-\tau_0/\mu}}{\mu R(\mu)} d\mu \\
\varphi(\eta, \tau_0) &= 1 + C \left[a\left(\frac{1}{k}, \tau_0\right) A\left(\tau_0, \eta, \frac{1}{k}\right) e^{-k\tau_0} - \right. \\
& \quad \left. - b\left(\frac{1}{k}, \tau_0\right) A\left(\tau_0, \eta, \frac{1}{k}\right) \right] + \\
& + \frac{\lambda}{2} \int_0^1 \frac{a(\mu, \tau_0) A(\tau_0, \eta, -\mu) e^{-\tau_0/\mu} - b(\mu, \tau_0) A(\tau_0, \eta, \mu)}{\mu R(\mu)} d\mu.
\end{aligned} \tag{29}$$

Последнее выражение при $\tau_0 = \infty$ переходит в уравнение для φ -функции Амбарцумяна,

$$\varphi(\eta) = 1 + \frac{C\tau_0}{\varphi(1/k)(1+k\eta)} + \frac{\lambda}{2} \int_0^1 \frac{d\mu}{R(\mu)\varphi(\mu)(\mu+\eta)}. \tag{30}$$

полученное Р. Р. Андреасяном и нами другим путем [16] (для частного случая $\lambda = 1$ ранее оно было получено В. Г. Буславским [17]). Это уравнение примечательно тем, что при его численном решении скорость сходимости итерационного процесса очень велика и не зависит от значения параметра λ . Выражения (28) и (29) можно рассматривать, имея ввиду (9), как систему интегральных уравнений для нахождения φ и ψ -функций. При численном решении такой системы, итерационный процесс также сходится быстро (если заданы значения величины $a(1/k, \tau_0)$ и $b(1/k, \tau_0)$ и независимо от λ). Это показано в работе [12], в которой получена система интегральных уравнений для более общего случая определения граничных интенсивностей при произвольных первичных источниках.

Умножая (28) и (29) на $\frac{\lambda}{2} \frac{\zeta d\zeta}{\eta + \zeta}$ и интегрируя в пределах от нуля до единицы, получим систему интегральных уравнений для вспомогательных функций $a(\zeta, \tau_0)$ и $b(\zeta, \tau_0)$.

$$\begin{aligned}
b(\zeta, \tau_0) &= \frac{\lambda}{2} \zeta \int_0^1 \frac{e^{-\tau_0/\eta}}{\eta + \zeta} d\eta + C \left[a\left(\frac{1}{k}, \tau_0\right) \bar{A}\left(\tau_0, \zeta, \frac{1}{k}\right) - \right. \\
& \quad \left. - b\left(\frac{1}{k}, \tau_0\right) \bar{A}\left(\tau_0, \zeta, -\frac{1}{k}\right) e^{-k\tau_0} \right] + \\
& + \frac{\lambda}{2} \int_0^1 \frac{a(\mu, \tau_0) \bar{A}(\tau_0, \zeta, \mu) - b(\mu, \tau_0) \bar{A}(\tau_0, \zeta, -\mu) e^{-\tau_0/\mu}}{\mu R(\mu)} d\mu.
\end{aligned} \tag{31}$$

$$\alpha(\zeta, \tau_0) = 1 - \frac{\lambda}{2} \zeta \ln \frac{1 + \zeta}{\zeta} -$$

$$- C \left[\alpha\left(\frac{1}{k}, \tau_0\right) \bar{A}\left(\tau_0, \zeta, -\frac{1}{k}\right) e^{-k\tau_0} - b\left(\frac{1}{k}, \tau_0\right) \bar{A}\left(\tau_0, \zeta, \frac{1}{k}\right) \right] - (32)$$

$$- \frac{\lambda}{2} \int_0^1 \frac{\alpha(\mu, \tau_0) \bar{A}(\tau_0, \zeta, -\mu) e^{-\mu\tau_0} - b(\mu, \tau_0) \bar{A}(\tau_0, \zeta, \mu)}{\mu R(\mu)} d\mu$$

где \bar{A} — уже неэлементарная функция

$$\bar{A}(\tau, \zeta, \mu) = \frac{\lambda}{2} \zeta \int_0^1 \frac{A(\tau, \eta, \mu)}{\eta + \zeta} d\eta$$

6. *Заключение.* Явные выражения для функций f , \bar{f} и $p(\tau, \tau', \tau_0, \eta)$ позволяют, после предварительного нахождения функций $a(\eta, \tau_0)$ и $b(\eta, \tau_0)$, по формулам (9) или из системы (31)—(32) рассчитать любую характеристику поля излучения в рассеивающей среде конечной оптической толщины, вплоть до функции Грина, всего лишь одно или двукратным интегрированием по угловой переменной, в принципе, с любой степенью точности.

Нами совместно с Р. Р. Андреасяном были проведены пробные вычисления величин $\Phi(\tau, \tau_0)$, f , \bar{f} , \bar{N} по формулам (8), (23)—(25), и полученные результаты сравнивались со значениями аналогичных величин, приведенных в работах [18, 19] и [10]. Как и в двух последних работах, была использована квадратурная формула Гаусса седьмого порядка, а значения функций $a(\zeta_i, \tau_0)$ и $b(\zeta_i, \tau_0)$ в узлах были вычислены по формуле Симпсона из выражений (9), значения же φ и ψ -функций Амбарцумяна брались из работы Дж. Л. Карлстеда и Т. В. Малликина [20]. Полученные нами численные значения совпали с вычисленными ранее другими авторами с точностью до нескольких единиц в четвертом, а иногда в пятом знаке.

В заключение автор искренне благодарит академика В. А. Амбарцумяна за руководство и проявленный интерес к настоящей работе, а также Р. Р. Андреасяна и О. В. Пикичяна за помощь и неоднократные обсуждения.

Бюраканская астрофизическая
обсерватория

ON THE THEORY OF ISOTROPIC SCATTERING OF RADIATION IN HOMOGENEOUS PLANE PARALLEL SLAB

E. KH. DANIELIAN

Explicit expressions of the characterizations of the diffuse field radiation are deduced in the homogeneous plane parallel slab of finite optical thickness for the case of isotropic scattering. It has been shown, that any characterization of the radiated field, down to Green's function, depending on five arguments, no more than double integration on angular variable may be found if there are numerical values of some auxiliary functions, depending on two arguments. The numerical values of the last may be found by the table of Ambartsumian functions or independently, from some system of linear integral equations.

ЛИТЕРАТУРА

1. В. А. Амбарцумян, *Астрон. ж.*, 19, 30, 1942.
2. И. Н. Минин, *ДАН СССР*, 120, 63, 1958.
3. Т. W. Mullikin, *Proc. Interdisciplinary Conference on Electromagnetic Scattering. Univ. of Massachusetts*, 1965, p. 697.
4. С. Д. Гутшабаш, *Вестн. ЛГУ*, № 1, 158, 1957.
5. Э. Х. Даниелян, М. А. Мнацаканян, *Сообщ. Бюраканской обс.*, 46, 101, 1975.
6. Э. Г. Яновидский, *ДАН СССР*, 227, 1319, 1976.
7. А. L. Crosbie, T. L. Linsenhardt, *AIAA J.*, 15, No. 11, 1604, 1977. (русск. пер. *Ракетная техника и космонавтика*, стр. 84, 1977).
8. Э. Х. Даниелян, О. В. Пикичян, *Астрофизика*, 13, 275, 1977.
9. Р. Р. Андреасян, *Сообщ. Бюраканской обс.*, 50, 79, 1978.
10. Н. Н. Kagtzada, R. E. Kalaba, *Ap. J.*, 147, 301, 1967.
11. Э. Х. Даниелян, *Астрофизика*, 12, 579, 1976.
12. Н. Н. Рогозов, А. М. Самсон, *Журнал прикладной спектроскопии*, 25, 512, 1976.
13. В. В. Иванов, *Перенос излучения и спектры небесных тел*, Наука, М., 1969.
14. О. В. Пикичян, *Астрофизика*, 14, 169, 1978.
15. Н. Н. Kagtzada, R. E. Kalaba, *JQSRT*, 8, 843, 1968.
16. Р. Р. Андреасян, Э. Х. Даниелян, *Сообщ. Бюраканской обс.*, 50, 114, 1978.
17. В. Г. Буславский, *Изв. Крымской обс.*, 35, 81, 1966.
18. Д. И. Назирнер, *Астрофизика*, 9, 347, 1973.
19. Ж. Белл, Р. Калаба, С. Уэно, *Астрофизика*, 7, 23, 1971.
20. J. L. Garlsted, T. W. Mullikin, *Ap. J., Suppl. ser.*, 12, No. 113, 1966.

УДК 524.57

ПЛАНКОВСКИЕ СРЕДНИЕ СЕЧЕНИЯ ЛУЧЕВОГО ДАВЛЕНИЯ
ДЛЯ НЕСФЕРИЧЕСКИХ ПЫЛИНОК. II

Н. В. ВОЩИННИКОВ, В. Б. ИЛЬИН

Поступила 20 апреля 1982

Принята к печати 27 января 1983

Рассчитаны планковские средние сечения лучевого давления для динамически ориентированных цилиндрических пылинок, состоящих из графита, чистого и загрязненного железа, льда, силикатов (обсидиан и базальт) и карбида кремния. Считалось, что частицы полностью ориентированы механизмом типа Дэвиса—Гринстейна. Рассматривались пылинки с радиусами от 0.001 до 1 мкм и четыре значения эффективной температуры: 3300, 5770, 15500 и 40000 К. Найдено, что планковские средние сечения слабо зависят от угла между направлениями ориентации и падающего излучения.

1. *Введение.* В предыдущей работе авторов [1] были рассмотрены планковские средние сечения лучевого давления для статически ориентированных пылинок, имеющих форму бесконечных круговых цилиндров. В реальных условиях (межзвездная и межпланетная среда, околозвездные оболочки) несферические пылинки, как правило, вращаются с большими угловыми скоростями, а магнитное поле, потоки газа или излучения ориентируют их угловые моменты [2—4]. Считается, что межзвездная поляризация возникает при частичном поглощении неполяризованного излучения звезд такими динамически ориентированными пылинками. При полной ориентации, определяемой магнитным полем, межзвездные частицы вращаются вокруг осей, относительно которых момент инерции максимален, а угловые моменты направлены вдоль магнитного поля (полная ориентация типа Дэвиса—Гринстейна, ДГ-ориентация [5, 6]). Направление ориентации задается магнитным полем и в тех случаях, когда его сила невелика, а на ориентацию частиц существенно влияют анизотропные газовые или световые потоки [3].

В данной работе приведены результаты расчетов планковских средних сечений лучевого давления для цилиндрических пылинок при полной ДГ-ориентации.

Заметим, что наличие компонента силы лучевого давления, направленного перпендикулярно падающему излучению [1], мало повлияет на сте-

пень и направление ориентации пылинок, поскольку ориентация, в основном, происходит под действием спина, а не импульса фотонов [3, 7],

2. *Планковские средние сечения.* Рассмотрим цилиндрическую частицу радиуса a , вращающуюся с постоянной угловой скоростью вокруг перпендикуляра к ее оси, направление которого составляет угол θ с направлением падающего неполяризованного излучения. В этом случае выражение для планковских средних сечений лучевого давления записывается следующим образом:

$$\bar{C}_{pr}(a, \theta, T) = \frac{2}{\pi} \int_0^{\pi/2} \frac{1}{2} [\bar{C}_{pr}^E(a, a, T) + \bar{C}_{pr}^H(a, a, T)] d\varphi, \quad (1)$$

где T — температура, а $\bar{C}_{pr}^{E, H}$ — планковские средние сечения лучевого давления для статически ориентированных частиц, определяемые формулой (8) в [1]. Индексы E и H соответствуют случаям, когда ось цилиндра параллельна электрическому и магнитному вектору падающего излучения соответственно. Угол α представляет собой угол между перпендикуляром к оси цилиндра и направлением падающего излучения; он связан с θ и φ (углом в плоскости вращения) соотношением

$$\cos^2 \alpha = \cos^2 \theta \cos^2 \varphi + \sin^2 \varphi. \quad (2)$$

Выражение (1) можно переписать, используя геометрическое сечение частицы G

$$\bar{C}_{pr}(a, \theta, T) = G \cdot \bar{Q}_{pr}(a, \theta, T). \quad (3)$$

Здесь

$$\bar{Q}_{pr}(a, \theta, T) = \frac{2}{\pi} \int_0^{\pi/2} \frac{1}{2} [\bar{Q}_{pr}^E(a, a, T) + \bar{Q}_{pr}^H(a, a, T)] d\varphi \quad (4)$$

— нормированный планковский средний фактор лучевого давления для динамически ориентированных пылинок, а $\bar{Q}_{pr}^{E, H}$ — аналогичные факторы для статически ориентированных частиц (см. формулу (9) в [1]). Интегрирование в (4) проведено тем же способом, что и при нахождении $\bar{Q}_{pr}^{E, H}$; относительная погрешность составляла $\lesssim 10^{-4}$.

3. *Результаты и обсуждение.* На основе полученных в работе [1] величин $\bar{Q}_{pr}^{E, H}(a, a, T)$ мы провели расчеты факторов $\bar{Q}_{pr}(a, \theta, T)$ для цилиндрических частиц с радиусами от 0.001 до 1 мкм, семи значений $\theta = 0^\circ$ (15°) 90° и четырех температур: 3300, 5770, 15500, 40000 К. Рас-

считались пылинки, состоящие из веществ с металлическими (чистое (Fe 1) и загрязненное (Fe 2) железо, графит) и диэлектрическими (лед, силикаты (обсидиан и базальт) и карбид кремния) свойствами. Сведения о показателях преломления использованных веществ приведены в работе [1]. Напомним, что при вычислениях планковских средних сечений факторов $\bar{Q}_{pr}(\alpha, \alpha, T)$ мы использовали факторы эффективности лучевого давления Q_{pr1} , то есть рассматривали лишь компонент силы лучевого давления, направленный параллельно падающему излучению. Некоторые результаты расчетов приведены в табл. 1 и 2.

Для частиц из данного вещества зависимость \bar{Q}_{pr} от θ определяется, в основном, величиной $d = a \cdot T$. При малых значениях $d (\leq 20 \text{ мкм} \cdot \text{К})$ на значительной части промежутка интегрирования при нахождении \bar{Q}_{pr} можно воспользоваться рэлеевскими формулами для факторов эффективности лучевого давления, найденными в работе [1]. После подстановки в (4) для металлических частиц получим

$$\bar{Q}_{pr}(\alpha, \theta, T) \approx A - B \sin^2 \theta, \quad (5)$$

где A и B — некоторые положительные постоянные при данном значении d . Для диэлектриков зависимость \bar{Q}_{pr} от θ сложнее, но мало отличается от постоянной.

Из вычислений, проведенных нами, следует, что при $d \geq 10^4 \text{ мкм} \cdot \text{К}$ сумма $\bar{Q}_{pr}^E(\alpha, \alpha, T) + \bar{Q}_{pr}^H(\alpha, \alpha, T) \sim \cos \alpha$. Тогда

$$\bar{Q}_{pr}(\alpha, \theta, T) \sim E(\sin \theta), \quad (6)$$

где $E(\sin \theta)$ — полный эллиптический интеграл второго рода.

Расчеты показали, что у металлических частиц, во-первых, зависимости (5) и (6) близки друг к другу, поскольку $B/A \approx 0.4$, и, во-вторых, при промежуточных значениях d зависимости \bar{Q}_{pr} от θ мало отличаются от предельных (рис. 1). Подобное поведение нормированных зависимостей $r(\theta) = \bar{Q}_{pr}(\alpha, \theta, T) / \bar{Q}_{pr}(\alpha, 0, T)$ наблюдается для частиц из Fe1, Fe2 и карбида кремния, а также графита (за исключением тех размеров, для которых факторы $\bar{Q}_{pr}(\alpha, 0, T)$ имеют максимум).

Для диэлектрических пылинок (лед, силикаты) и малых d факторы \bar{Q}_{pr} практически не зависят от θ , а для больших d появляется зависимость типа (6) (рис. 1). Кроме того, кривые не столь гладкие, как для металлов. Это обстоятельство иллюстрирует рис. 2, на котором показаны отношения $r(\theta)$ для льда и обсидиана при $T = 3300 \text{ К}$. Интересно, что при $a \geq 0.2 \text{ мкм}$ кривые имеют максимум при $\theta \approx 30^\circ \div 45^\circ$.

Заметим попутно, что слабая зависимость планковских средних сечений лучевого давления от угла между направлениями ориентации и падаю-

НОРМИРОВАННЫЕ ПЛАНКОВСКИЕ СРЕДНИЕ ФАКТОРЫ ЭФФЕКТИВНОСТИ ЛУЧЕВОГО ДАВЛЕНИЯ \bar{Q}_{pr}
 ДЛЯ ПЫЛИНОК С МЕТАЛЛИЧЕСКИМИ СВОЙСТВАМИ

Вещество	T, K	3300		5770		15500		40000	
	θ	0°	90°	0°	90°	0°	90°	0°	90°
	α , мм	1	2	3	4	5	6	7	8
Графит	0.001	5.33-2	2.76-2	6.82-2	3.62-2	9.37-2	6.06-2	1.69-1	1.48-1
	0.005	2.69-1	1.39-1	3.45-1	1.84-1	4.59-1	3.04-1	7.69-1	6.13-1
	0.01	5.42-1	2.81-1	6.83-1	3.71-1	8.44-1	5.84-1	1.17	8.66-1
	0.05	1.69	1.09	1.70	1.22	1.55	1.11	1.33	8.72-1
	0.1	1.82	1.32	1.73	1.24	1.46	9.74-1	1.26	7.84-1
	0.2	1.70	1.19	1.56	1.05	1.33	8.44-1	1.19	7.18-1
	0.3	1.58	1.07	1.46	9.53-1	1.28	7.89-1	1.17	6.90-1
	0.5	1.46	9.48-1	1.36	8.60-1	1.22	7.38-1	1.13	6.62-1
	1.0	1.35	3.36-1	1.27	7.75-1	1.17	6.91-1	1.10	6.39-1
FeI	0.001	1.34-1	6.77-2	1.74-1	8.84-2	2.92-1	1.51-1	5.96-1	3.21-1
	0.005	6.30-1	3.22-1	7.74-1	4.02-1	9.68-1	5.50-1	1.27	8.46-1
	0.01	1.08	5.70-1	1.21	6.55-1	1.28	8.11-1	1.52	1.05
	0.05	1.63	1.04	1.62	1.10	1.60	1.06	1.46	9.06-1
	0.1	1.65	1.08	1.63	1.07	1.50	9.41-1	1.39	8.28-1
	0.2	1.61	1.01	1.53	9.61-1	1.41	8.47-1	1.33	7.70-1
	0.3	1.55	9.51-1	1.46	8.96-1	1.37	8.07-1	1.31	7.45-1
	0.5	1.47	8.77-1	1.40	8.36-1	1.33	7.68-1	1.29	7.20-1
	1.0	1.39	8.03-1	1.34	7.75-1	1.29	7.29-1	1.26	6.95-1

F ₀₂	0.001	5.77—2	3.06—2	5.58—2
	0.005	2.86—1	1.52—1	2.74—1
	0.01	5.55—1	2.98—1	5.28—1
	0.05	1.56	1.02	1.48
	0.1	1.72	1.24	1.65
	0.2	1.67	1.15	1.55
	0.3	1.58	1.05	1.47
	0.5	1.47	9.41—1	1.37
	1.0	1.37	8.35—1	1.29

3.36—2	8.77—2	6.71—2	2.13—1	1.71—1
1.67—1	4.15—1	3.36—1	8.79—1	7.64—1
3.29—1	7.56—1	6.38—1	1.30	1.04
1.09	1.53	1.10	1.42	9.24—1
1.19	1.48	9.80—1	1.31	8.09—1
1.04	1.35	8.50—1	1.22	7.28—1
9.49—1	1.29	7.90—1	1.18	6.95—1
8.59—1	1.23	7.34—1	1.14	6.66—1
7.73—1	1.16	6.83—1	1.10	6.41—1

НОРМИРОВАННЫЕ ПЛАНКОВСКИЕ СРЕДНИЕ ФАКТОРЫ ЭФФЕКТИВНОСТИ ЛУЧЕВОГО ДАВЛЕНИЯ \bar{Q}_p
 ДЛЯ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ПЫЛИНОК

Вещество	T, K	3300			5770			15500			40000		
	θ	0°	45°	90°	0°	45°	90°	0°	45°	90°	0°	45°	90°
	α , мм	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12
Л о л	0.001	2.02-4	1.99-4	1.80-4	3.14-4	2.90-4	2.53-4	1.07-2	9.75-3	8.37-3	5.45-2	4.98-2	4.31-2
	0.005	1.02-3	1.00-3	9.10-4	1.68-3	1.52-3	1.32-3	5.61-2	5.10-2	4.44-2	2.95-1	2.72-1	2.41-1
	0.01	2.16-3	2.08-3	1.89-3	4.01-3	3.47-3	2.97-3	1.15-1	1.06-1	9.35-2	5.42-1	5.20-1	4.68-1
	0.05	2.53-2	1.99-2	1.74-2	6.98-2	5.71-2	5.11-2	3.64-1	3.47-1	3.06-1	1.00	9.04-1	7.00-1
	0.1	8.44-2	6.90-2	6.31-2	1.49-1	1.45-1	1.44-1	4.55-1	4.46-1	3.76-1	9.97-1	8.84-1	6.61-1
	0.2	1.69-1	1.68-1	1.69-1	2.42-1	2.54-1	2.44-1	5.50-1	5.26-1	4.14-1	9.76-1	8.47-1	6.25-1
	0.3	2.07-1	2.32-1	2.28-1	3.08-1	3.26-1	2.93-1	6.00-1	5.57-1	4.31-1	9.66-1	8.34-1	6.11-1
	0.5	3.09-1	3.23-1	2.90-1	3.99-1	4.09-1	3.39-1	6.58-1	5.97-1	4.53-1	9.56-1	8.23-1	6.00-1
	1.0	4.20-1	4.34-1	3.55-1	5.33-1	5.06-1	3.94-1	7.54-1	6.67-1	4.97-1	9.36-1	8.06-1	5.87-1
Обсидиан	0.001	1.11-5	1.01-5	8.75-6	1.74-5	1.44-5	1.16-5	1.26-2	1.08-2	8.67-3	1.01-1	9.91-2	9.09-2
	0.005	9.74-5	7.56-5	6.18-5	3.75-4	2.46-4	1.84-4	7.40-2	6.14-2	4.97-2	4.90-1	4.57-1	3.95-1
	0.01	4.61-4	3.12-4	2.40-4	2.50-3	1.54-3	1.13-3	1.77-1	1.44-1	1.18-1	8.36-1	7.58-1	6.29-1
	0.05	4.14-2	2.66-2	2.05-2	1.38-1	1.04-1	8.75-2	5.81-1	5.46-1	4.52-1	1.12	9.86-1	7.44-1
	0.1	1.56-1	1.23-1	1.07-1	2.78-1	2.62-1	2.38-1	6.90-1	6.47-1	5.04-1	1.04	9.20-1	6.74-1
	0.2	2.84-1	2.78-1	2.53-1	4.09-1	4.16-1	3.49-1	7.25-1	6.55-1	4.84-1	1.03	8.74-1	6.30-1
	0.3	3.58-1	3.66-1	3.18-1	4.75-1	4.73-1	3.69-1	7.15-1	6.28-1	4.58-1	1.09	8.50-1	6.10-1
	0.5	4.45-1	4.48-1	3.55-1	5.14-1	4.80-1	3.52-1	6.85-1	5.97-1	4.32-1	9.83-1	8.39-1	5.94-1
	1.0	4.89-1	4.52-1	3.33-1	4.64-1	4.09-1	2.94-1	6.57-1	5.65-1	4.06-1	9.72-1	8.17-1	5.81-1

Базадыт	0.001	3.82-5	3.38-5	2.83-5	1.27-4	1.11-4	9.12-5	1.40-2	1.23-2	1.01-2	7.24-2	6.83-2	6.08-2
	0.005	2.42-4	1.99-4	1.63-4	9.50-4	7.45-4	5.96-4	7.83-2	6.74-2	5.60-2	3.54-1	3.32-1	2.92-1
	0.01	8.08-4	5.92-4	4.66-4	3.84-3	2.67-3	2.06-3	1.79-1	1.53-1	1.29-1	6.44-1	6.03-1	5.21-1
	0.05	5.21-2	3.35-2	2.57-2	1.65-1	1.23-1	1.03-1	6.48-1	6.08-1	5.11-1	1.10	9.89-1	7.63-1
	0.1	1.91-1	1.50-1	1.28-1	3.27-1	3.06-1	2.73-1	7.96-1	7.50-1	5.94-1	1.11	9.68-1	7.20-1
	0.2	3.48-1	3.35-1	2.98-1	4.83-1	4.84-1	3.97-1	8.69-1	7.52-1	5.79-1	1.07	9.22-1	6.71-1
	0.3	4.38-1	4.40-1	3.71-1	5.57-1	5.43-1	4.17-1	8.62-1	7.52-1	5.53-1	1.05	8.94-1	6.49-1
	0.5	5.38-1	5.28-1	4.10-1	5.92-1	5.35-1	3.95-1	8.15-1	7.00-1	5.03-1	1.01	8.59-1	6.21-1
	1.0	5.76-1	5.22-1	3.83-1	5.32-1	4.68-1	3.39-1	7.70-1	6.60-1	4.78-1	9.85-1	8.48-1	6.09-1
Карбин кремния	0.001	1.30-5	8.09-6	5.89-6	1.20-3	8.93-4	6.04-4	1.12-1	8.72-2	6.18-2	—	—	—
	0.005	1.06-3	5.68-4	3.69-4	1.78-2	1.09-2	7.15-3	6.10-1	4.64-1	3.35-1	1.27	1.12	8.94-1
	0.01	9.54-3	5.00-3	3.23-3	1.06-1	6.08-2	3.96-2	1.18	9.07-1	6.74-1	1.95	1.59	1.22
	0.05	7.75-1	5.04-1	3.38-1	1.39	1.07	7.55-1	1.70	1.41	1.03	1.59	1.28	9.23-1
	0.1	1.40	1.11	7.93-1	1.66	1.35	9.67-1	1.46	1.22	8.78-1	1.43	1.14	8.06-1
	0.2	1.62	1.32	9.38-1	1.47	1.14	7.98-1	1.27	1.03	7.35-1	1.34	1.06	7.36-1
	0.3	1.51	1.21	8.49-1	1.28	1.00	6.99-1	1.20	9.70-1	6.90-1	1.31	1.03	7.11-1
	0.5	1.27	9.91-1	6.86-1	1.10	8.70-1	6.00-1	1.14	9.20-1	6.49-1	1.28	9.97-1	6.87-1
	1.0	1.04	8.12-1	5.57-1	9.68-1	7.57-1	5.18-1	1.09	8.78-1	6.14-1	1.24	9.76-1	6.69-1

щего излучения свидетельствует, что эффект неполной ДГ-ориентации пылинок мало скажется на величине силы лучевого давления.

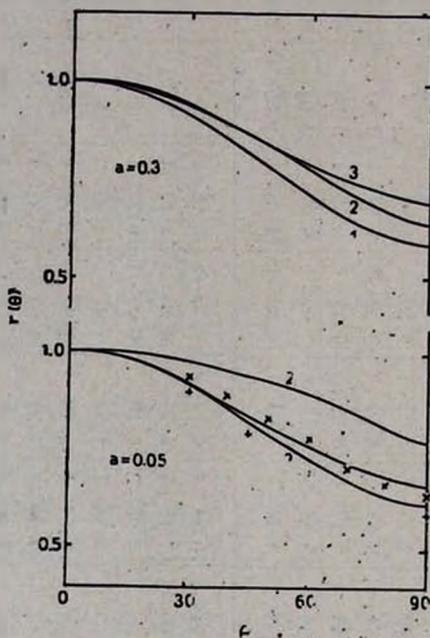


Рис 1. Нормированные зависимости $r(\theta) = \bar{Q}_{pr}(a, \theta, 15500) / \bar{Q}_{pr}(a, 0, 15500)$ для цилиндрических пылинок (1 — частицы из FeI; 2 — частицы из обсидиана; 3 — частицы из SiC; + — $\bar{Q}_{pr} \approx 1 - 0.4 \sin^2 \theta$; × — $\bar{Q}_{pr} \sim E(\sin \theta)$).

При изменениях радиуса пылинок поведение планковских средних факторов лучевого давления для динамически ориентированных частиц аналогично найденному в работе [1] для статически ориентированных частиц. При этом положение максимума на кривых $\bar{Q}_{pr}(a, \theta, T)$ смещается в сторону меньших a при увеличении T , а его величина уменьшается для металлов и растет для диэлектриков (табл. 1, 2). Отметим, что при $T = 3300$ К и $a \leq 0.5$ мкм \bar{Q}_{pr} для диэлектриков значительно меньше, чем для металлов. С увеличением температуры различия уменьшаются и при $T = 40000$ К зависимости \bar{Q}_{pr} для различных веществ имеют примерно одинаковый вид при всех θ (рис. 3, табл. 1, 2). Поэтому можно утверждать, что разные по химическому составу пылинки будут примерно одинаково выметаться излучением очень горячих звезд.

Наконец укажем, что зависимость от a планковских средних сечений лучевого давления для динамически ориентированных пылинок приближенно можно представить следующим образом:

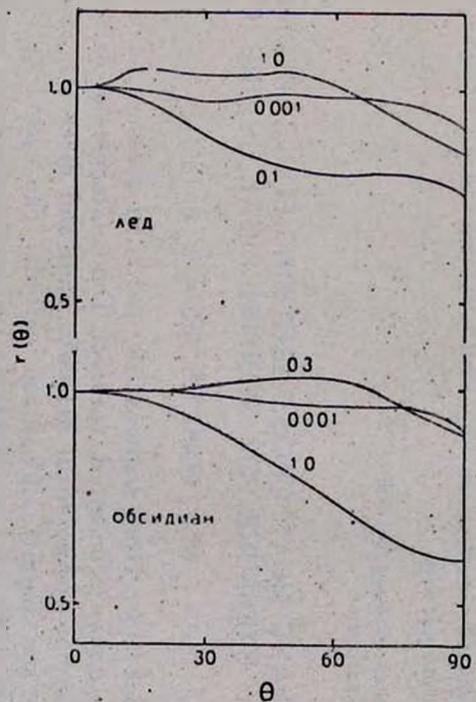


Рис. 2. То же, что на рис. 1, но для $T=3300$ К (числа около кривых — значения a в мкм).

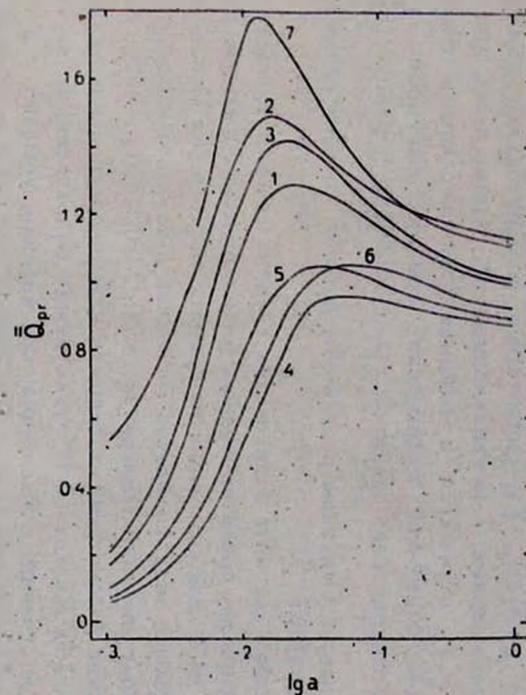


Рис. 3. Нормированные планковские средние факторы лучевого давления $\bar{Q}_{pr}(\alpha, 30^\circ, 40000)$ (1 — графит; 2 — Fe1; 3 — Fe2; 4 — лед; 5 — обсидиан; 6 — базальт; 7 — SiC).

$$\bar{Q}_{pr}(a, \theta, T) \approx \begin{cases} F_1(\theta, T) \cdot a & \text{при } a < a_1 \\ F_2(\theta, T) & \text{при } a > a_2 \end{cases} \quad (7)$$

где $F_1(\theta, T)$ и $F_2(\theta, T)$ — некоторые положительные функции. F_2 убывает с уменьшением T и увеличением θ . Кроме того, при малых θ с ростом T F_2 стремится к единице (так же, как и отношение a_1/a_2). Похожее поведение планковских средних факторов лучевого давления для сферических пылинок было отмечено в работе [8].

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

а) Проведены расчеты планковских средних сечений лучевого давления для динамически ориентированных цилиндрических пылинок с радиусами от 0.001 до 1 мкм, состоящих из графита, чистого (Fe 1) и загрязненного (Fe 2) железа, льда, силикатов (обсидиан и базальт) и карбида кремния, для четырех значений температур: 3300, 5770, 15500 и 40000 К.

б) Для всех рассмотренных веществ и температур планковские средние сечения слабо зависят от θ — угла между направлениями ориентации и падающего излучения. Эти сечения, как правило, убывают с ростом θ , однако для льда и обсидиана при $T = 3300$ К и $a \geq 0.2$ мкм они имеют максимум при $\theta \approx 30^\circ - 45^\circ$.

в) Зависимости планковских средних сечений лучевого давления для динамически ориентированных пылинок от размера частиц похожи на соответствующие зависимости для статически ориентированных пылинок, найденные в работе [1]. Для очень горячих звезд планковские средние сечения для динамически ориентированных пылинок мало зависят от химического состава частиц.

Ленинградский государственный
университет

PLANCK MEAN CROSS SECTIONS FOR RADIATION PRESSURE FOR NONSPHERICAL GRAINS. II

N. V. VOSHCINNIKOV, V. B. IL'IN

Planck mean cross sections for radiation pressure have been computed for dynamic oriented (perfect Davis-Greenstein orientation) cylindrical grains composed of graphite, pure and dirty iron, ice, silicates (obsidian and basalt) and silicon carbide. The cylindrical grains radii range from 0.001 to 1 μm and the effective temperatures used are 3300, 5770, 15500 and 40000 K. It has been found that the dependence of Planck mean cross sections from the angle between the directions of the orientation and the incident radiation is weak.

ЛИТЕРАТУРА

1. Н. В. Воиновичов, В. Б. Ильин, *Астрофизика*, 18, 616, 1982.
2. J. M. Greenberg, *Cosmic Dust*, ed. J. A. M. McDonnell. Wiley, 1978, p. 187.
3. А. Э. Долинов, Ю. Н. Гнедин, Н. А. Силантьев, *Распространение и поляризация излучения в космической среде*, Наука, М., 1979.
4. Л. Спитцер, *Физические процессы в межзвездной среде*, Мир, М., 1981.
5. L. Davis, J. L. Greenstein, *Ap. J.*, 114, 206, 1951.
6. R. C. Jones, L. Spitzer, *Ap. J.*, 147, 943, 1967.
7. P. G. Martin, *M. N. RAS*, 155, 283, 1972.
8. I. C. Simpson, S. Simons, I. P. Williams, *Astrophys. Space. Sci.*, 71, 3, 1980.

УДК 523.98—337

БЕССИЛОВОЙ МАГНИТНЫЙ ЖГУТ ПЕРЕМЕННОГО СЕЧЕНИЯ

А. А. СОЛОВЬЕВ

Поступила 31 мая 1982

Принята к печати 27 января 1983

Цилиндрические модели скрученных магнитных трубок имеют ограниченную область применимости. Для адекватного описания наблюдаемых на Солнце магнитных структур требуется более широкий класс аксиально симметричных бессиловых конфигураций с тремя компонентами поля $H \{H_r, H_\varphi, H_z\}$. Показано, что для таких структур всегда имеет место закон подобия в распределении поля, если сохраняется полный поток поля вдоль оси симметрии системы. Найдено единственное статическое бессиловое решение для магнитного жгута переменного сечения, в котором шаг винта магнитных силовых линий и вращающий момент не зависят от z . Подчеркивается значение найденной конфигурации для решения вопросов динамики скрученных магнитных петель на Солнце.

1. *Введение.* В последние годы, в связи с появлением ряда новых наблюдательных данных о тонкой структуре магнитных полей на Солнце и, в частности, о магнитной структуре вспышечно-активных областей, заметно усилился интерес к теоретическому исследованию свойств скрученных магнитных петель — магнитных жгутов (см., например, [1—6] и др.). Обычно речь идет о цилиндрически симметричных, прямых или слабоискривленных магнитных силовых трубках с двумя компонентами поля $H \{0, H_\varphi, H_z\}$ в цилиндрической системе координат. Распределение поля в жгуте предполагается бессиловым:

$$\begin{aligned} \operatorname{rot} \vec{H} &= \alpha(r) \vec{H}, \\ \operatorname{grad} \vec{H} &= 0, \end{aligned} \tag{1}$$

где $\alpha(r)$ — некоторая скалярная функция координат (бессиловой параметр). Приближение (1) вполне оправдано в короне и хромосфере для магнитных структур с напряженностью поля в десятки эрстед и выше. Такого рода «цилиндрические» модели могут быть успешно использованы для описания корональных магнитных петель и хромосферных волокон, кото-

рые, как правило, не показывают заметного изменения поперечных размеров вдоль своей оси.

Однако такие модели совершенно неприменимы, например, для описания магнитной силовой трубки, соединяющей пару солнечных пятен. Магнитное поле пор и элементов тонкой структуры также, по-видимому, быстро меняется с высотой. Это приводит к необходимости построения аналитической теории аксиально симметричных бессиловых конфигураций с тремя компонентами поля: H_r , H_φ , H_z , т. е. теории бессиловых магнитных жгутов переменного сечения. Распределение такого типа уже применялось нами в [7] для описания магнитного поля в биполярной группе солнечных пятен, но там это решение было использовано в готовом виде, без вывода и подробного анализа его свойств и особенностей.

2. Закон подобия как следствие аксиальной симметрии и бессилового характера поля в магнитной трубке с фиксированным потоком поля. При моделировании магнитных полей солнечных пятен обычно используется предложенный впервые Шлютером и Темесвари закон подобия в распределении магнитного поля по высоте (см., например, [8]). Суть его заключается в том, что вдоль оси системы меняются только поперечный масштаб и напряженность поля на оси, а функция, описывающая распределение поля по нормальному сечению, сохраняет свой вид. Математически это требование можно свести к тому, чтобы в цилиндрических координатах r , φ , z поток поля в направлении оси z зависел только от аргумента вида $t = x/\omega(z)$, где $x = r^2$, $\omega(z)$ — некоторая функция одной переменной z . Использование переменной x вместо r связано с удобством математического описания (см. ниже). Уравнение $x = A \cdot \omega(z)$ определяет, очевидно, проекцию магнитной поверхности, характеризующейся константой A , на плоскость $\varphi = \text{const}$.

Все аксиально симметричные конфигурации магнитного поля можно разделить на 2 типа: а) Конфигурации, в которых полный поток продольного поля, проходящий через плоскость $z = \text{const}$, меняется с высотой, вдоль оси системы, вследствие того, что часть магнитных силовых линий «возвращается обратно» (рис. 1а). Для этих конфигураций функция $x = A \omega(z)$ неоднозначна, одному значению z могут соответствовать два значения x . б) Полный поток продольного поля сохраняется (рис. 1б), зависимость $x = A \omega(z)$ всюду однозначна.

Нас будут интересовать скрученные относительно оси z магнитные силовые трубки, вдоль оси симметрии которых магнитный поток не меняется в силу самого определения трубки поля. Таким образом, мы будем рассматривать только конфигурации второго типа.

В работе [7] нами было показано, что для бессиловых полей с осевой симметрией закон подобия может быть выведен формально из требования

однородной скрученности поля, т. е. из условия, чтобы шаг винта магнитных силовых линий не зависел от координат: $p = \text{const}$. Однако это условие оказывается избыточным. Покажем, что для вывода закона подобия достаточно указанных выше общих предположений: а) аксиальная симметрия системы; б) бессилового характер поля; в) сохранение потока поля вдоль оси симметрии.

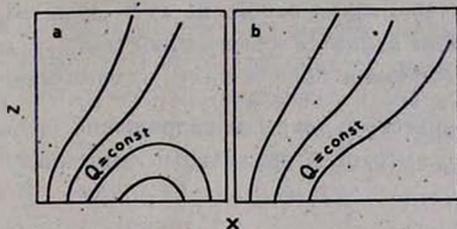


Рис. 1. Вид магнитных поверхностей (в проекции на плоскость $\varphi = \text{const}$) для двух типов аксиально симметричных конфигураций: а) поток продольного поля уменьшается с высотой; б) поток поля вдоль оси z сохраняется.

Дифференциальное уравнение, описывающее бессильное поле в случае осевой симметрии, может быть представлено в виде [3]:

$$4xQ_{xx} + Q_{zz} = -\frac{R(Q)dR}{dQ} \equiv \chi(Q). \quad (2)$$

При этом компоненты поля выражаются следующими соотношениями:

$$H_z(x, z) = 2Q_x; \quad H_r(x, z) = -\frac{1}{\sqrt{x}}Q_z; \quad H_\varphi(x, z) = \frac{R(Q)}{\sqrt{x}}, \quad (3)$$

Характерной особенностью уравнения (2) является то, что функция $\chi(Q)$ в правой части, определяющая азимутальную компоненту поля H_φ , зависит только от потенциала Q , а явной зависимости от x и z не содержит. Потенциал $Q(x, z)$ сохраняет свое значение на магнитной поверхности. В самом деле, уравнение проекции силовой линии поля на плоскость x, z (или $\varphi = \text{const}$) имеет вид:

$$\frac{dz}{H_z} = \frac{dx}{2\sqrt{x}H_r}. \quad (4)$$

Подставляя сюда выражения для H_z и H_r из (3), получаем, что $dQ=0$, т. е. на каждой магнитной поверхности $Q(x, z) = \text{const}$. Покажем далее, что шаг винта магнитной силовой линии

$$p = \frac{2\pi r H_z}{H_\varphi} \quad (5)$$

в бессилевом аксиально симметричном поле зависит только от Q , также сохраняя свое значение на каждой магнитной поверхности.

Рассмотрим поток продольного поля, заключенный между двумя близкими магнитными поверхностями, т. е. поток, проходящий через кольцо $(r + r + \Delta r)$,

$$2\pi r H_z \Delta r = \text{const} (Q). \quad (6)$$

Эта величина, представляющая собой, по сути дела, разность $Q_2 - Q_1$, не меняется при движении вдоль силовых линий поля, т. е. не зависит от z . Наряду с этим, в бессилевом поле, в силу условия параллельности векторов плотности электрического тока \vec{j} и напряженности магнитного поля \vec{H} , должен сохраняться с высотой и продольный ток, протекающий через данное кольцо,

$$j_z = 2\pi r \Delta r = 2\pi \int_r^{r+\Delta r} \frac{1}{r} \frac{\partial(rH_z)}{\partial r} r dr = 2\pi H_z \Delta r = \text{const} (Q). \quad (7)$$

Разделив (6) на (7), получаем, что $p = p(Q)$, т. е. шаг винта может быть различным на разных магнитных поверхностях, но явно от x и z не зависит.

С другой стороны, из (3) и (5) следует, что

$$p(Q) = \frac{2\pi x dQ/dx}{R(Q)}. \quad (8)$$

В этом соотношении переменная z не содержится в явном виде. Рассматривая ее как параметр и интегрируя, будем иметь:

$$\ln x = F(Q) + \ln \omega(z), \quad (9)$$

где $F(Q)$ есть первообразная функция от $\frac{2\pi}{p(Q)R(Q)}$, а $\omega(z)$ — произвольная функция z . Из (9) следует:

$$\frac{x}{\omega(z)} = e^{F(Q)} = f(Q). \quad (10)$$

Отсюда видно, что Q может зависеть только от аргумента $t = \frac{x}{\omega(z)}$.

т. е. $Q \equiv Q\left(\frac{x}{\omega(z)}\right)$. Последнее и означает, что в системе имеет место закон подобия.

3. Бессилковое решение, описывающее магнитный жгут переменного сечения. Будем искать решение дифференциального уравнения (2) с учетом закона подобия. Подставляя $Q(t)$ в (2) и производя соответствующее дифференцирование, мы после некоторых преобразований получим:

$$\frac{4}{\omega} t \cdot Q_{tt} + t \cdot Q_t \left\{ \left[2 + t \frac{Q_{tt}}{Q_t} \right] \left(\frac{\omega_z}{\omega} \right)^2 - \frac{\omega_{zz}}{\omega} \right\} = - \frac{RdR}{dQ} \equiv \chi(t). \quad (11)$$

Основная идея решения состоит в том, что поскольку правая часть уравнения зависит только от одного аргумента z , то и левая его часть не должна явно зависеть от z . Структура первого члена в левой части, содержащего множитель $1/\omega$, однозначно указывает на то, что выражения ω^2/ω^2 и ω_{zz}/ω в фигурной скобке могут быть только линейными функциями переменной $1/\omega$. В противном случае явной зависимости от z в левой части избежать не удастся. Значит,

$$\left(\frac{\omega_z}{\omega} \right)^2 = -C + D \frac{1}{\omega}, \quad (12)$$

$$\frac{\omega_{zz}}{\omega} = -C' + D' \frac{1}{\omega}, \quad (13)$$

где C, D, C', D' — некоторые произвольные константы. Знак минус перед C и C' выбран только из соображений удобства. Дифференцируя (12) по z и сравнивая результат с (13), мы убеждаемся, что эти уравнения совместны, если $C = C', D = 2D'$. Подставим (12), (13) в уравнение (11) и произведем перегруппировку членов:

$$\frac{1}{\omega(z)} \left[4tQ_{tt} + tQ_t D \left(\frac{3}{2} + t \frac{Q_{tt}}{Q_t} \right) \right] - CtQ_t \left(1 + \frac{Q_{tt}}{Q_t} \right) = - \frac{RdR}{dQ} \equiv \chi(t). \quad (14)$$

Легко видеть, что из-за наличия слева множителя $1/\omega$ полученное уравнение автоматически распадается на два:

$$CtQ_t \left(1 + t \frac{Q_{tt}}{Q_t} \right) = \frac{1}{2} \frac{dR^2}{dQ} = \frac{1}{2Q_t} \frac{dR^2(t)}{dt}, \quad (15)$$

$$4tQ_{tt} + tQ_t D \left(\frac{3}{2} + t \frac{Q_{tt}}{Q_t} \right) = 0. \quad (16)$$

Уравнения (12), (15) и (16) образуют замкнутую систему уравнений для определения трех неизвестных функций: $\omega(z)$, $Q(t)$ и $R(t)$. Таким образом, структура искомого решения для бессилковой магнитной трубки переменного сечения определяется однозначно.

Прежде чем приступить к отысканию этого решения; проанализируем простейшие предельные случаи.

1. $C = D = 0$. При этом $\omega_s = 0$, что соответствует цилиндрической форме магнитных поверхностей, и вместо (14) мы получим:

$$\frac{4}{\omega} t Q_{tt} = \chi(t). \quad (17)$$

В этом случае для двух функций Q и χ имеется лишь одно дифференциальное уравнение. Задавая одну из них произвольно, мы будем получать решения из класса цилиндрически симметричных бессиловых конфигураций с двумя компонентами поля, о которых шла речь во введении. В данной работе эти структуры нас интересовать не будут.

2. $C = 0, D \neq 0$. При этом $\omega(z) = D/4(z - z_0)^2$, силовые линии поля, определяемые уравнением $t = x/\omega = A$, где A — произвольная положительная константа, имеют вид прямых, веерообразно выходящих из точки $z = z_0$. Как следует из уравнения (15), $R(t) = 0$, следовательно и $H_r = 0$, магнитное поле нескручено. Можно показать, что в данном случае мы имеем дело с потенциальным полем, напряженность которого убывает на оси z по закону $(z - z_0)^{-2}$, т. е. как поле магнитного монополя. Зависимости $H_z(t)$ и $H_r(t)$ имеют такой же вид, что и в общем случае (см. ниже формулы (23) и (25)).

3. $C \neq 0, D = 0$. Этот случай не имеет физического смысла, поскольку для радиальной (при $C > 0$) или азимутальной (при $C < 0$) составляющих поля из (15), (16) получаются мнимые выражения. Вообще, постоянная D является масштабным множителем, определяющим единицу измерения ω . (Из уравнения (12) легко видеть, что при изменении ω в k раз во столько же раз следует изменить и коэффициент D).

После сделанных замечаний обратимся к интегрированию системы уравнений (12), (15), (16), предполагая, что $C \neq 0, D \neq 0$. Проинтегрируем прежде всего уравнение (16):

$$Q_t = \frac{K}{(t + 4/D)^{3/2}}, \quad (18)$$

$$Q(t) = K' - \frac{2K}{\sqrt{t + 4/D}}. \quad (19)$$

Q играет роль потенциала поля, поэтому вторую константу интегрирования K' можно положить равной нулю.

Смысл константы K легко выяснить, если найти полный поток поля в направлении z :

$$\Phi_0 = 2\pi \int_0^{\infty} H_z r dr = 4\pi \int_0^{\infty} Q_r dx = -4\pi Q(0) = 4\pi K \sqrt{D}. \quad (20)$$

Интегрирование уравнения (15) при известной $Q(t)$ также не представляет затруднений:

$$R(t) = \pm K\sqrt{C} \frac{t}{(t + 4/D)^{3/2}} + B. \quad (21)$$

Аддитивная постоянная B обращается в нуль вследствие граничного условия $H_z(0) = \lim_{x \rightarrow 0} \frac{R(x/\omega)}{|x|} = 0$. Из (21) следует также, что константа C должна быть положительной величиной. Знаки «+» и «-» в правой части соответствуют двум возможным направлениям закручивания поля (правый и левый винт). Поскольку направление вращения никак не отражается на структурном распределении поля, мы для дальнейшего оставим только один знак «+».

Далее найдем зависимость $\omega(z)$, определяющую форму магнитных поверхностей в изучаемой конфигурации. Общее решение уравнения (12) можно представить в виде:

$$\omega(z) = \frac{D}{C} \sin^2 \frac{\sqrt{C}(z - z_0)}{2}. \quad (22)$$

Удобно выбрать начало координат $z = 0$ в точке, где $\omega = 0$, при этом постоянная интегрирования z_0 обращается в нуль. Не останавливаясь пока на анализе полученного выражения, обратимся к вычислению компонентов магнитного поля в скрученном бессилловом жгуте.

$$H_z(x, z) = 2Q_x = 2Q_t \frac{1}{\omega} = \frac{2K/\omega}{(t + 4/D)^{3/2}} = \frac{KD^{3/2}/4\omega}{(t' + 1)^{3/2}}, \quad (23)$$

где введена переменная $t' = \frac{Dt}{4} = \frac{Dx}{4\omega} = \frac{x C}{4} \sin^2 \left(\frac{\sqrt{C}z}{2} \right)$. Как видим, при таком выборе переменной роль характерного поперечного масштаба в системе играет величина $\omega' = \frac{4}{C} \sin^2 \left(\frac{\sqrt{C}z}{2} \right)$. Это эквивалентно тому, что масштабный множитель D в формуле (22) выбран равным 4. Выбор этого множителя никак не отражается на структуре получаемых решений, поэтому в дальнейшем, чтобы не различать t и t' , ω и ω' , будем для простоты полагать $D = 4$. Как уже отмечалось, на общности решения это не отразится.

Числитель выражения (23) имеет, очевидно, смысл напряженности поля на оси z .

$$H_z(0, z) = H_0(z) = \frac{KD^{3/2}}{4\omega} = \frac{2K}{\omega}. \quad (24)$$

Для радиального и азимутального компонентов поля из (3), (18), (19) находим соответственно:

$$\begin{aligned} H_r(x, z) &= -\frac{1}{\sqrt{x}} Q_1 = \frac{\sqrt{x}}{2} \frac{\omega_z}{\omega} H_z(x, z) = \\ &= \frac{\sqrt{Cx}}{2} \operatorname{ctg} \frac{\sqrt{C}z}{2} H_z(x, z). \end{aligned} \quad (25)$$

$$H_\varphi(x, z) = \frac{R}{\sqrt{x}} = \frac{\sqrt{Cx}}{2} H_z(x, z). \quad (26)$$

Наконец, для бессилового параметра α , входящего в определение бессилового поля, получим формулу:

$$\alpha(t) = \sqrt{C} \frac{1 - 0.5t}{1 + t}, \quad (27)$$

согласно которой α меняет знак на магнитной поверхности $t = 2$. Здесь можно отметить, что знакопеременность α согласуется с результатами численного моделирования бессиловых магнитных полей в биполярной группе пятен [5].

Пользуясь (23), (26), составим выражение для шага винта магнитной силовой линии:

$$P = \frac{2\pi\sqrt{x}H_z}{H_\varphi} = \frac{4\pi}{\sqrt{C}} = \text{const}. \quad (28)$$

Как видим, полученное нами бессиловое решение, отвечающее закону подобия, описывает однородно скрученное магнитное поле, в котором шаг винта силовых линий одинаков на всех магнитных поверхностях. При этом скрученность такова, что на периоде $z^* = 2\pi/\sqrt{C}$ силовые линии совершают только поворот. Как следует из уравнения (22), в точках $z = (2\pi/\sqrt{C})k$, где $k = 0, 1, 2, \dots$, $\omega = 0$, а поле обращается в бесконечность (см. (24)). Рассмотрим один период поля: $0 < z < 2\pi/\sqrt{C}$. Для того, чтобы избежать особенностей на концах, будем использовать полученное решение лишь в области $\Delta z_1 < z < 2\pi/\sqrt{C} - \Delta z_2$, где Δz_1 и Δz_2 — некоторые окрестности особых точек, внутри которых, будем считать, бессиловое приближение теряет силу и найденное решение непрерывно переходит в „силовое“ решение, учитывающее градиент газового давления. Физически этот подход вполне оправдан. Если полученное решение использовать для описания магнитного поля биполярной группы солнечных пятен [7] (рис. 2 а), то уровни Δz_1 и

$2\pi/\sqrt{C}$ — Δz_1 будут соответствовать уровню фотосферы. В подфотосферных слоях газовое давление начинает превалировать над магнитным и бессилковое решение там действительно неприменимо. Если выбрать $\Delta z_1 \approx \Delta z_2 \ll 2\pi/\sqrt{C}$, мы получаем симметричную магнитную конфигурацию, соответствующую биполярной группе с примерно одинаковой напряженностью поля в пятнах (рис. 2а). Если $\Delta z_1 < \Delta z_2$, конфигурация несимметрична, пятно-лидер более компактно, имеет большую напряженность поля (рис. 2б). Если же $\Delta z_1 \ll 2\pi/\sqrt{C}$ и $\Delta z_2 \approx \pi/\sqrt{C}$, то эта конфигурация может описывать униполярное пятно, магнитный поток которого рассеивается на окружающую фотосферу без образования сопутствующего пятна (рис. 2в).

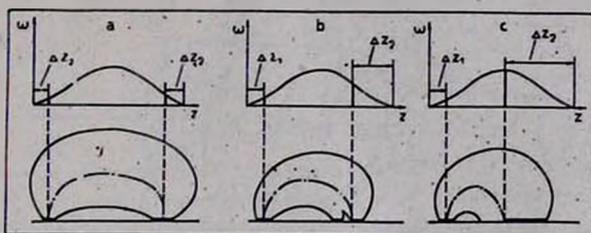


Рис. 2. Качественное соответствие полученного в статье аксиально симметричного решения и формы магнитных поверхностей реальных конфигураций на Солнце: а) $\Delta z_1 \approx \Delta z_2$, симметричная биполярная группа пятен; б) $\Delta z_1 < \Delta z_2$, асимметричная группа, хвостовое пятно имеет меньшую напряженность поля, возможно, раздроблено; в) $\Delta z_1 \ll \Delta z_2 \approx \pi/\sqrt{C}$, униполярное пятно, магнитный поток которого замыкается на окружающую фотосферу.

Подробное сравнение теоретического распределения (23)—(27) с распределением поля, наблюдаемым в солнечном пятне, было проведено нами в [7], здесь мы на этом останавливаться не будем.

Обратим внимание на следующую особенность аксиально симметричных бессилковых полей. Величина вращающего момента ΔM , действующего в нормальном сечении жгута, в кольце площадью $2\pi r \Delta r$, составит [2]:

$$\Delta M = \frac{1}{2} H_\varphi H_z r^2 \Delta r = \frac{1}{2} Q_r R(Q) \Delta x = \frac{R(Q) \Delta Q}{2}. \quad (29)$$

Эта величина, как и полный момент $(M \sim \int_0^\infty R(Q) dQ)$, не зависит от z ,

оставаясь одной и той же в любом нормальном сечении. Впрочем, этот результат является вполне естественным следствием того, что рассматривается статическая магнитная конфигурация поля. Если бы M зависел от z яв-

но, то в жгуте возникли бы торсионные волны, перераспределяющие поле H_v , и равновесие было бы нарушено. Но тем не менее, несмотря на его кажущуюся тривиальность, вывод о том, что в бессиловом жгуте переменного сечения вращающий момент остается неизменным вдоль оси z , имеет большое значение для понимания динамики развития скрученных магнитных петель на Солнце. Дело в том, что, как показано Паркером [2], в цилиндрической бессиловой магнитной петле в случае дополнительного расширения некоторой ее части должен всегда существовать поток торсионных волн, переносящих азимутальное поле в область расширения. Этот вывод получен Паркером в рамках «цилиндрического приближения». Он сравнивал значения M в невозмущенной и расширенной части цилиндрической скрученной трубки (рис. 3), на каждом из участков которой поле

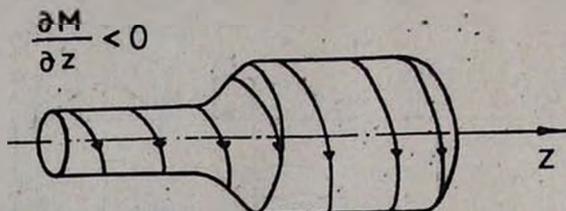


Рис. 3. Схема, поясняющая модель Паркера. Торсионные волны переносят азимутальное поле в расширенную часть трубки.

описывалось уравнением (17). Задача построения 3-мерного бессилового распределения не ставилась. Результат Паркера, несмотря на его сугубо модельный характер (Паркером не принималась также во внимание возможность изменения длины жгута в процессе его расширения), получил широкое признание и трактуется обычно как некоторое общее свойство магнитных жгутов. На его основе можно сделать вывод о том, что скрученная магнитная петля в атмосфере Солнца вообще не может находиться в состоянии равновесия, поскольку ее вершина всегда несколько расширена по сравнению с основанием. Следовательно, поток торсионных волн вдоль петли должен постоянно создавать в ее вершине избыток азимутальной составляющей поля по сравнению с равновесным распределением. Это должно приводить к растяжению петли и подъему ее во все более верхние, разреженные слои солнечной атмосферы (рис. 4).

Полученное в настоящей работе статическое решение для бессилового магнитного жгута переменного сечения вносит значительные коррективы в эту довольно простую картину непрерывного вытягивания магнитных петель с последующим их «убеганием» в межпланетное пространство.

Скрученность поля в жгуте, определяемая как отношение $\langle H_\varphi^2 \rangle / \langle H_z^2 \rangle$, где усреднение производится по площади нормально-

го сечения, ограниченного некоторой магнитной поверхностью с координатой t_0 , составит

$$\chi = \frac{\langle H_z^2 \rangle}{\langle H_r^2 \rangle} = \frac{C\omega}{4} \frac{t_0}{t_0 + 2}. \quad (30)$$

Как следует из (22), $C\omega \ll D = 4$. Если поле жгута экранируется внешней средой на достаточно большом удалении от оси $t_0 \gg 1$, то в вершине жгута, где $C\omega = 4$, $\chi = 1$.

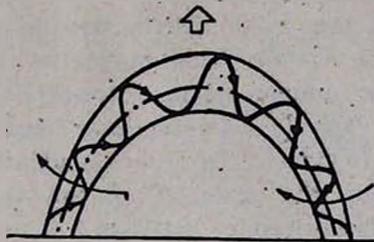


Рис. 4. Перенос скрученности от основания петли к вершине создает избыток H_z -поля в верхней части петли. Когда взаимное отталкивание «колец» азимутального поля превысит натяжение продольной составляющей, появляется результирующая сила, растягивающая жгут.

Таким образом можно думать, что эволюция магнитных жгутов в солнечной атмосфере в решающей степени зависит от того, какой окажется степень их скрученности в момент выхода на поверхность Солнца. Если первоначально $\chi < 1$, то за счет подкрутки торсионными волнами, идущими к вершине петли, конфигурация будет релаксировать по направлению к статической бессиловой структуре, описываемой формулами (22)—(27). В этом случае мы будем наблюдать на поверхности Солнца такие относительно долгоживущие и слабоскрученные магнитные образования, как пятна, поры, волокна и т. п. Если же к моменту появления магнитной петли в фотосфере Солнца скрученность поля в ее вершине за счет резкого поперечного расширения превысит единицу, то образование статической бессиловой конфигурации становится уже невозможным, поскольку перенос H_z -поля к вершине может только увеличить степень скрученности.

Такая сильноскрученная магнитная петля будет или необратимо вытягиваться вверх или, при наличии внешнего поля, препятствующего ее движению, создаст «вспышечно-опасную» конфигурацию.

FORCE-FREE MAGNETIC FLUX ROPE WITH THE
VARIABLE DIAMETER

A. A. SOLOV'EV

The cylindrical models of the twisted magnetic tubes with two components of the field have a restricted application. Three-dimensional treatment necessary to study a realistic situation, i. e. axy-symmetric force-free rope model with the field $H\{H_r, H_\theta, H_z\}$ should be regarded. The similarity law for the field distribution is always true for those magnetic configurations, if the total magnetic flux is invariant along the symmetry axis. The unique static force-free solution defined the magnetic flux rope of variable diameter have been derived. The torque and pith of helix are found to be z -independent. The importance of the solution obtained for the problem of the twisted magnetic field dynamics on the Sun is noticed.

ЛИТЕРАТУРА

1. *E. N. Parker*, *Astrophys. Space Sci.*, 44, 107, 1976.
2. *E. N. Parker*, *Ap. J.*, 191, 245, 1974.
3. *B. C. Low*, *Ap. J.*, 197, 251, 1975.
4. *A. A. Соловьёв*, *Астрон. ж.*, 58, 597, 1981.
5. *T. Sakurai*, *P.A.S. Japan*, 31, 203, 1979.
6. *A. A. Соловьёв*, *А. М. Уралов*, *Письма АЖ*, 5, 465, 1979.
7. *A. A. Соловьёв*, *Астрон. ж.*, 59, 380, 1982.
8. *B. C. Low*, *Solar Phys.*, 67, 57, 1980.

КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ

УДК 524.33.54

О ПРИРОДЕ GL ТЕЛЬЦА

Эмиссионный объект, обнаруженный Аро и др. [1] в темном облаке Тельца (Наго 6-29), входит в списки планетарных туманностей (PK 174—14°1), а также компактных галактик (V Zw 375) (хотя последнее отождествление было опровергнуто наблюдениями Сарджента [2]). На Паломарских картах в синем цвете этот объект имеет вид слегка удлинённой звезды с туманным придатком на юго-востоке, общим размером $\approx 20''$. На красной карте объект совершенно передержан и выглядит как резкий диск.

Однако на крупномасштабной фотографии, полученной в первичном фокусе рефлектора ЗТА-2.6 (рис. 1), хорошо видно, что объект представляет собой довольно слабую ($m_{pg} \approx 19$) звезду, окружённую туманным гало в форме неполного эллипса. Можно полагать, что наблюдаемая на Паломарской O-карте «звезда» представляет собой слияние, в результате передержки, самой яркой северо-западной части туманности с изображением реальной звезды. Нет признаков двойственности, подозревавшейся по Паломарским картам [3].

В спектре туманности Аро [1] отмечались эмиссии $N_{1,2}$ [O III], и по этой причине объект был отнесен к планетарным туманностям, хотя его вид не характерен для них. Но по данным Гётца [4] и Романо [5] блеск звезды сильно колеблется, и как переменная она получила обозначение GL Tau. В ОКПЗ ее тип указан как $Ins?$; согласно [5] туманность тоже переменна. Эти данные позволили заподозрить, что GL Tau принадлежит к орионову населению и имеет сходство с другими переменными туманностями.

Для уточнения природы объекта в первичном фокусе 6-м телескопа САО АН СССР, с помощью 500-канального телевизионного сканнера со счетом фотонов на спектрографе УАГС 24 сентября 1981 г. был получен спектр туманности в красной и синей областях, с эффективным разрешением 5 Å. Обнаруженные эмиссионные линии характерны для планетарных

туманностей самого высокого возбуждения. Помимо бальмеровской серии наблюдаются линии He I, He II, [N II], [O III], [Ne III], [Ar IV], [Ar V].

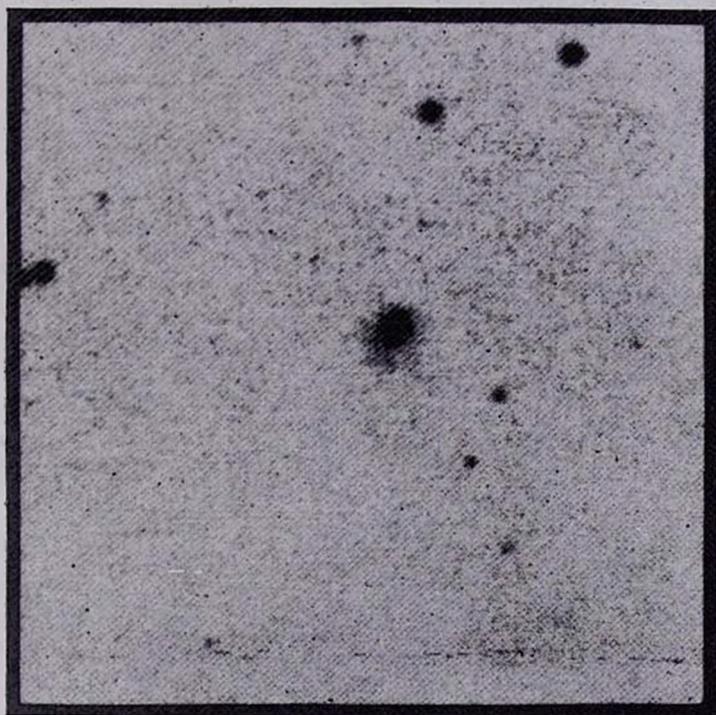
Бальмеровский декремент $H_{\beta} : H_{\gamma} : H_{\delta}$ оказался весьма крутым: 1.00 : 0.20 : 0.09. Поскольку туманность наблюдается сквозь темные облака, межзвездное покраснение должно быть ощутимым. И действительно, сравнение наблюдаемого декремента с теоретическим приводит к константе экстинкции $C = 2.50$, т. е. $A_V \approx 5^m.4$. Подобное значение поглощения, вообще говоря, представляется слишком большим, если учесть, что вблизи GL Tau наблюдаются удаленные галактики. Но тем не менее на Паломарских картах хорошо видно, что объект лежит почти у края одного из наиболее плотных облаков комплекса с $A_V \geq 4^m$ [6]. Поэтому полученное значение A_V было принято для дальнейших расчетов.

Электронная температура, оцененная по отношению исправленных за покраснение линий $N_{1,2}$ и $\lambda 4363$ [O III] [7], порядка 18 000 К. Отношение интенсивностей линий $\lambda\lambda 4740$ и 4711 [Ar IV] равно нижнему теоретическому пределу 0.67, что указывает на электронную плотность менее 10^4 см^{-3} [8]. GL Tau должна относиться к последнему, 10 классу планетарных туманностей по уровню возбуждения [7], поскольку линии He I очень слабы, а $\lambda 4686$ He II в 1.4 раза интенсивнее H_{β} . О расстоянии GL Tau судить трудно, но по собственному движению она не относится к комплексу Тельца [9].

Таким образом, полученные данные не противоречат заключению, что GL Tau действительно является планетарной туманностью. Вывод о сильных колебаниях блеска центральной звезды ($15^m.7 - 19^m.0$ в В-цвете) вызван, скорее всего, инструментальными ошибками. Подобного рода фотографические эффекты, возникающие при слиянии изображения фотометрируемой звезды с окружающей туманностью на мелкомасштабных фотографиях, хорошо известны. В частности, Романо [5] отмечал, что фотометрия Гётца [4] относится ко всей туманности в целом, а не к центральной звезде. Но и его собственные оценки ее блеска получены на пределе инструментальных возможностей. Желательно было бы проверить перемерность GL Tau с более крупными инструментами.

Автор признателен сотрудникам САО АН СССР В. Б. Небелицкому, О. И. Спиридоновой и Е. А. Назарову за помощь при наблюдениях со сканнером. Он благодарит также Э. Е. Хачикяна и А. Р. Петросяна за полезные обсуждения.

On the Nature of GL Tauri. The spectrum of this object is in accordance with the assumption that GL Tauri is a very high excitation planetary nebula. observed through the Taurus dark clouds. Estimated parameters are $T_e = 18000 \text{ K}$, $N_e \leq 10^4$, $A_V > 5^m.4$. As this ob-



К ст. Т. Магаляна

ject does not belong to Orion Population, it's variability is probably spurious.

17 ноября 1982

Бюраканская астрофизическая
обсерватория

Т. Ю. МАГАКЯН

ЛИТЕРАТУРА

1. G. Huro, B. Irlarte, E. Chavira, Bol. Obs. Tonantzintla, No. 8, 3, 1953.
2. W. L. W. Sargent, Ap. J., 160, 405, 1970.
3. М. М. Закиров, в сб. «Исследование экстремально молодых звездных комплексов», Фан, Ташкент, 1975, стр. 95.
4. W. Götz, Veroff. Sternw. Sonneberg, 5, 87, 1961.
5. G. Romano, IBVS No. 886, 1974.
6. В. Е. Слуцкий, в сб. «Исследование экстремально молодых звездных комплексов», Фан, Ташкент, 1975, стр. 115.
7. Л. Аллер, У. Лиллер, Планетарные туманности, Мир, М., 1971.
8. H. E. Sagarh, M. J. Seaton, M. N. RAS, 148, 367, 1970.
9. B. F. Jones, G. H. Herbig, A. J., 84, 1872, 1979.

УДК 524.338.6

НЕОБЫЧНАЯ ВСПЫШКА UV КИТА

Во время синхронных колориметрических наблюдений звезды UV Кита, выполненных на высокогорной Майданакской станции Астрономического института АН Уз.ССР, на трех телескопах, в UBV областях спектра, было зарегистрировано 76 вспышек [1, 2]. Около половины из них было зарегистрировано одновременно в U, B, V областях спектра.

Колориметрические наблюдения вспышек звезд типа UV Кита указывают на то, что во время вспышки имеет место сильное посинение цветов $(U-B)_+$ и $(B-V)_+$ вспышечного излучения (см., например, [1—6]).

Для некоторых вспышек [2, 4] цвета вспышечного излучения оказались необычно синими $(U-B)_+$. Однако такие значения цветов сомнительны, так как, во всех известных случаях, связаны с небольшими амплитудами в лучах B .

Среди всех вспышек, необычных по цвету $(U-B)_+$ вспышечного излучения, вспышка № 16, наблюдаемая нами у звезды UV Кита [2], интересна тем, что имела довольно большую амплитуду в лучах B : $\Delta B = 1^m15$ ($\Delta U = 4^m12$).

На рис. 1 приведены кривые блеска вспышки № 16 в U и V лучах и значения $(U-B)_+$ вспышечного излучения, определенные для соответствующих точек кривых блеска. Как видно на рис. 1, цвет $(U-B)_+$ вспышечного излучения во время этой вспышки в течение более 1.5 мин вблизи максимума блеска (точка, соответствующая максимуму, отмечена крестиком) был очень синим: $(U-B)_+ = -2^m0$. С таким значением цвета $(U-B)_+$ вспышечного излучения мы встречаемся впервые. Его нельзя объяснить ошибками наблюдений ($\sigma_U = \pm 0^m15$, $\sigma_B = +0^m03$). По-видимому, этот цвет является реальным.

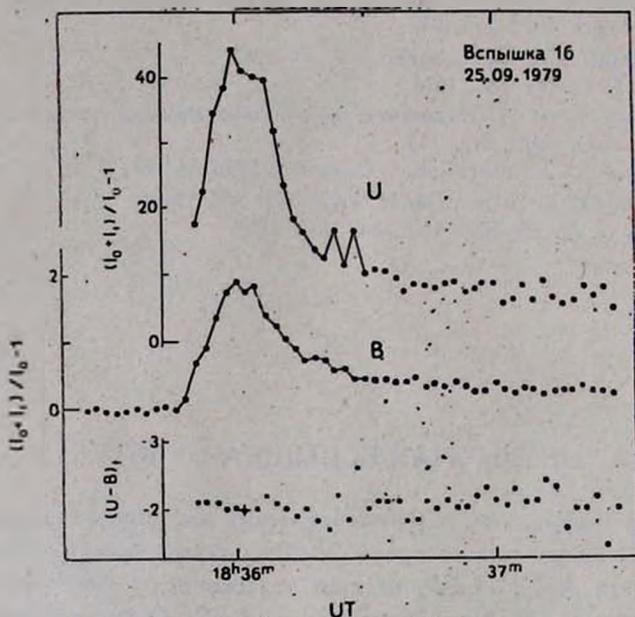


Рис. 1. Кривая блеска вспышки № 16 звезды UV Кита, зарегистрированная одновременно в U и V областях спектра. Внизу приведен ход изменений цвета $(U-B)_+$ вспышечного излучения для соответствующих точек кривой блеска. Крестиком обозначена точка, соответствующая максимуму блеска.

В пользу такого утверждения можно привести и следующее рассуждение. Собственные цвета $(U-B)_+$ вспышечного излучения для более 250 вспышек звезд типа UV Кита окрестности Солнца находятся в интервале значений

$$0 \leq (U - B)_+ \leq -2^m0$$

с максимумом $(U-B)_+ = -1^m0$ [1-6]. Распределение этих значений удовлетворительно представляется нормальным распределением. Используя это распределение можно вычислить вероятность наблюдения вспыш-

ки с собственным цветом $(U-B)_- = -2^m0$, которая равна приблизительно 0.001. Поэтому можно думать, что необычно синий цвет $(U-B)_-$ вспышечного излучения в максимуме вспышки № 16 звезды UV Кита действительно является реальным.

An Unusual Flare of UV Ceti. An unusual flare of UV Ceti was observed simultaneously in U and B bands of spectrum. Near the peak the flare's own colour $(U-B)_+$ was very blue ($\approx -2^m0$).

15 декабря 1982

Бюраканская астрофизическая
обсерватория

Н. Д. МЕЛИКЯН

ЛИТЕРАТУРА

1. Н. Н. Кулячков, Н. Д. Меликян, Л. В. Мирзоян, В. С. Шевченко, *Астрофизика*, 15, 423, 1979.
2. N. D. Melikyan, I. Jankovics, N. N. Kiljachkov, V. S. Shevchenko, O. I. Stalbovsky, *IBVS*, 2038, 1981.
3. W. E. Kunke, *Ap. J.*, 181, 503, 1970.
4. T. J. Moffett, *Ap. J.*, Supp. ser., 29, 1974.
5. K. Ichimura, Y. Shimizu, *Tokyo Astron. Bull.*, ser. 2, No. 255, 1978.
6. K. Ichimura, Y. Shimizu, *Tokyo Astron. Bull.*, ser. 2, No. 264, 1981.

УДК 524.7—77—13

OBSERVATIONS OF THREE NEW SEYFERT GALAXIES WITH THE WESTERBORK SYNTHESIS RADIO TELESCOPE AT 1412 MHz

In this communication we report results of the first radio measurements of three new galaxies with Seyfert characteristics. These objects were selected from the Second Byurakan Spectral Survey (SBS) which have been started by Markarian and collaborators in 1978 [1—3]. As in the case with the first survey, SBS is carried out with 40" Schmidt telescope but with an essentially improved method.

The radio observations have been made in January 1981 with the 3 km Westerbork Synthesis Radio Telescope (WSRT) at 1412 MHz [4, 5]. The WSRT consists of 14 equatorially mounted 25 m paraboloids located an East-West line. Ten of these telescopes are fixed at intervals of 144 m and the other four telescopes may be moved along a rail

track. WSRT provides simultaneously 40 independent interferometers with the different baselines. During our observations they were ranged from 72 m to 2736 m with 72 m increment. The combination of cooled receivers at movable telescopes with the uncooled receivers at fixed ones provides r. m. s. sensitivity of 0.17 mJy for 12 hours observation period at 1412 MHz [6]. The half-power width of the synthesized beam is $13 \times 13''/\sin \delta$. Four short observations at widely spaced-hour angles were carried out for each object. Each short observation had 4 minute duration. The galaxy SBS 1136 + 595 I was observed in field of view of SBS 1136 + 595 II. In case of SBS 1136 + 595 the instrument was pointed at approximate positions of these galaxies given in [3].

The CLEAN procedure [7] was used for reducing the observations. None of the galaxies observed was detected.

The upper limits to the flux densities at 1412 MHz and some characteristics taken from [3] of three Seyfert galaxies are presented in Table.

Table 1

SBS	α (1950)	δ (1950)	m_p	z	S (mJy)	$\log p$ (W/Hz)	Type
1136+595 I	$11^h 36^m 16.3^s$	$+59^\circ 30' 04''$	17	0.1138	<5	<23.1	QS0/Sy
1136+595 II	11 36 25.9	+59 28 16	16	0.0604	<5	<22.5	Sy 1.5
1518+595*	15 18 09.4	+59 19 19	16	0.0793	<5	<22.8	Sy 1

* Approximately 3.5 away from galaxy a slightly extended radio source with $\alpha(1950)=15^h 18^m 26.45^s$, $\delta(1950)=+59^\circ 21' 59''.8$ and $S(1412)=24$ mJy have been detected.

The optical positions of galaxies given in Table were measured at Byurakan Observatory with an accuracy better than $6''$ from the Palomar Sky Survey Prints. The Plastic transparent overlays with the positions of AGK3 reference stars within the squares $4 \times 4''$ around each galaxy's approximate position (from [3]) obtained at Dwingeloo Observatory were used. For calculations of the radio luminosity a Hubble constant $H=75 \text{ kms}^{-1} \text{ Mps}^{-1}$ has been assumed.

We should like to note in conclusion that for radio observations of the majority of objects from SBS it will be necessary to use high sensitivity radio telescopes (sensitivity < 5 mJy) since this survey will contain faint (down to 19^m) peculiar objects.

We thank the telescope and reduction groups of the Netherlands Foundation for Radio Astronomy for their assistance. We wish to thank

B. E. Markarian, J. A. Stepanian and V. A. Lipovetsky for permission to use data from SBS prior to publication.

V. H. Malumian is grateful to the administration of the Netherlands Foundation for Radio Astronomy for hospitality during his visit to the Netherlands.

The Westerbork Synthesis Radio Telescope is operated by the Netherlands Foundation for Radio Astronomy with the financial support of the Netherlands Organization for the Advancement of Pure Research (Z. W. O.).

Наблюдения трех новых сейфертовских галактик на частоте 1412 МГц с помощью радиотелескопа аппертурного синтеза в Вестерборке. Приводятся результаты наблюдений трех новых сейфертовских галактик на частоте 1412 МГц. Наблюдения проводились с помощью 3-км радиотелескопа аппертурного синтеза в Вестерборке.

27 October 1982

Byurakan Astrophysical Observatory
The Netherlands Foundation for
Radio Astronomy

V. H. MALUMIAN
A. G. de BRUYN
R. A. KANDALIAN

REFERENCES

1. B. E. Markarian, J. A. Stepanian, V. A. Lipovetsky, *Astron. Cirk.* No. 1141, 1980.
2. B. E. Markarian, J. A. Stepanian, V. A. Lipovetsky, *Astron. Cirk.*, No. 1142, 1, 1980.
3. B. E. Markarian, V. A. Lipovetsky, J. A. Stepanian, *Astron. Cirk.*, No. 1168, 2, 1981.
4. J. A. Hogbom, W. N. Brow, *Astron. Astrophys.*, 33, 289, 1974.
5. J. W. Baars, B. G. Hooghoudt, *Astron. Astrophys.*, 31, 323, 1974.
6. J. L. Casse, E. E. M. Woostenburg J. J. Wtsser, Preprint, 1981.
7. J. A. Hogbom, *Astron. Astrophys. Suppl. ser.*, 15, 417, 1974.

УДК 524.7—55

ДВАЖДЫ УРАВНОВЕШЕННЫЕ ЭЛЛИПТИЧЕСКИЕ ЗВЕЗДНЫЕ ДИСКИ В ДВОЙНЫХ СИСТЕМАХ

Стационарное состояние галактики, находящейся в двойной системе, имеет место в случае, когда угловая скорость орбитального движения Ω совпадает с собственной угловой скоростью:

$$\Omega^2 = \frac{G(M + M_2)}{r_{12}^3} \quad (1)$$

Здесь M — масса исследуемой галактики, M_2 — масса компаньона, r_{12} — расстояние между центрами галактик. Если галактика M является дисковой, то при распределении поверхностной плотности

$$\sigma = \sigma_0 \sqrt{1 - \frac{x^2}{\alpha^2} - \frac{y^2}{\beta^2}}, \quad \alpha > \beta, \quad M = \frac{2\pi}{3} \sigma_0 \alpha \beta \quad (2)$$

ее гравитационный потенциал Φ_d является квадратичным,

$$\Phi_d = a_0 x^2 + b_0 y^2. \quad (3)$$

Коэффициенты a_0 и b_0 связаны с σ_0 , α , β с помощью эллиптических интегралов [1]. При $r_{12} \gg \alpha$ гравитационное влияние второго компаньона можно рассматривать в приближении приливных сил, также имеющих квадратичный потенциал. Рассмотрим диск, который в двойной системе сжат по направлению оси, соединяющей центры галактик. В этом случае суммарный потенциал сил, действующих в плоскости диска, имеет вид [2]:

$$\Phi = ax^2 + by^2, \quad a = a_0 + \frac{1}{2} \frac{GM_2}{r_{12}^3}, \quad b = b_0 - \frac{GM_2}{r_{12}^3} \quad (4)$$

Стационарная функция распределения звезд в диске с плотностью (1) получена для одиночного диска в [1], для диска в двойной системе в [2]. В общем случае состояние такого диска однозначно определяется заданием пяти параметров:

$$\alpha, \beta, M, M_2, r_{12}. \quad (5)$$

Когда по одной из осей центробежная сила уравнивает суммарное тяготение, то такой диск называется уравновешенным. В одиночном диске $a_0 < b_0$, поэтому уравнивание всегда наступает по большей оси диска: $\Omega^2 = 2a_0$. Если в двойной системе диск является сжатым, то, согласно (4), в зависимости от параметров возможно любое соотношение между a и b . В частности, возможно состояние сжатого диска с $\Omega^2 = 2a = 2b$, когда он оказывается дважды уравниваемым (по обеим осям). Анализ общего решения, проведенный в [3], показал, что при заданных параметрах (5) имеется множество равновесных решений для дважды уравниваемого диска. Эти решения получены в настоящей заметке. Кинетическое уравнение, описывающее равновесие диска (2) с $\Omega^2 = 2a = 2b$, в системе координат, вращающейся со скоростью Ω , имеет вид

$$v_x \frac{\partial f}{\partial x} + v_y \frac{\partial f}{\partial y} + 2\Omega v_y \frac{\partial f}{\partial v_x} - 2\Omega v_x \frac{\partial f}{\partial v_y} = 0. \quad (6)$$

Это уравнение имеет характеристические интегралы (интегралы движения):

$$E = \frac{1}{2} (v_x^2 + v_y^2), \quad I_2 = v_x - 2\Omega y, \quad I_3 = v_y + 2\Omega x. \quad (7)$$

Рассмотрим следующую комбинацию интегралов движения:

$$E + \alpha_2 I_2^2 + \alpha_3 I_3^2 = \frac{1/2}{1 - \lambda \alpha^2/\beta^2} \left(v_x - 2\Omega \frac{\alpha^2}{\beta^2} \lambda y \right)^2 + \frac{E/2}{1 - \lambda} (v_y + 2\Omega \lambda x)^2 + 2\Omega^2 \alpha^2 \lambda \left(\frac{x^2}{\alpha^2} + \frac{y^2}{\beta^2} \right), \quad (8)$$

$$\alpha^2 = \frac{1}{2} \frac{\alpha^2}{\beta^2} \lambda \left(1 - \frac{x^2}{\beta^2} \lambda \right)^{-1}, \quad \alpha_3 = \frac{1}{2} \lambda (1 - \lambda)^{-1}.$$

λ — произвольный параметр, $0 \leq \lambda \leq \beta^2/\alpha^2$.

Функция распределения, приводящая к поверхностной плотности (2), имеет вид

$$f_\lambda = \frac{\sigma_0}{4\pi a \Omega \sqrt{\lambda (1 - \alpha^2/\beta^2 \lambda)}} [2(1 - \lambda) (2\Omega^2 \lambda \alpha^2 - E - \alpha_2 I_2^2 - \alpha_3 I_3^2)]^{-1/2} = \\ = \frac{\sigma_0}{4\pi a \sqrt{2a\lambda (1 - \alpha^2/\beta^2 \lambda)}} [8a\alpha^2 \lambda (1 - \lambda) (1 - x^2/\alpha^2 - y^2/\beta^2) - \\ - \frac{1 - \lambda}{1 - \alpha^2/\beta^2 \lambda} \left(v_x - 2\Omega \frac{\alpha^2}{\beta^2} \lambda y \right)^2 - (v_y + 2\Omega \lambda x)^2]^{-1/2}. \quad (9)$$

При $\lambda = 0$ это решение описывает диск, в котором звезды неподвижны во вращающейся системе координат [3]:

$$f = \frac{2\sigma_0}{\pi} \sqrt{1 - \frac{x^2}{\alpha^2} - \frac{y^2}{\beta^2}} \delta(v_x^2 + v_y^2), \quad \int_0^\infty \delta(x) dx = 1/2. \quad (10)$$

При $\lambda = \beta^2/\alpha^2$ получаем решение

$$f = \frac{\sigma_0 \alpha^2}{4 \sqrt{2} \beta} \frac{\delta(v_x - 2\Omega y)}{\sqrt{\alpha^2 - \beta^2}} \theta \left[8a (\alpha^2 - \beta^2) \left(1 - \frac{x^2}{\alpha^2} - \frac{y^2}{\beta^2} \right) - \right. \\ \left. - \left(v_y + 2\Omega \frac{\beta^2}{\alpha^2} x \right)^2 \right], \quad (11)$$

следующее также из общего решения для уравновешенного диска с $\Omega^2 = 2a$, полученного в [3]. Используя (9) можно построить множество

новых, равновесных решений для диска (2), используя предложенный в [4] способ. Очевидно, что при произвольном $\varphi(\lambda)$ функция

$$f = \frac{\int_0^{\beta/a^2} f_\lambda \varphi(\lambda) d\lambda}{\int_0^{\beta/a^2} \varphi(\lambda) d\lambda}$$

также описывает равновесное состояние дважды уравновешенного диска.

Doubly Balanced Elliptical Stellar Disks in Binary Systems. The solutions are obtained for doubly balanced compressed disks in binary galaxy systems. Some special cases are analyzed.

10 июня 1982

Институт космических
исследований АН СССР

Г. С. БИСНОВАТЫЙ-КОГАН

ЛИТЕРАТУРА

1. R. S. Freeman, M.N. RAS, 134, 15, 1966.
2. G. S. Bisnovatyi-Kogan, M. N. RAS, 174, 203, 1976.
3. Г. С. Бисноватый-Коган, *Астрофизика*, 19, 65, 1983.
4. Г. С. Бисноватый-Коган, Я. Б. Зельдович, *Астрофизика*, 6, 387, 1970.

УДК 524.3.6

МОДЕЛИ ВЫРОЖДЕННЫХ ЗВЕЗДНЫХ КОНФИГУРАЦИЙ

Параметры сверхплотных небесных тел были рассчитаны в [1] и затем неоднократно в ряде других работ (см. [2]). Наличие большого числа публикаций по этому вопросу в основном обусловлено отсутствием единого мнения об уравнении состояния вырожденного звездного вещества. В серии работ [3—5] проводился ряд важных уточнений в уравнении состояния, учитывающих явление пионной конденсации сверхплотной плазмы и достижения физики элементарных частиц за последние десять лет. Параметры сверхплотных небесных тел достаточно чувствительны к изменениям в уравнении состояния. Учитывая их важность для астрофизики и, в частности, для теорий пульсаров, мы заново рассчитали их на основе наиболее

корректного, на наш взгляд, уравнения состояния, приведенного в недавно выполненной работе [5].

Результаты расчетов приведены в таблице. В первых двух ее столбцах даны центральное давление $P(0)$ и плотность $\rho(0)$. Ими, по существу, определяется уравнение состояния вещества за исключением небольшой области низких давлений $P(0) < 10^{23}$ эрг/см³. В последующих столбцах приведены: в третьем и четвертом — радиус и накопленная масса кваркового ядра; в пятом и шестом — толщина и масса адронного слоя; в седьмом и восьмом — толщина и масса слоя звезды из ядерного вещества; в девятом и десятом — толщина и масса оболочки, состоящей из Ae-плазмы; в одиннадцатом и двенадцатом — координатный радиус R и полная масса M звезды. Размеры измерены в километрах, а масса — в единицах массы Солнца. В последних двух столбцах приведены соответственно полное число барионов N в единицах $N_{\odot} = M_{\odot}/m_n$ и момент инерции I конфигурации в единицах CGS.

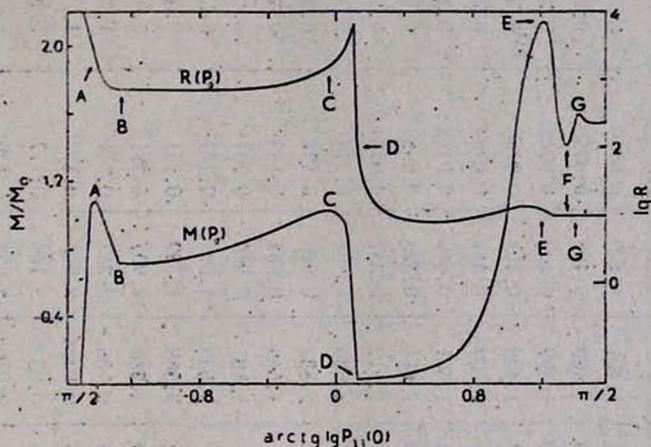


Рис. 1. Зависимость координатного радиуса в км и массы конфигураций в массах Солнца от центрального давления $P(0)$ (P измерено в единицах CGS, а $P_{00} = 16^{-33} P$). На всех кривых этого и последующего рисунков одинаковыми буквами отмечены параметры одних и тех же конфигураций.

На рис. 1 представлена зависимость координатного радиуса и массы конфигураций от центрального давления. На рис. 2 дана зависимость энергии связи, рассчитанной на одну частицу, от полного числа барионов. Дополнительная информация приводится в подписях к рисункам.

Из приведенных графиков можно заключить [2], что конфигурации, соответствующие отрезку DE (нейтронные конфигурации) и отрезку левее точки А (ветвь белых карликов), являются устойчивыми, а остальные — не-

ПАРАМЕТРЫ ВЫРОЖДЕННЫХ ЗВЕЗДНЫХ КОНФИГУРАЦИЙ

$P(0)$ (эрг см ⁻³)	$\rho(0)$ г см ⁻³	Кварковое ядро		Андронный слой		Слой ядерного вещества		„Ае“-оболочка		R (км)	M/M_{\odot}	N/N_{\odot}	I (г см ²)
		ΔR (км)	$\Delta M/M_{\odot}$	ΔR (км)	$\Delta M/M_{\odot}$	ΔR (км)	$\Delta M/M_{\odot}$	ΔR (км)	$\Delta M/M_{\odot}$				
∞	∞	0.554	0.0788	8.848	1.401	0.405	0.0759	0.209	$9.79 \cdot 10^{-6}$	10.02	1.555	1.693	$1.132 \cdot 10^{45}$
$1.00 \cdot 10^{41}$	$3.45 \cdot 10^{23}$	0.554	0.0787	8.846	1.400	0.405	0.0759	0.209	$9.78 \cdot 10^{-6}$	10.01	1.555	1.692	$1.131 \cdot 10^{45}$
$2.54 \cdot 10^{41}$	$8.92 \cdot 10^{20}$	0.563	0.0803	8.842	1.397	0.407	0.0763	0.210	$9.83 \cdot 10^{-6}$	10.02	1.553	1.690	$1.132 \cdot 10^{45}$
$1.56 \cdot 10^{29}$	$5.62 \cdot 10^{20}$	0.531	0.0829	8.977	1.429	0.401	0.0768	0.207	$9.88 \cdot 10^{-6}$	10.12	1.589	1.739	$1.197 \cdot 10^{45}$
$7.77 \cdot 10^{27}$	$2.87 \cdot 10^{27}$	0.702	0.0924	8.544	1.302	0.431	0.0784	0.223	$1.02 \cdot 10^{-5}$	9.900	1.473	1.581	$1.012 \cdot 10^{45}$
$3.68 \cdot 10^{27}$	$1.39 \cdot 10^{27}$	0.638	0.0520	8.324	1.301	0.419	0.0715	0.217	$9.29 \cdot 10^{-6}$	9.598	1.425	1.516	$8.961 \cdot 10^{44}$
$3.33 \cdot 10^{26}$	$1.26 \cdot 10^{26}$			9.246	1.611	0.328	0.0589	0.169	$7.54 \cdot 10^{-6}$	9.742	1.669	1.861	$1.212 \cdot 10^{45}$
$9.56 \cdot 10^{25}$	$3.84 \cdot 10^{25}$			10.54	1.917	0.337	0.0784	0.172	$9.90 \cdot 10^{-6}$	11.04	1.995	2.337	$2.095 \cdot 10^{45}$
$3.73 \cdot 10^{25}$	$1.69 \cdot 10^{25}$			11.62	2.026	0.401	0.114	0.203	$1.43 \cdot 10^{-5}$	12.23	2.139	2.549	$2.886 \cdot 10^{45}$
$1.79 \cdot 10^{25}$	$9.77 \cdot 10^{24}$			12.08	1.882	0.510	0.158	0.257	$1.98 \cdot 10^{-5}$	12.84	2.039	2.409	$3.028 \cdot 10^{45}$
$9.84 \cdot 10^{24}$	$6.82 \cdot 10^{24}$			11.85	1.560	0.662	0.199	0.332	$2.53 \cdot 10^{-5}$	12.85	1.760	2.033	$2.540 \cdot 10^{45}$
$6.01 \cdot 10^{24}$	$5.41 \cdot 10^{24}$			11.13	1.183	0.850	0.231	0.426	$2.96 \cdot 10^{-5}$	12.41	1.414	1.592	$1.825 \cdot 10^{45}$
$3.96 \cdot 10^{24}$	$4.65 \cdot 10^{24}$			10.12	0.839	1.071	0.247	0.536	$3.24 \cdot 10^{-5}$	11.73	1.087	1.197	$1.196 \cdot 10^{45}$
$2.77 \cdot 10^{24}$	$4.21 \cdot 10^{24}$			9.001	0.568	1.320	0.251	0.659	$3.36 \cdot 10^{-5}$	10.98	0.818	0.884	$7.503 \cdot 10^{44}$
$1.53 \cdot 10^{24}$	$3.76 \cdot 10^{24}$			6.760	0.230	1.907	0.231	0.947	$3.35 \cdot 10^{-5}$	9.615	0.461	0.485	$2.894 \cdot 10^{44}$
$1.19 \cdot 10^{24}$	$3.63 \cdot 10^{24}$			5.696	0.136	2.257	0.215	1.112	$3.27 \cdot 10^{-5}$	9.065	0.351	0.336	$1.832 \cdot 10^{44}$
$9.58 \cdot 10^{23}$	$3.55 \cdot 10^{24}$			4.655	0.0734	2.665	0.197	1.295	$3.18 \cdot 10^{-5}$	8.615	0.269	0.279	$1.184 \cdot 10^{44}$
$7.81 \cdot 10^{23}$	$3.48 \cdot 10^{24}$			3.596	0.0336	3.166	0.177	1.499	$3.10 \cdot 10^{-5}$	8.262	0.211	0.217	$7.829 \cdot 10^{43}$
$6.48 \cdot 10^{23}$	$3.43 \cdot 10^{24}$			2.414	0.0109	3.859	0.156	1.729	$3.02 \cdot 10^{-5}$	8.002	0.166	0.171	$5.295 \cdot 10^{43}$
$5.45 \cdot 10^{23}$	$3.39 \cdot 10^{24}$					5.841	0.133	1.992	$2.95 \cdot 10^{-5}$	7.833	0.133	0.136	$3.661 \cdot 10^{43}$
$3.97 \cdot 10^{23}$	$3.33 \cdot 10^{24}$					5.114	0.0881	2.664	$2.86 \cdot 10^{-5}$	7.779	0.0882	0.0896	$1.846 \cdot 10^{43}$
$2.31 \cdot 10^{23}$	$3.23 \cdot 10^{24}$					4.049	0.0427	5.372	$2.97 \cdot 10^{-5}$	9.422	0.0428	0.0432	$5.589 \cdot 10^{42}$

1.82 · 10 ³³	3.19 · 10 ¹⁴			3.642
1.32 · 10 ³³	3.14 · 10 ¹⁴			3.154
1.28 · 10 ³³	3.13 · 10 ¹⁴			3.107
1.26 · 10 ³³	3.13 · 10 ¹⁴			3.089
1.20 · 10 ³³	3.12 · 10 ¹⁴			3.024
1.16 · 10 ³³	3.12 · 10 ¹⁴			2.974
1.09 · 10 ³³	3.11 · 10 ¹⁴			2.900
1.05 · 10 ³³	3.10 · 10 ¹⁴			2.839
9.31 · 10 ³²	3.09 · 10 ¹⁴			2.691
7.47 · 10 ³²	3.06 · 10 ¹⁴			3.431
5.96 · 10 ³²	3.03 · 10 ¹⁴			2.189
4.71 · 10 ³²	3.00 · 10 ¹⁴			1.959
2.79 · 10 ³²	2.95 · 10 ¹⁴			1.528
1.46 · 10 ³²	2.91 · 10 ¹⁴			1.115
5.93 · 10 ³¹	2.87 · 10 ¹⁴			0.716
1.39 · 10 ³¹	2.85 · 10 ¹⁴			0.341
4.22 · 10 ³⁰	2.84 · 10 ¹⁴			0.178
6.41 · 10 ²⁹	5.83 · 10 ¹¹			
3.64 · 10 ²⁹	2.89 · 10 ¹¹			
1.90 · 10 ²⁹	1.46 · 10 ¹¹			
8.92 · 10 ²⁸	7.23 · 10 ¹⁰			
3.65 · 10 ²⁸	3.35 · 10 ¹⁰			
3.35 · 10 ²⁷	4.99 · 10 ⁹			
6.47 · 10 ²⁶	1.42 · 10 ⁹			
7.77 · 10 ²⁵	2.89 · 10 ⁸			
4.52 · 10 ²⁴	3.62 · 10 ⁷			
8.15 · 10 ²³	2.31 · 10 ⁶			

0.0308	9.177	$3.33 \cdot 10^{-5}$	12.82	0.0309	0.0311	$3.258 \cdot 10^{43}$
0.0198	102.8	$8.58 \cdot 10^{-5}$	105.9	0.0199	0.0200	$2.261 \cdot 10^{43}$
0.0189	6129	$5.57 \cdot 10^{-2}$	6133	0.0746	0.0752	$1.244 \cdot 10^{49}$
0.0186	6845	0.403	6848	0.422	0.426	$8.285 \cdot 10^{48}$
0.0174	4351	0.796	4354	0.814	0.822	$4.979 \cdot 10^{49}$
0.0165	3478	0.901	3481	0.918	0.927	$3.225 \cdot 10^{49}$
0.0153	2729	0.972	2732	0.987	0.997	$1.911 \cdot 10^{49}$
0.0145	2340	0.998	2343	1.013	1.023	$1.349 \cdot 10^{49}$
0.0122	1759	1.019	1762	1.032	1.042	$6.505 \cdot 10^{49}$
$8.93 \cdot 10^{-3}$	1265	1.004	1267	1.013	1.023	$3.066 \cdot 10^{48}$
$6.48 \cdot 10^{-3}$	1030	0.968	1032	0.975	0.985	$1.785 \cdot 10^{48}$
$4.63 \cdot 10^{-3}$	896.5	0.928	898.5	0.933	0.942	$1.197 \cdot 10^{48}$
$2.17 \cdot 10^{-3}$	761.7	0.849	763.3	0.851	0.959	$6.911 \cdot 10^{47}$
$8.39 \cdot 10^{-4}$	711.3	0.784	712.4	0.785	0.792	$4.984 \cdot 10^{47}$
$2.20 \cdot 10^{-4}$	701.9	0.741	702.6	0.741	0.748	$4.249 \cdot 10^{47}$
$2.38 \cdot 10^{-5}$	707.4	0.720	707.8	0.720	0.727	$4.045 \cdot 10^{47}$
$3.37 \cdot 10^{-6}$	709.8	0.716	709.9	0.717	0.723	$4.022 \cdot 10^{47}$
	710.9	0.715	710.9	0.715	0.722	$4.017 \cdot 10^{47}$
	701.3	0.761	701.3	0.761	0.768	$4.496 \cdot 10^{47}$
	730.4	0.828	730.4	0.828	0.836	$5.922 \cdot 10^{47}$
	807.1	0.902	807.1	0.902	0.911	$8.846 \cdot 10^{47}$
	942.5	0.973	942.5	0.973	0.982	$1.453 \cdot 10^{48}$
	1508	1.068	1508	1.068	1.079	$5.100 \cdot 10^{48}$
	2078	1.074	2078	1.074	1.084	$1.114 \cdot 10^{49}$
	3058	1.018	3059	1.018	1.028	$2.711 \cdot 10^{49}$
	4801	0.825	4801	0.825	0.833	$6.728 \cdot 10^{49}$
	7576	0.415	7576	0.415	0.419	$1.139 \cdot 10^{50}$

устойчивыми. Следует отметить, что наиболее устойчивой является ветвь DE. Конфигурации белых карликов являются метастабильными, поскольку при одном и том же числе барионов масса белых карликов больше массы соответствующей нейтронной звезды на величину порядка 10 МэВ в расчете на один барион.

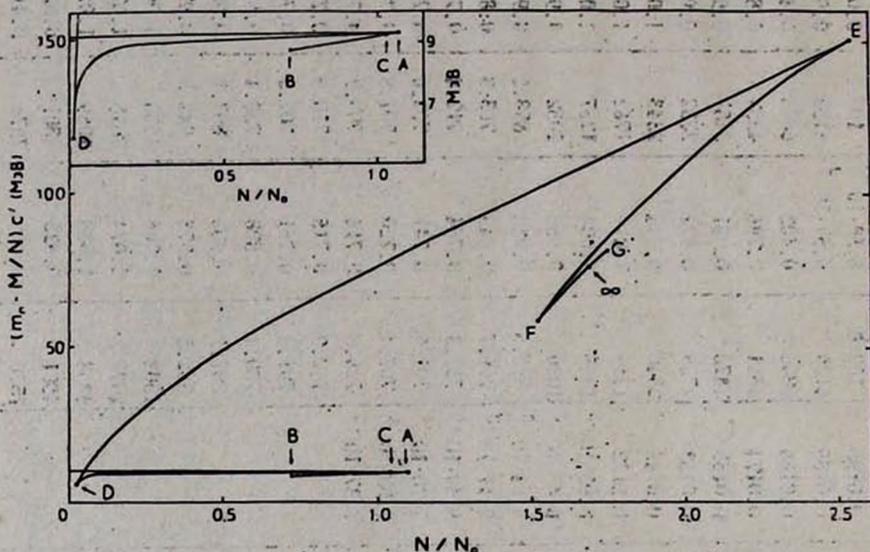


Рис. 2. Зависимость средней энергии связи, рассчитанной на один барион, от полного числа барионов N , $N_{\odot} = M_{\odot}/m_n$ — число нуклонов в Солнце, m_n — масса нейтрона. В верхнем левом углу рисунка воспроизведена часть DCBA кривой в крупном масштабе. Точка кривой, обозначенная символом ∞ , соответствует конфигурации с бесконечно большим центральным давлением. При заданном числе барионов устойчивыми являются конфигурации с наибольшей энергией связи.

Авторы признательны проф. Г. С. Саакяну за ценные указания и помощь, а также С. Г. Симоняну и Х. В. Котанджяну за помощь при выполнении численных расчетов.

Models of Degenerate Stellar Configurations. Models of white dwarfs and of neutron stars are calculated by a new improved state equation of degenerate stellar matter.

21 мая 1982

Отдел прикладных проблем
физики АН Арм. ССР
Ереванский государственный
университет

Л. ШЕ ГРИГОРЯН

Г. Г. АРУТЮНЯН

ЛИТЕРАТУРА

1. В. А. Амбарцумян, Г. С. Саакян, *Астрон. ж.*, 37, 193, 1960.
2. Г. С. Саакян, *Равновесные конфигурации вырожденных газовых масс*, Наука, М., 1972.
3. Л. Ш. Григорян, Г. С. Саакян, *Физика элементарных частиц и атомного ядра*, 10, 1075, 1979.
4. G. H. Sahakian, L. S. Grigorian, *Astrophys. Space Sci.* 73, 307, 1980.
5. Л. Ш. Григорян, *Астрофизика* (в печати).

РЕЦЕНЗИИ

УДК 524.3

B Stars With and Without Emission Lines, A. Underhill (Editor/Author Part I), V. Doazan (Editor/Author Part II), NASA SP—456, 1982, 487 p.

B-звезды с эмиссионными линиями и без них, А. Андерхил (редактор и автор I части), В. Доазан (редактор и автор II части), Спец. публ. NASA — № 456, 1982, 487 с.

Рецензируемая книга — вторая из серии монографий под общим названием «Нетепловые явления в звездных атмосферах» (первая книга — «Солнце как звезда»). Эта серия издается совместно Национальным центром научных исследований (CNRS, Франция) и Национальным управлением по авионавтике и исследованию космического пространства (NASA, США). Как подчеркивают организаторы серии, основная их цель состоит в том, чтобы дать исчерпывающий обзор высококачественных данных об атмосферах звезд разных типов, полученных главным образом в последнее время с космических аппаратов, и на их основе наметить пути более глубокого понимания физики звездных атмосфер. При этом особое внимание будет уделяться нетепловым явлениям, под которыми подразумеваются явления, приводящие к нарушению лучистого равновесия.

В последние примерно 15 лет (после 1965 г.), благодаря наблюдениям из космоса в ультрафиолетовой и рентгеновской областях спектра, накоплено довольно много данных, которые не удается объяснить в рамках классических моделей атмосфер, построенных в предположении лучистого равновесия. Подробный обзор и обсуждение таких данных для звезд класса В — одна из целей рецензируемой книги. Фактически же она представляет собой справочник по звездам класса В и в большей своей части напоминает аннотированный указатель литературы, причем список цитированных работ отромен — свыше тысячи названий.

Книга состоит из двух частей: «В-звезды» и «Ве-звезды». Первая часть (гл. 1—9) написана А. Андерхил и В. Доазан за исключением гл. 5 (автор — J. R. Lesh) и последнего раздела гл. 7 (автор — M. L. Aizen-

тапп). Вторая часть (гл. 10—13) написана В. Доазан, причем гл. 13— в сотрудничестве с R. N. Thomas.

В первых двух главах излагаются общие сведения о звездах класса В. Затем дается подробный обзор имеющихся наблюдений нормальных В-звезд, причем сверхгигантам отведена отдельная глава. Следующая глава посвящена краткому анализу наблюдений В-звезд особых типов: переменных типа β Цефея, горячих субкарликов, экстремально гелиевых звезд, гелиевых переменных, бедных гелием звезд Hg—Mn-звезд, а также магнитных В-звезд. Далее обсуждаются проблемы моделирования атмосфер нормальных звезд класса В. Основные выводы, которые здесь делаются, состоят в следующем: непрерывные спектры нормальных В-звезд в целом удовлетворительно описываются плоскопараллельными моделями атмосфер, рассчитанными в предположениях о локальном термодинамической и лучистом равновесиях, для объяснения же профилей и эквивалентных ширин некоторых линий в видимой и особенно в ультрафиолетовой области спектра, а также рентгеновского излучения, зарегистрированного у некоторых В-звезд, необходимо предположить наличие в атмосферах неоднородных расширяющихся горячих областей (авторы называют их мантиями), которые нагреваются вследствие диссипации энергии неизвестного пока происхождения. При этом у сверхгигантов мантии гораздо мощнее, чем у других В-звезд. Если провести аналогию с Солнцем, то атмосферу звезды класса В можно представить себе состоящей из фотосферы, хромосферы и короны, причем последние два слоя и составляют мантию. Такова эмпирическая модель атмосфер звезд класса В, вытекающая из анализа наблюдательного материала в интервале длин волн от инфракрасной области до рентгеновской.

В следующей главе кратко излагаются результаты теории эволюции массивных одиночных звезд ($M = (2-15) M_{\odot}$) и проведено сравнение теоретических эволюционных треков с наблюдаемым распределением звезд класса В на диаграмме Герцшпрунга—Рессела. Показано, что неопределенности в используемых непрозрачностях, а также в учете конвекции и потери массы не позволяют надежно определить внутреннее строение голубых сверхгигантов и найти их массу по положению на этой диаграмме.

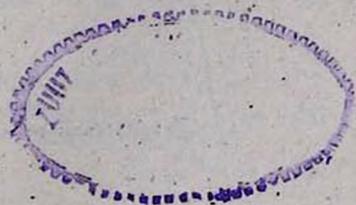
Вторая часть книги посвящена звездам типа Ве. Сначала дается обзор наземных наблюдений и предложенных для их объяснения моделей, затем приводятся данные, полученные с космических аппаратов, и, наконец, в последней главе строится эмпирическая модель атмосфер Ве-звезд, объясняющая наблюдения во всем диапазоне длин волн от радиообласти до рентгеновской. Эта модель отличается от эмпирической модели атмосфер нормальных В-звезд наличием внешней сравнительно холодной и плотной посткорональной области, в которой и возникает весь комплекс явлений, обычно связываемых с Ве-звездами по наблюдениям в

видимом диапазоне спектра. Указано, что эта область может возникать вследствие торможения в межзвездной среде вещества, теряемого звездой (причем предполагается, что потеря вещества вызвана не быстрым вращением Ве-звезды, как считалось со времен О. Струве, а связана с наличием горячей короны). Отсюда сделан вывод, что все отличия звезд типа Ве от нормальных звезд класса В могут объясняться лишь повышенной скоростью потери массы.

В целом рецензируемая книга хорошо отражает современный уровень понимания физики атмосфер звезд класса В и может служить справочником по наблюдательным данным об этих звездах. Что же касается теории, то она изложена несколько схематично. Например, неспециалисту по теории переноса излучения будет, по-видимому, довольно трудно понять раздел, посвященный формированию линий в движущихся атмосферах. Впрочем, как отмечают сами авторы, они не собирались давать детальное изложение существующей теории, а, скорее, хотели выделить проблемы, с которыми эта теория сталкивается. Это им вполне удалось.

Книга может быть полезной для специалистов, занимающихся физикой звездных атмосфер и смежными областями астрофизики.

С. И. ГРАЧЕВ



CONTENTS

TWO-COLOUR PHOTOMETRY OF CLUSTERS OF GALAXIES. I A 1185	
<i>A. T. Kalloghlian, A. G. Egiklan, D. Nanni, D. Trevese, A. Vignato</i>	183
B2 1101 +38 (Mark 421): POLARIZATION AND PHOTOMETRIC BEHAVIOUR IN THE OPTICAL DURING 1974-1982	
<i>V. A. Hagen-Thorn, S. G. Marchenko, R. I. Smehacheva, V. A. Yakovleva</i>	199
NEW GALAXIES WITH UV - EXCESS. V	
<i>M. A. Kazartan, E. S. Kazartan</i>	213
SPECTRA OF GALAXIES WITH UV-CONTINUUM. III	
<i>B. E. Murkarian, V. A. Ltpovetsky, J. A. Stepanyan</i>	221
SPECTRAL OBSERVATIONS OF MARKARIAN GALAXIES. III	
<i>E. K. Denisjuk, V. A. Ltpovetsky</i>	229
SPECTRAL AND MORPHOLOGICAL INVESTIGATION OF THE MAR- KARIAN GALAXIES 303 AND 313	
<i>E. Ye. Khachiklan, A. R. Petrossian</i>	239
EMISSION LINE VARIABILITY SEARCH OF NGC 1275 GALAXY NUCLEUS SPECTRUM IN A SCALE OF ONE DAY	
<i>N. I. Merkulova, I. I. Prontk</i>	245
THE SPECTRA OF RADIO EMISSION AND THE BYRAKAN CLASSIFI- CATION OF GALAXIES	251
<i>A. H. Mulumian</i>	
ON THE POSSIBLE INTERPRETATION OF "SUPERLUMINAL" VELOCITIES IN RADIOGALAXIES	257
<i>V. G. Gorbatsky</i>	
Li ABUNDANCE IN THE ATMOSPHERE OF M-GIANTS TAKING INTO AC- COUNT MOLECULAR ABSORPTION	
<i>M. E. Boyarchuk, A. V. Shavrina, I. A. Yakovtina</i>	265
ON THE CORRELATION BETWEEN UV-EXCESS AND Te CONTENT IN MIRA STARS	273
<i>A. A. Hakoptan, Yu. K. Melik-Aloverdian</i>	
CONNECTION OF THE RC+B CYCLIC LIGHT VARIATIONS WITH THE TOTAL LIGHT FADINGS	
<i>R. I. Goncharova, G. U. Kovalchuk, A. F. Pugach</i>	279
ON THE ORIGIN OF TWO TYPES OF OUTBURSTS OF THE U GEMINO- MIUM STARS AND THE MECHANISM OF THE SUPERHUMPS	
<i>L. N. Ivanov</i>	291
ON THE THERMODYNAMICS OF THE SUPERFLUID SOLUTIONS IN THE 2 nd "np ₀ "-PHASE OF THE NEUTRON STAR	
<i>D. M. Sedrukian, K. M. Shahabassian, A. G. Movsesian</i>	303
ON THE STRUCTURE OF MAGNETIC FIELD IN PULSARS	315
<i>I. F. Malov</i>	
PHOTOPRODUCTION OF ELECTRON-POSITRON PAIRS IN COMPACT X-RAY SOURCES	
<i>F. A. Aharontan, A. M. Atoyun, A. M. Nahapettan</i>	323
ON THE THEORY OF ISOTROPIC SCATTERING OF RADIATION IN HO- MOGENEOUS PLANE PARALLEL SLAB	335
<i>E. Kh. Danellian</i>	
PLANK MEAN CROSS SECTIONS FOR RADIATION PRESSURE FOR NON- SPHERICAL GRAINS. II	347
<i>N. V. Vushchinskikov, V. B. Il'in</i>	
FORCE-FREE MAGNETIC FLUX ROPE WITH THE VARIABLE DIAMETER	
<i>A. A. Solov'ov</i>	359
NOTES	
ON THE NATURE OF GL TAURI	371
<i>T. Yu. Maghukian</i>	
AN UNUSUAL FLARE OF UV CETI	373
<i>N. D. Melikian</i>	
OBSERVATIONS OF THREE NEW SEYFERT GALAXIES WITH THE WESTERBORK SYNTHES- IS RADIO TELESCOPE AT 1412 MHz	
<i>V. H. Mulumian, A. G. de Bruyn, R. A. Kondalton</i>	375
DOUBLY BALANCED ELLIPTICAL STELLAR DISKS IN BINARY SYSTEMS	
<i>G. S. Blinovatyi-Kogon</i>	377
MODELS OF DEGENERATE STELLAR CONFIGURATIONS	
<i>L. Sh. Grigorian, G. G. Arutyunian</i>	380
REVIEWS	
A. UNDERHILL, V. DOZAN, B-STARS WITH AND WITHOUT EMISSION LINES	
<i>S. I. Grachev</i>	387

СОДЕРЖАНИЕ (продолжение)

О ПРИЧИНАХ РАЗДЕЛЕНИЯ ВСПЫШЕК ЗВЕЗД ТИПА U БЛИЗНЕЦОВ НА ДВА ВИДА И МЕХАНИЗМЕ ВОЗНИКНОВЕНИЯ СВЕРХГОРБОВ <i>Л. Н. Иванов</i>	291
О ТЕРМОДИНАМИКЕ СВЕРХТЕКУЧИХ РАСТВОРОВ В „пре“-ФАЗЕ НЕЙТРОННОЙ ЗВЕЗДЫ <i>Д. М. Седракян, К. М. Шахабасян, А. Г. Мовсисян</i>	303
О СТРУКТУРЕ МАГНИТНОГО ПОЛЯ В ПУЛЬСАРАХ . . . <i>И. Ф. Малов</i> ФОТОРОЖДЕНИЕ ЭЛЕКТРОННО-Позитронных ПАР В КОМПАКТНЫХ РЕНТГЕНОВСКИХ ИСТОЧНИКАХ <i>Ф. А. Агабекян, А. М. Атоян, А. М. Нагапетян</i>	315
К ТЕОРИИ ИЗОТРОПНОГО РАССЕЯНИЯ ИЗЛУЧЕНИЯ В ОДНОРОДНОЙ ПЛОСКОПАРАЛЛЕЛЬНОЙ СРЕДЕ <i>Э. Х. Даниелян</i>	323
ПЛАНКОВСКИЕ СРЕДНИЕ СЕЧЕНИЯ ЛУЧЕВОГО ДАВЛЕНИЯ ДЛЯ НЕ- СФЕРИЧЕСКИХ ПЫЛИНОК. II . . . <i>Н. В. Воиновичков, В. Б. Ильин</i>	335
БЕССИЛОВОЙ МАГНИТНЫЙ ЖГУТ ПЕРЕМЕННОГО СЕЧЕНИЯ <i>А. А. Соловьев</i>	347
КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ	
О ПРИРОДЕ GL ТЕЛЬЦА <i>Т. Ю. Магалян</i>	359
НЕОБЫЧНАЯ ВСПЫШКА UV КИТА <i>Н. Д. Меликян</i>	371
НАБЛЮДЕНИЯ ТРЕХ НОВЫХ СЕЙФЕРТОВСКИХ ГАЛАКТИК НА ЧАСТОТЕ 1412 МГЦ С ПОМОЩЬЮ РАДИОТЕЛЕСКОПА АПЕРТУРНОГО СИНТЕЗА В ВЕСТЕРБОРКЕ <i>В. Г. Малумян, А. Г. де Брайн, Р. А. Кандалян</i>	373
ДВАЖДЫ УРАВНОВЕШЕННЫЕ ЭЛЛИПТИЧЕСКИЕ ЗВЕЗДНЫЕ ДИСКИ В ДВОЙНЫХ СИ- СТЕМАХ <i>Г. С. Бисноватый-Козан</i>	375
МОДЕЛИ ВЫРОЖДЕННЫХ ЗВЕЗДНЫХ КОНФИГУРАЦИЙ <i>А. Ш. Григорян, Г. Г. Арутюнян</i>	377
РЕЦЕНЗИИ	
А. АНДЕРХИЛ, В. ДОАЗАН „В-ЗВЕЗДЫ С ЭМИССИОННЫМИ ЛИНИЯМИ И БЕЗ НИХ“ <i>С. И. Грачев</i>	380