

ՀԱՅԿԱԿԱՆ ՍՍՌ ԳԻՏՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԻ ԱԿԱԴԵՄԻԱ
АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

ԲՅՈՒՐԱԿԱՆԻ ԱՍՏՂԱԴԻՏԱՐԱՆԻ ՀԱՂՈՐԴՈՒՄՆԵՐ
СООБЩЕНИЯ БЮРАКАНСКОЙ ОБСЕРВАТОРИИ

XXXV

Պատասխանատու խմբագիր Վ. Հ. ՀԱՄԱՐՉԱՆՅԱՆ
Ответственный редактор В. А. АМБАРЦУМЯН

Р. А. Варданян

ПОЛЯРИЗАЦИЯ СВЕТА Т И RY ТЕЛЬЦА

§ 1. ПРОГРАММА И РЕЗУЛЬТАТЫ НАБЛЮДЕНИЯ

Как было показано В. А. Амбарцумяном [1], звезды типа Т Тельца по своим физическим характеристикам отличаются от нормальных звезд присутствием излучения не-теплового характера. Как хорошо известно [2], блеск этих звезд меняется иррегулярно и часто они связаны с кометарными туманностями. Известно также, что большинство исследований этих звезд производилось фотометрическим и спектральным способами. Вместе с тем звезды типа Т Тельца весьма мало подвергались поляриметрическому изучению [3, 4]. Поэтому нам не известна даже причина поляризации света этих звезд. Как нам кажется, поляризационные наблюдения дали бы возможность получить дополнительные сведения о природе излучения звезд типа Т Тельца. С этой целью в программу наших наблюдений были включены звезды Т Тельца, RY Тельца и для сравнения соответствующие звезды фона. Наблюдения велись электрофотометром Бюраканской обсерватории [5].

Наблюдаемые параметры поляризации звезд Т Тельца и RY Тельца, а также окружающих их звезд фона даны в табл. 1, 1а, 2, 2а и графически изображены на рис. 1, 2, где помещены порядковые номера звезд и направление галактического экватора. Приведенные в табл. 1а и 2а номера HD, координаты звезд, звездные величины и спектральные типы взяты из [6—8].

В 1960—63 гг. с помощью поляриметрических наблюдений стандартных и нескольких слабых программных звезд [9] (HD 283572, 283570, 27311, 28436) были оценены ошибки

Таблица 1

т	S_f	Время наблюд.	$P\%$	$0'$
9 ^м .0—12 ^м .8	Gpe var	19.IX.1961	2.7	81
		15.XI.1961	3.2	79
			2.5	97
		16.XI.1961	2.5	105
			2.4	113
			2.0	109
			2.2	113
		5.IX.1962	2.7	84
			2.2	84
			2.4	72
			2.7	90
			3.1	86
			2.9	92
		7.IX.1962	2.4	74
			2.5	88
			2.2	92
			3.0	92
			2.6	88
			2.6	92
			2.4	92
		8.IX.1962	2.5	84
			2.7	84
			2.2	88
			3.2	94
		9.IX.1962	2.8	90
		23.X.1962	0.8	32
			0.7	24
			0.7	32
		25.VIII.1963	3.5	90
			3.7	100
		29.VIII.1963	3.1	104
			3.1	96
		17.XI.1963	1.7	136
			1.7	132
		18.XI.1963	2.7	120
			2.4	116

Таблица 1а

№	HD	α	δ	m	Sp	Время наблюдения	p %	θ°	Фильтр
1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
1	27250	^h 13.1	^m +19°40'	^m 8.6	G0	7.IX.1962	0.4	100	Без фл.
							0.4	94	
							0.4	92	
2	27281	13.4	+19 29	8.6	F5	7.IX.1962	0.4	78	
3	27311	13.6	+19 42	8.0	A0	7.IX.1962	1.8	76	
							1.7	80	
							1.8	84	
							1.9	88	
							1.6	86	
						25.X.1962	1.2	72	
							1.4	76	
4	27406	14.4	+19 0	7.7	F8	16.IX.1961	0.7	100	
							0.6	92	
							1.5	104	
5	27560	19.9	+19 13	8.24	G0	16.IX.1961	0.9	81	
							0.9	89	
						8.IX.1962	0.5	88	
						9.IX.1962	0.9	92	
							0.9	86	
						29.VIII.1963	1.2	125	
6	27749	17.7	+16 32	5.68	A2	18.IX.1963	0.4	96	Ж
						25.IX.1960	0.3	98	Ж
							0.4	91	Ж
						22.IX.1960	0.4	87	Ж
7	27819	18.4	+17 13	4.84	A5	25.IX.1960	<0.3	—	С
							<0.3	—	С
8	27877	18.9	+18 40	7.71	B9	27.X.1962	0.6	78	Без фл.
9	27901	19.1	+18 49	5.96	F0	27.X.1962	<0.3	—	
10	27989	19.7	+17 42	4.24	A2	25.IX.1960	0.4	100	Ж
							0.4	94	С
11	27989	20.0	+18 39	7.72	G0	27.X.1962	<0.3	—	Без фл.
12	27991	20.0	+15 43	6.39	F8	25.IX.1960	0.6	103	Ж
							0.7	106	Ж
13	28007	20.2	+17 13	7.8	F0	25.X.1960	0.3	91	С
							0.4	86	С
14	28052	20.6	+15 23	4.60	A5	25.IX.1960	0.3	96	Ж
							0.3	94	Ж
15	28068	20.7	+16 37	8.2	G0	13.X.1960	0.6	100	Без фл.
16	28058	20.8	+16 55	7.7	G5	13.X.1960	0.6	103	
							0.6	96	
17	28099	20.9	+16 31	8.0	G0	13.X.1960	1.6	86	
							1.3	83	
18	28100	20.9	+14 29	4.94	K0	25.IX.1960	0.3	84	Ж
							0.3	96	Ж
19	28150	21.3	+17 38	6.74	A0	25.X.1960	0.3	93	Без ф
							0.3	84	
20	28292	22.7	+16 08	5.29	G5	22.IX.1960	0.4	91	С
							0.5	91	Ж
21	28294	22.7	+14 30	7.97	F0	25.IX.1960	0.4	91	Ж
							0.5	84	Ж
22	28307	22.8	+15 44	4.04	K0	22.IX.1960	<0.3	—	Ж
							<0.3	—	С

Продолжение табл. 1а

1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
23	283194	22.9	+15 39	3.62	F0	22.IX.1960	0.3	70	Ж
							0.3	76	Ж
24	28344	23.1	+17 03	7.6	G0	13.X.1960	0.8	98	Без ф.л.
							0.8	99	
25	28363	23.3	+15 57	6.58	F8	25.IX.1960	0.6	93	Ж
							0.6	93	Ж
26	28394	23.6	+17 19	7.06	G0	13.X.1960	0.6	93	Без ф.л.
							0.5	96	
27	28406	23.7	+17 39	7.06	F8	25.X.1960	<0.3	—	
							<0.3	—	
28	28436	24.0	+17 28	8.4	B9	25.IX.1960	1.4	106	
							1.4	107	
							1.4	104	
						13.X.1960	1.5	103	
							1.5	103	
29	28484	24.4	+15 57	8.00	M1	25.IX.1960	0.9	104	Без ф.л.
							0.8	107	
30	28485	24.4	+15 25	5.70	F0	22.IX.1960	<0.3	—	С
							<0.3	—	Ж
31	28527	24.8	+15 59	4.84	A5	22.IX.1960	<0.3	—	С
							<0.3	—	Ж
32	28546	24.9	+15 29	5.49	A5	22.IX.1960	<0.3	—	Ж
							<0.3	—	С
33	28568	25.1	+15 55	6.66	F2	25.IX.1960	0.5	96	Ж
							0.4	92	С
34	28595	25.3	+14 53	6.64	M1	25.IX.1960	0.5	100	Ж
							0.4	98	Ж
35	28622	25.6	+15 35	7.67	F2	25.IX.1960	0.5	92	Без ф.л.
							0.5	89	
36	28677	26.2	+15 38	6.04	F0	22.IX.1960	<0.3	—	Ж
							<0.3	—	Ж
37	28879	27.9	+16 07	6.51	F0	15.IX.1960	<0.3	—	Без ф.л.
							<0.3	—	
38	28910	28.2	+14 38	4.75	A5	25.IX.1960	0.3	107	Ж
							0.3	92	С
39	29139	30.2	+16 19	1.06	K5	22.IX.1960	<0.3	—	Ж
							<0.3	—	С
40	29375	32.5	+15 51	5.80	F0	22.IX.1960	0.5	88	Ж
							0.5	92	С
41	29479	33.4	+15 36	5.15	A2	22.IX.1960	0.4	91	Ж
							0.4	87	Ж
42	29488	33.5	+15 43	4.84	A3	22.IX.1960	<0.3	—	Ж
							<0.3	—	С
43	284414	—	—	—	K0	16.IX.1961	1.0	101	Без ф.л.
							1.0	89	
						5.IX.1962	1.1	88	
							1.1	88	
						8.IX.1962	1.0	90	
44	284415	—	—	—	G0	16.IX.1962	0.3	89	
							0.3	73	
							0.7	76	
45	284467	—	—	—	G0	8.IX.1961	<0.3	—	Без ф.л.
							<0.3	—	
46	284468	—	—	—	K0	16.IX.1961	<0.3	—	
							<0.3	—	
47	485763	—	—	—	G5	27.X.1992	0.7	80	

Таблица 2

m	Sp	Вр. наблюд.	$p \%$	θ°
$9.3^m - 12.3^m$	Gvar	16.IX.1961	2.4	5
			2.3	13
			2.1	0
			2.0	1
		6.IX.1962	2.6	36
			2.4	44
		8.IX.1962	2.4	30
			2.2	34
		9.IX.1962	3.9	24
			3.0	20
		24.X.1962	3.8	22
			4.5	25
		25.X.1962	4.1	20
			4.0	19
			3.8	20
			3.8	18
		25.VIII.1963	2.8	8
			3.4	4
		28.VIII.1963	2.2	64
			2.0	80
		29.VIII.1963	3.2	32
			3.1	46
		17.XI.1963	3.2	26
			2.6	32
		18.XI.1963	3.7	30
			3.9	32
			3.3	46

наблюдений. По этим оценкам ошибки наблюдений степени поляризации и позиционных углов программных звезд не превышают 0.3% и 5° соответственно. Переходя к обсуждению результатов можно отметить, что все наблюдения велись в безлунные ночи, при хорошей прозрачности и тщательно была учтена поляризация фона.

Результаты наблюдений Т Тельца и окружающих звезд (табл. 1, 1а) показывают, что степени поляризации света этих звезд различны, а позиционные углы имеют почти одинаковое направление. Кроме этого, как видно из рис. 1, направления позиционных углов сильно отклонены от галактического экватора.

Рассматривая результаты поляриметрических наблюдений (табл. 1) звезды Т Тельца в отдельности, мы замечаем, что изменения параметров поляризации Т Тельца выходят

Таблица 2а

№	HD	α	δ	m_{sp}	Sp. U.	Вр. набл.	p°_0	θ°
1	27159	^h 15.4	+27° 28	^m 10.40	gK5	24.X.1962	1.1	20
2	27267	13.3	+26.0	8.0	A0	25.X.1962	<0.3	—
3	27382	17.3	+27.15	5.95	gK0	25.X.1962	<0.3	—
						25.X.1962	<0.3	—
4	27404	17.5	+28.47	8.05	A0	9.IX.1962	<0.3	—
							0.3	—
5	27405	17.4	+25.36	7.81	B9	25.X.1962	0.6	60
6	27482	18.2	+27.18	9.41	gM3	25.X.1962	2.1	24
							2.1	20
7	27638	16.5	+25.23	5.38	B9	25.X.1962	<0.3	—
8	27659	19.8	+28.18	8.72	A2	19.IX.1961	1.1	24
						6.IX.1962	1.6	28
						3.IX.1962	1.5	26
9	27741	20.7	+28.05	8.80	dG5	6.IX.1962	<0.3	—
10	27796	21.3	+28.55	9.50	gM5	8.IX.1962	<0.3	—
11	283519	19.9	+27.50	10.41	G0	24.X.1962	<0.3	—
						24.X.1962	<0.3	—
12	283520	—	—	—	K5	24.X.1962	1.7	28
13	283539	—	—	—	F8	25.X.1962	0.5	0
14	283561	17.1	+28.41	10.37	gK2	9.IX.1962	1.1	32
							1.5	24
15	283563	20.0	+28.56	10.24	gK2	8.IX.1962	<0.3	—
16	283570	18.5	+28.18	11.16	gK2	24.X.1962	2.6	16
						24.X.1962	2.0	22
						24.X.1962	2.9	20
						24.X.1962	2.7	26
						24.X.1962	2.3	24
						25.X.1962	2.4	16
						28.VIII.1963	3.3	30
							2.4	24
						18.IX.1963	2.6	14
17	283572	18.9	+28.11	9.76	g:G5	19.IX.1961	<0.3	—
						19.IX.1961	<0.3	—
						8.IX.1962	<0.3	—
						9.IX.1962	<0.3	—
						24.X.1962	<0.4	—
						25.X.1962	<0.3	—
						25.X.1962	<0.3	—
						23.VIII.1963	<0.5	—
						29.VIII.1963	<0.4	—
						18.IX.1963	0.7	20
18	283578	20.0	+27.07	10.31	gK5	25.X.1962	2.7	20
							2.7	22
19	283592	—	—	—	A2	25.X.1962	<0.3	—
20	283593	—	—	—	A2	25.X.1962	<0.3	—
21	283621	20.7	+28.38	10.85	gM3	8.IX.1962	1.2	60

Таблица 26

Звезда	$\bar{p} \%$	$\bar{\theta}^\circ$	$\overline{\Delta p} \%$	$\overline{\Delta \theta}^\circ$
Т Тельца	2.5	90	0.48	15
RY Тельца	3.0	27	0.54	14

за пределы ошибок измерений. Подобная картина получается также в случае поляриметрических наблюдений RY Тельца (см. табл. 2 и 26). Разница заключается только в том, что средние значения позиционных углов поляризации для RY Тельца и окружающих ее звезд фона, оставаясь близкими друг к другу, заметно отличаются от среднего значения позиционных углов Т Тельца и окружающих ее звезд фона (см. рис. 1, 2).

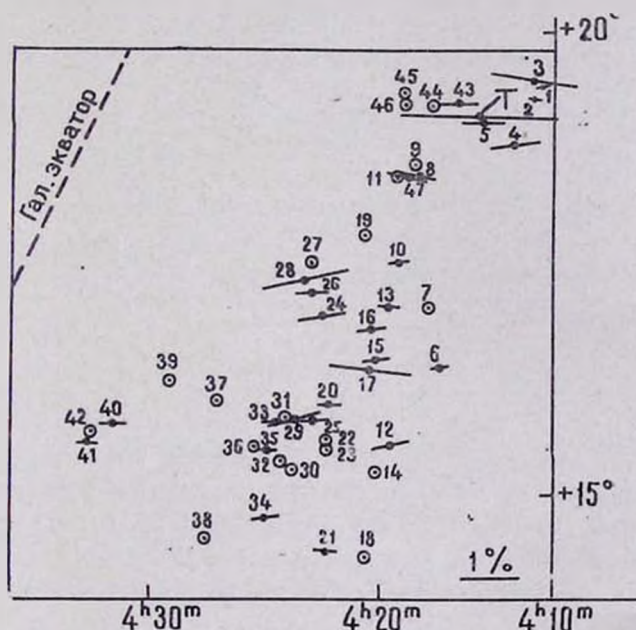


Рис. 1.
Зв. 1.

Сопоставляя значения степени поляризации и звездные величины для всех программных звезд (рис. 3), мы заме-

чаем явную корреляцию между этими величинами, заключающуюся в том, что при переходе к слабым звездам заметно увеличивается степень поляризации их света. Важно отметить, что в состав небольшого количества звезд, показывающих самые большие степени поляризации, входят и звезды Т Тельца и RY Тельца.

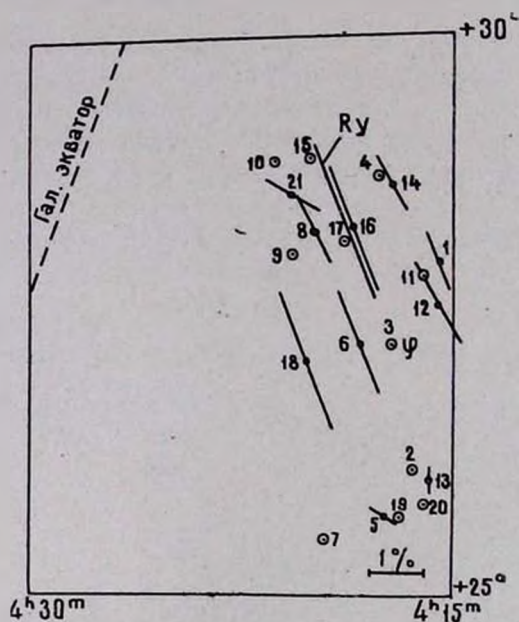


Рис. 2.
таб. 2.

С первого взгляда кажется, что поляризация света звезд Т Тельца и RY Тельца в основном обусловлена межзвездной средой, так как среднее направление позиционных углов этих звезд совпадает с позиционными углами звезд фона и наблюдается хорошая корреляция между звездными величинами и степенью поляризации программных звезд (рис. 3).

Картина совершенно меняется, когда мы сравниваем отношение $\frac{P}{A_v}$ у звезды RY Тельца и у звезд фона. Пользуясь данными работы [10], мы определили значения погло-

ченное среднее значение отношения $\frac{P}{A_v}$ для звезд фона говорит в пользу слабого поляризационного действия поглощающего облака. Поэтому такое сильное различие отношения $\frac{P}{A_v}$ для звезд фона и для RY Тельца и заметные изменения параметров ее поляризации дают нам возможность предполагать, что поляризация света этой звезды частично обусловлена самой звездой.

То же самое можно предположить и для Т Тельца, поскольку как по изменению параметров поляризации, так и по другим физическим характеристикам она не отличается от RY Тельца.

Мы убеждаемся в правильности нашего предположения, сравнивая ход изменения наблюдаемых параметров суммарной поляризации звездного и межзвездного происхождения с расчетными (теоретическими) данными. Такое сравнение, проведенное в следующем параграфе, дает возможность отделить звездную поляризацию от межзвездной, как для RY Тельца и Т Тельца, так и для других звезд с непостоянными параметрами поляризации.

§ 2. О СУММАРНОЙ ПОЛЯРИЗАЦИИ СВЕТА ЗВЕЗД МЕЖЗВЕЗДНОГО И ЗВЕЗДНОГО ХАРАКТЕРА

Для правильного понимания характера поляризации звездного происхождения рассмотрим следующую задачу: как изменяются параметры наблюдаемой суммарной поляризации (p_n, θ_n) при случайном изменении параметров звездной поляризации (p_*, θ_*) и постоянстве межзвездной поляризации (p_m, θ_m). Пользуясь параметрами Стокса, мы получаем, что наблюдаемая степень поляризации и позиционные углы связаны с параметром поляризации звездного и межзвездного характера следующим образом:

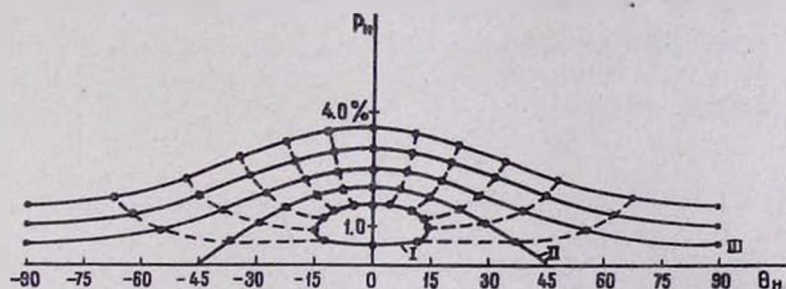
$$p_n = p_m \sqrt{\left(\frac{p_*}{p_m}\right)^2 + 1 + 2 \frac{p_*}{p_m} \cos 2\Delta\theta} \quad (1)$$

$$\operatorname{tg} 2(\theta_n - \theta_m) = \frac{\frac{p_*}{p_m} \sin 2\Delta\theta}{1 + \frac{p_*}{p_m} \cos 2\Delta\theta} \quad (2)$$

где $\Delta\theta = \theta_* - \theta_m$, т. е. угол смещения между позиционными углами звездной и межзвездной поляризации.

Так как при суммарной поляризации нам известны лишь p_n и θ_n , то единственный путь для определения звездной поляризации можно искать в изменениях наблюдаемой степени поляризации (p_n) от позиционного угла (θ_n).

Для удобства принимаем, что $p_m = 1$, $\theta_m = 0$. Из формулы (1, 2) видно, что p_n и θ_n будут зависеть только от $\frac{p_*}{p_m}$ и $\Delta\theta$. Для отношения $\frac{p_*}{p_m} = 0.5; 1.0; 1.5; 2.0; 2.5$; давая $\Delta\theta$ значение $\pm 0, 15^\circ, 30^\circ, \dots, 90^\circ$, по формулам (1,2) мы вычислили p_n и θ_n и графически построили связь между p_n и θ_n , которая приведена на рис. 4.



с. 4.

в. 4. 4.

Как видно из рисунка, если степень поляризации звезды в два раза меньше межзвездной ($\frac{p_*}{p_m} = 0.5$), а $\Delta\theta$ изменяется от 0 до $\pm 90^\circ$, то отклонение позиционного угла суммарной поляризации от межзвездной составляет $\pm 15^\circ$.

При отношении $\frac{p_*}{p_m} = 1.0$ наблюдаемые позиционные

углы отклоняются от межзвездных в пределах от $0^\circ \pm 45^\circ$.

А что касается случаев $\frac{P_*}{P_{\text{и}}} \gg 1$, то наблюдаемые позиционные углы принимают значения от 0° почти до $\pm 90^\circ$.

Зависимость между суммарной степенью поляризации и наблюдаемыми позиционными углами, изображенная на рис. 4 жирными кривыми, показывает, что с увеличением позиционных углов степени поляризации уменьшаются. Вместе с тем уменьшаются вероятности появления больших позиционных углов по сравнению со случаем, когда $\frac{P_*}{P_{\text{и}}} \ll 1$.

Пунктирные кривые относятся к тем случаям, когда $\Delta\theta$ остается постоянной; а изменяется только $\frac{P_*}{P_{\text{и}}}$. Следовательно,

но, составляя связь между степенью поляризации и позиционными углами из многочисленных наблюдений звезд и сравнивая их с расчетными кривыми, можно определить характер изменения собственной поляризации света звезды. С этой точки зрения мы рассмотрим характер поляризации как Т и RY Тельца, так и некоторых других звезд (μ , RW Сер, β CrB), у которых параметры поляризации заметно изменяются.

§ 3. СРАВНЕНИЕ НАБЛЮДАЕМЫХ ДАННЫХ С РАСЧЕТНЫМИ

Т и RY Тельца. Поскольку количество наблюдений звезд Т и RY Тельца не так велико, мы решили совместно рассмотреть картину изменений наблюдаемой степени поляризации от позиционных углов, соответственно отнимая 65° и прибавляя 0.3% к параметрам поляризации Т Тельца (0.3% является разницей среднего значения степени поляризации Т и RY Тельца в окрестностях максимума, а 65° — разница позиционных углов соответствующих им звезд фона).

Связь между наблюдаемой степенью поляризации и позиционными углами приведена на рис. 5. Как видно из этого рисунка, наблюдается некоторая корреляция между степенью поляризации и позиционными углами, напоминающая

приведенные на рис. 4 кривые II и III. Во всяком случае корреляционная картина не похожа на кривую I. Следовательно, можно с уверенностью сказать, что Т и RY Тельца имеют переменную звездную поляризацию, которая в эпоху наблюдений большую часть времени была либо больше межзвездной, либо того же порядка. При этом позиционный угол звездной поляризации менялся нерегулярно в весьма широких пределах.

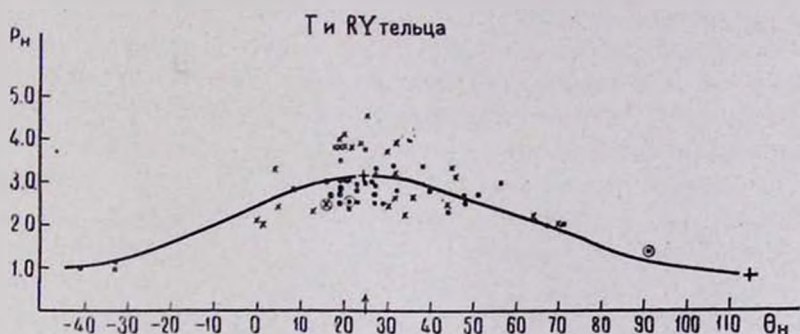


Рис. 5. ● — Т Тельца, × — RY Тельца, ○ — результаты наблюдений Довбровского.

24. 5. ● — Т Тельца, × — RY Тельца, ○ — результаты наблюдений Довбровского

Действительно, так как при единичном поглощении среднее значение степени поляризации звезд фона было оценено в 0.032, а у RY Тельца 0.066 (при $\bar{\theta} = 25^\circ$, рис. 5), то разница этих величин даст степень поляризации, обусловленную самой RY Тельца. Эта разница составляет 0.034. Последняя почти не отличается от межзвездного компонента степени поляризации.

То же самое можно сказать о звезде Т Тельца, исходя из рис. 5.

и RW Цефея. В 1959 г. было установлено [11], что параметры поляризации и Цефея сильно меняются и существует явная корреляция между степенью поляризации и позиционными углами. В дальнейшем была рассмотрена связь

между параметрами поляризации и изменением блеска μ Цефея, причем заметной корреляции не наблюдалось [12]. Исходя из этого был сделан вывод, что изменения параметров поляризации μ Цефея имеют сложную природу. Наряду с μ Цефея заметное изменение параметров поляризации было обнаружено и у RW Цефея [5]. Для определения характера изменения параметров звездной поляризации μ и RW Цефея мы установили из работ [5, 13] среднее значение плоскости поляризации звезд фона, обусловленное межзвездной средой, которое равно $\bar{\theta} = 55^\circ$. Рассматривая связь между наблюдаемой степенью поляризации и позиционными углами для μ и RW Цефея, мы замечаем (рис. 6, 7), что для обеих звезд наблюдаемые степени поляризации уменьшаются с увеличением позиционных углов от 55° до 130° . Естественно это явление также рассматривать как результат сложения постоянной межзвездной поляризации с изменяющейся по направлению (и величине) собственно звездной поляризации. Разница между наблюдаемыми и расчетными кривыми заключается в данном случае в том, что у наблюдаемых кривых левая часть почти отсутствует.

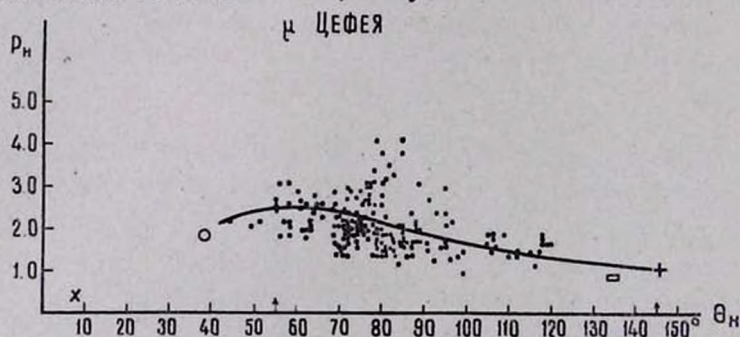


Рис. 6. ○ — результат наблюдений [13], × — результаты наблюдений [17], □ — результаты наблюдений [18].

24. 8. ○ — [13] դիտման արդյունքը, × — [17] դիտման արդյունքը, □ — [18] դիտման արդյունքը

Последнее, по-видимому, обусловлено либо медленным изменением позиционных углов внутризвездной поляризации относительно межзвездной, либо наличием некоторого ши-

рокого интервала преимущественных значений направления собственной поляризации, вследствие чего не удалось наблюдать звездную поляризацию во всех позиционных углах.

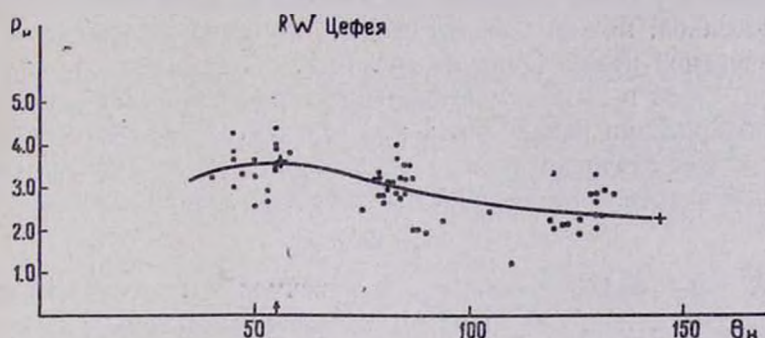


Рис. 7.
Таб. 7.

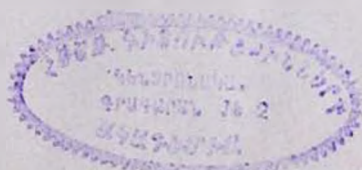
Действительно, рассматривая приведенные в табл. 4 амплитуды изменения наблюдаемых позиционных углов поляризации μ и RW Цефея [11, 5] для различных периодов наблюдений, мы убеждаемся в том, что для RW Цефея

Таблица 4

μ Цефей			RW Цефей		
Ю. Д.	n	θ°	Ю. Д.	n	θ°
2436.368.357	26	50—80	2435.041.385	17	40—60
до 372.374			до 105.313		
373.319	16	75—95	392.292	16	120—135
— 377.376			— 401.394		
378.385	13	60—80	410.437	28	75—93
-- 379.397			— 464.386		
379.431	18	74—95			
— 379.497					
399.357	36	85—122			
— 401.512					
404.292	64	70—85			
— 463.374					

n — число наблюдений.

наблюдаемые состояния поляризации в основном группируются вокруг трех положений вектора поляризации, а для μ Цефея не больше, чем пяти положений. Теперь, убедив-



шись в том, что изменение степени поляризации μ и RW Цефея в частности обусловлено медленным изменением позиционных углов звездной поляризации относительно межзвездной, можно оценить среднее значение звездной и межзвездной поляризации из рис. 6, 7.

Для μ Цефея максимальное значение средней степени поляризации наблюдалось при $\theta_n = 55^\circ$. Это максимальное среднее значение должно представлять собой сумму средних значений звездной и межзвездной поляризации, т. е.

$$p_\mu + p_m = 2.4\% \quad (3)$$

А при $\theta_n = 145^\circ$ наблюдаемая максимальная степень поляризации p_n , полученная путем экстраполяции кривой на рис. 6 до 145° , должна равняться разнице звездной и межзвездной поляризаций, т. е.

$$p_\mu - p_m = 1.0\% \quad (4)$$

Из (3) и (4) получим, что

$$p_\mu = 1.7\%$$

$$p_m = 0.7\%$$

Подобным же образом из рис. 2 получаем среднее значение звездной поляризации RW Цефея и степень межзвездной поляризации.

$$p_{RW} = 2.8\%$$

$$p_m = 0.8\%$$

Поскольку при $\theta = 86^\circ$ наблюдается сильное отклонение степени поляризации μ Цефея от среднего, порядка $\pm 1.0\%$, то можно предположить, что степень собственной поляризации звезды меняется в довольно широких пределах:

$$p_\mu = 1.7\% \pm 1.0\%$$

В противном случае не наблюдалась бы почти нулевая поляризация, полученная в 1959—1963 гг. Григоряном, Варданием (результаты еще не опубликованы) и Шаховским [17].

Из приведенных результатов можно сделать следующие заключения:

1. Связь между наблюдаемой степенью поляризации и позиционными углами, приведенная на рис. 6, 7 для μ и RW

Цефея, в основном обусловлена эффектом суперпозиции поляризации звездного и межзвездного характера, когда позиционные углы поляризации относительно межзвездной изменяются во времени.

2. Степень звездной поляризации μ и RW Цефея соответственно составляет в среднем 1.7% и 2.8%, причем у μ Цефея изменения звездной поляризации наблюдаются в пределах $\pm 1.0\%$. Для RW Цефея эти изменения трудно определить из-за недостаточного количества наблюдений.

3 Cr B. Известно, что у магнитных звезд более поздних подтипов, чем A, амплитуда изменений магнитного поля имеет тенденцию к уменьшению. Звезда β CrB является исключением в том смысле, что имеет довольно сильное для звезды такого позднего спектрального типа (F0p) магнитное поле ($H_e = -960 \pm 1020$).

Согласно Эггену [14], она имеет также необычный показатель цвета.

В 1961 году нами была подвергнута поляриметрическому исследованию звезда β CrB. Наряду с поляриметрическими наблюдениями были оценены относительные цветовые эквиваленты, которые оказались также необычными, особенно в ультрафиолетовом участке спектра [15].

Сравнивая зависимость наблюдаемой [15] степени поляризации от позиционных углов β CrB с расчетными данными (рис. 4), мы замечаем, что тут также имеет место наложение межзвездной поляризации на звездную.

Вычисляя среднее значение степени поляризации β CrB подобно μ и RW Цефея и степень поляризации межзвездной среды, получаем:

$$p_{\beta} = 0.5\%$$

$$p_m = 0.5\%.$$

Как видно из рис. 8 работы [15] подобно μ Цефея у β CrB изменяется не только позиционный угол, но и степень поляризации, независимо от суммарного эффекта.

После анализа поляриметрических наблюдений T, RY Тельца, μ , RW Цефея и β CrB, становится возможным

звести большую ясность в вопросы, поднятые Ларсоном-Линдером [16] относительно результатов произведенных до сих пор поляриметрических и фотометрических наблюдений μ Цефея.

Ларсон-Линдер ставит под сомнение изменение параметров поляризации μ Цефея, исходя из следующих соображений: поскольку изменение степени поляризации иногда в течение одной ночи превосходит разность среднего значения степени поляризации различных ночей, то в этом случае должна была бы наблюдаться корреляция между степенью поляризации и позиционными углами. Так как последнее не наблюдается, то, по мнению Ларсона-Линдера, становятся сомнительной как корреляционная связь между степенью поляризации и позиционными углами, так и изменения этих параметров.

Поскольку из анализа поляриметрических наблюдений μ и RW Цефея мы пришли к выводу, что плоскости звездной поляризации изменяются довольно медленно, то наблюдаемая корреляция между степенью поляризации и позиционными углами в основном обусловлена суммарным эффектом межзвездного компонента поляризации.

Вместе с тем, оказалось, что сама степень звездной поляризации может изменяться в пределах $\pm 1.0\%$, причем эти изменения могут быть иногда быстрыми.

Следовательно, нет основания предполагать, что корреляционная связь между степенью поляризации и позиционными углами должна иметь место и в наблюдениях отдельных ночей, поскольку изменение звездной поляризации при постоянном угле не приводит к сильному изменению наблюдаемого позиционного угла (см. рис. 4, пунктирные линии), особенно когда звездная поляризация гораздо больше межзвездной.

Далее, поляриметрические наблюдения μ и RW Цефея, проведенные Шаховским в Крымской обсерватории [17] и Григоряном в Бюраканской обсерватории [18], подтверждают изменение параметров поляризации μ и RW Цефея. Важно отметить, что поляриметрические наблюдения 1959.—1962 гг. обеих обсерваторий дают одинаковые результаты, т. е. сте-

пень поляризации μ Цефея гораздо меньше ($p < 1.0\%$ относительно наблюдаемой в 1956—1959 гг., в то время как для RW Цефея почти сохраняется прежнее значение [5, 17, 18]. А между параметрами поляризации [16] и изменением блеска μ Цефея не должна наблюдаться сильная корреляция из-за эффекта суммарной поляризации звездного и межзвездного характера, который может исказить истинную зависимость, если бы она существовала. Нетрудно убедиться и в недостаточной обоснованности утверждения Ларсона-Линдера относительно точности измерения блеска μ Цефея.

Теперь ясно, какое большое значение имеет учет эффекта межзвездной поляризации для правильного понимания характера изменения параметров поляризации, обусловленной самой звездой.

Բ. Ա. ՎԱՐԴԱՆՅԱՆ

Т և RY ՅՈՒԼԻ ԼՈՒՅՍԻ ԲԵՎԵՌԱՑՈՒՄԸ

Ա. մ փ ո փ ո լ մ

Աշխատանքում բերված են Т և RY Յուլի, ինչպես նաև համապատասխան ֆոնի աստղերի լույսի բեկոաչափական դիտման արդյունքները, որոնք խմբավորված են 1, 1a և 2, 2a աղյուսակներում: Յուլց է սրվում, որ RY Յուլի աստղի համար $\frac{p}{A_v}$ հարարերությունը, համեմատած իր ֆոնի աստղերի հետ, բնորոշում է ամենամեծ արժեքը (0.066):

Ելնելով Т և RY Յուլի լույսի բեկոացման պարամետրերի փոփոխությունից, որը դուրս է գալիս սխալների սահմաններից, ինչպես նաև $\frac{p}{A_v}$ հարարերությունից (գնահատված RY Յուլի համար), ենթադրվում է, որ ալդ աստղերն ունեն սեփական բեկոացում: Վերջինս հաստատվում է, դիտումներից ստացված բեկոացման աստիճանի և դիրքավիճակի անկյան կապի համապատասխան տեսական կորի հետ համեմատման միջոցով:

Աշխատանքում գնահատված է նաև աստղային և միջաստղային բևեռացման արժեքը ինչպես T և RY ծուլի համար, այնպես էլ փոփոխական բևեռացում ունեցող μ , RW ծեֆեյ և β CrB աստղերի համար:

R. A. VARDANIAN

THE POLARIZATION OF T AND RY TAU

S u m m a r y

The results of the observations of polarization of T, RY Tau and of field stars listed in Tables 1, 1a, 2, 2a are presented. The ratio $\frac{P}{A_v}$ for RY Tau is equal to 0.066 and is larger than the same ratio for surrounding field stars. The observed variations of the polarization parameters of T and RY Tau as well as the value of the ratio $\frac{P}{A_v}$ for RY Tau permit to suggest that these stars have intrinsic polarization. This suggestion is confirmed by comparison of the theoretical correlation between the degree of polarization and position angle with the observed one.

The stellar and interstellar polarization are estimated for T, RY Tau and also for μ , RW Cep and β CrB, which have variable polarization.

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. В. А. Амбарцумян, Сообщения Бюраканской обсерватории, **13**, 1954.
2. H. Joy, Cont. Mount Wilson, Obs. 709, 1945.
3. В. А. Домбровский, Вестник Ленинградского Университета, **1**, 129, 1958.
4. E. B. Weston, A. J., **83**, 311, 1958.
5. К. А. Григорян, Сообщения Бюраканской обсерватории, **27**, 55, 1959.
6. HD Catalogue.
7. HD Extension, Annals of the Astron. obs. of Harvard College.
8. T. Adolfsson, Arkiv för Astronomi **1**, 457, 1954.

9. *Կ. Ա. Գրիգորյան*, Неопубликованные наблюдения.
10. *S. W. McGuskey*, *Ap. J.*, **89**, 568, 1939.
11. *Կ. Ա. Գրիգորյան*, Сообщения Бюраканской обсерватории, **27**, 42, 1959.
12. *Կ. Ա. Գրիգորյան* и *Ք. Ա. Վարդանյան*, Сообщения Бюраканской обсерватории, **27**, 49, 1959.
13. *J. S. Hall*, *Pub. US Nav. Obs.*, second series, **17**, 275, 1958.
14. *O. J. Eggen*, *A. J.*, **82**, 45, 1957.
15. *Ք. Ա. Վարդանյան*, Сообщения Бюраканской обсерватории, **30**, 67, 1962.
16. *G. Larsson-Leander*, *Arkiv För Astronomi*, **1**, 206, 1963.
17. *Н. М. Шаховский*, *Астрономический журнал*, **40**, 1055, 1963.
18. *Կ. Ա. Գրիգորյան*, Неопубликованные наблюдения.

Э. Е. Хачикян

О ПОЛЯРИЗАЦИИ ТУМАННОСТИ ОМЕГА (NGC 6618)

Туманность Омега — одна из ярких диффузных туманностей. В ней наблюдается довольно сильное непрерывное излучение в видимой и аномальная эмиссия в инфракрасной областях спектра. Туманность богата разнообразными структурными деталями и является сильным источником радиоизлучения. В последнее время относительно этой туманности получен ряд интересных данных, однако природа ее излучения еще полностью не ясна.

Причины, возбуждающие свечение туманности, пока точно не известны. Некоторые авторы пытаются указать на источники свечения [1—4]. Однако в [2] отмечается, что самая горячая звезда типа O5 в этой области находится в стороне от туманности и не может быть реальным источником возбуждения. В этой же работе обращается внимание на одну интересную звезду с большим показателем цвета, но вряд ли эта звезда может быть источником возбуждения такой яркой и протяженной туманности, как NGC 6618. В [5] показано, что для возбуждения этой туманности необходимо иметь либо шесть звезд типа O5, либо 12 типа O6, либо две звезды типа O5 и восемь — типа O6. Таких звезд в этой области пока не обнаружено. Вопрос же об источниках возбуждения является одним из фундаментальных при объяснении свечения туманностей.

Как отмечалось выше, туманность является источником радиоизлучения. Многочисленные измерения радиоизлучения этой туманности показывают [6—16], что в сантиметровом и дециметровом диапазоне (до 30 см) поток мало зависит от длины волны (порядка $7 \cdot 10^{-24}$ вт/м² гц). Однако начиная

от $\lambda = 30$ см он резко уменьшается и у $\lambda = 3.5$ м становится на два порядка меньше [10].

Здесь следует отметить, что радионизлучение туманности Омега исходит из темной западной области с угловым диаметром в $0''.13$. Между тем наиболее яркая часть оптического изображения туманности по площади в 30 раз больше ($0''.8 \times 0''.7$) [3] и не совпадает с областью радионизлучения. Однако некоторые авторы распространяют выводы, полученные по радионаблюдениям и на эту оптическую область туманности, хотя остается неясным является ли наблюдаемая в западной области "глобула" темным облаком, проектирующимся на туманность, или составной частью туманности.

Расчеты показывают [17], что отношение яркости в видимой области спектра NGC 6618 к яркости в лучах H_α превышает в два раза соответствующее отношение для типичной диффузной туманности NGC 6523, а по [2] это отношение примерно равно единице. Что же касается инфракрасной области, то здесь излучение NGC 6618 на порядок превосходит таковую для NGC 6523. В [2] показано, что это вызвано в основном свечением запрещенных линий [S III].

Значительно различаются оценки массы и электронной плотности туманности Омега, полученные различными авторами (табл. 1).

Таблица 1

Автор	NGC 6618	
	$M/M_\odot$	$N_e \text{ см}^{-3}$
Шайн и Газе [18]	260	110
Гершберг и Метик [19] . .	1100	
Цинь Жун-Хао [5]	1100	600
Гук [20]	515	
Парийский [12]	350	900
Боггесс [21]	1000	180

Для расстояния туманности также имеются разноречивые определения (от 1000 до 4000 *парсек*) [4, 12, 22—24].

Все эти, иногда противоречивые данные, а также высокая степень поляризации излучения NGC 6618, обнаруженная В. А. Домбровским [25], говорит о ней, как о необычном и интересном объекте. В некоторых работах делается даже слабая попытка усомниться в обычном для диффузных туманностей тепловом характере излучения этой туманности [8, 10], а в [25] это делается более уверенно.

Все вышесказанное требует детального и всестороннего изучения туманности Омега для выяснения ее физической природы.

В последнее время метод поляриметрических исследований во многих случаях помогал в истолковании многих наблюдательных данных. В частности, не раз показывалось, что не во всех случаях свечение диффузных туманностей можно объяснить тепловым излучением или флуоресценцией.

С этой точки зрения желательно иметь детальную поляризационную картину туманности Омега.

В 1958 году, как было отмечено выше, появилась работа В. А. Домбровского, в которой электрофотометрическим методом была измерена поляризация излучения туманности Омега. Однако использованная в ней диафрагма вырезала на туманности области размером $2''$ — $4''$ в диаметре, что не давало возможности для детального исследования.

Недавно [26] оригинальным фотографическим методом выполнено поляриметрическое исследование туманности Омега. Поляризация измерена в 55 точках туманности с диафрагмой, вырезающей участок туманности поперечником в $27''$ дуги. Результаты этой работы находятся в хорошем согласии с данными [25].

В настоящей заметке приводятся результаты поляриметрического исследования туманности Омега, выполненного фотографическим методом на 21 — $21''$ телескопе системы Шмидта Бюраканской астрофизической обсерватории.

Сведения о наших снимках даны в табл. 2.

В третьем столбце этой таблицы даны позиционные углы плоскости пропускания поляроида. Напомним, что по-

Таблица 2

Дата	Длительность экспозиции в минутах	Положение поляроида	Тип пластинки
17.7.1958	60	0°	Kodak OaO
5.8. "	"	120	"
16.9. "	"	60	"
13.10.1960	75	120	"
14.10. "	"	0	"
15.10. "	"	60	"
16.10. "	"	0	"
17.10. "	"	120	"
18.10. "	"	60	"
15.7.1961	60	0	Eastman Kodak 103 a—O
15.7. "	"	120	"
18.7. "	"	60	"

зиционный угол отсчитывается от направления на север против хода часовой стрелки.

Туманность фотографировалась через поливиниловый поляроид методом двухэтажной кассеты. Методика измерений оставалась той же, что и в предыдущих работах (см., например, [27]). Подсчет степени поляризации — p и позиционного угла плоскости преимущественных колебаний — θ производился способом, описанным в [28], который в несколько раз экономичнее в смысле времени, чем метод В. Г. Фесенкова [29]. Следует отметить, что четверть, в которой должен быть расположен угол θ , в [28] определена неверно. В настоящей работе определение θ производилось по исправленной формуле.

Всего было выполнено четыре серии наблюдений. Исследование охватывает более 900 участков туманности для трех первых серий и около 3000 участков для четвертой серии наблюдений, причем каждый участок имеет размеры $11''.4 \times 11''.4$. Измерение производилось на микрофотометре „Шнелл“ сплошным образом по всей туманности в областях с почернениями, попадающими на прямолинейный участок характеристической кривой. Для ориентировки на пластинке были выбраны опорные звезды вокруг туманности, с помощью которых несколько раз в ходе измерений проверялась установка пластинки.

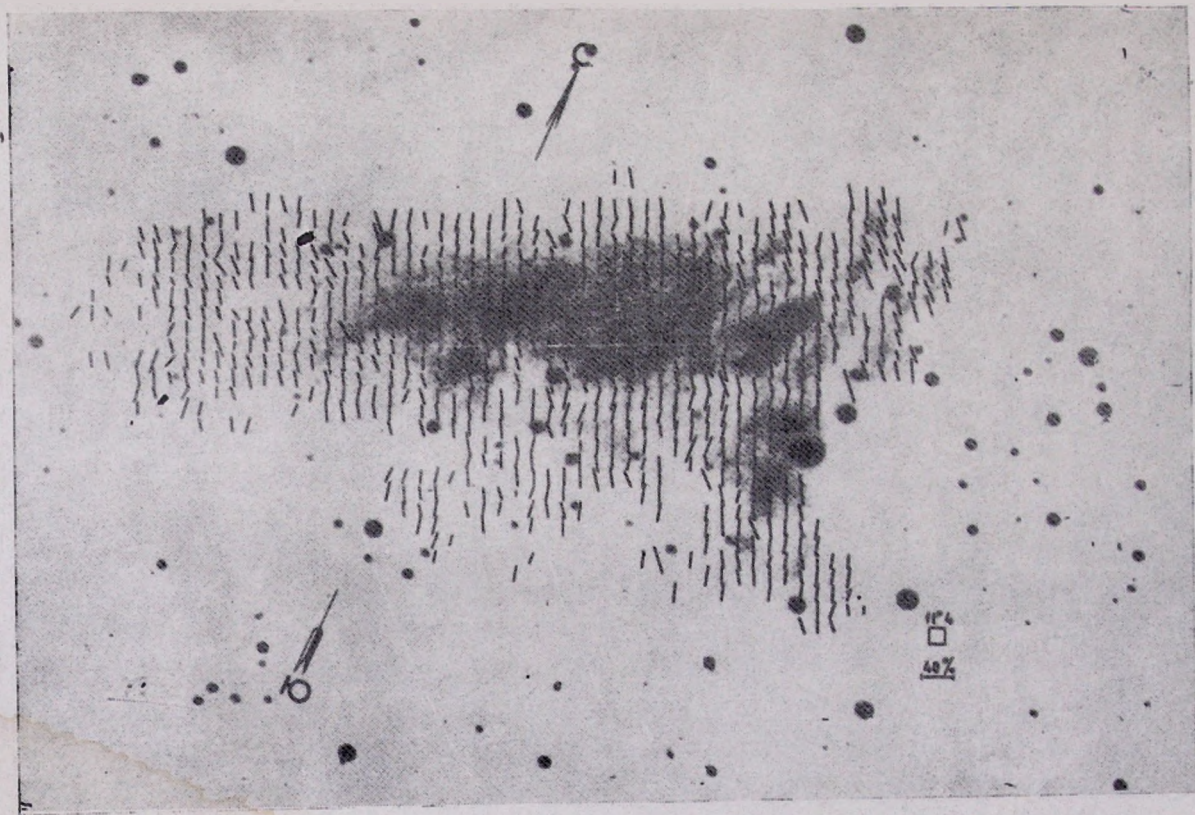


Рис. 1. Поляризационная картина туманности Омега по результатам второй и третьей серии наблюдений.

Նկ. 1. Օմեգա միգամածության ընեռացման պատկերը ըստ դիտումների 2-րդ և 3-րդ սերիաների:

Как видно из табл. 2, две серии наблюдений 1960 года получены почти одновременно одна за другой в течение шести ночей. Первая же серия* получена на два года раньше. Это заставило нас отказаться от мысли объединить все три серии в одну группу. И действительно, результаты первой серии сильно отличаются (в основном по θ) от остальных. Это различие обусловлено очень слабым изображением туманности Омега при позиционном угле поляроида 60° в первой серии наблюдений, причину которой не удалось выяснить. Как нам казалось, метод двухэтажной кассеты должен был компенсировать этот недостаток, но, как показали последующие измерения, интенсивность туманности при этом положении поляроида оказалась сильно заниженной. Что же касается четвертой серии, кроме того, что она получена на год позже, чем вторая и третья серии, количество измеренных участков в ней в три раза превосходит таковые для трех первых серий. Поэтому эта серия представлена отдельно.

Схематическая картина средней поляризации излучения туманности Омега по результатам второй и третьей серий представлена на рис. 1, а четвертой серии — на рис. 2. Степень поляризации и направление плоскости преимущественных колебаний поляризованного света характеризуются длиной и направлением черточек на этих рисунках.

Как видно из этих рисунков, значения θ при переходе от точки к точке для данной серии меняются в небольших пределах. Это и дает возможность усреднить значения p и θ .

В табл. 3 приведены усредненные значения p и θ по всей туманности.

Как видно из табл. 3, из-за указанного эффекта ре-

Таблица 3

№ серии	$\bar{p} \%$	$\bar{\theta}$
1	30	160
2	22	28
3		
4	15	35

* Результаты этой серии наблюдений были представлены на пленуме Комиссии по физике звезд и туманностей во Львове в 1959 г.

результаты 1-ой серии отличаются от результатов остальных серий. Поэтому они являются менее уверенными и в дальнейшем не будут браться в расчет.

Таким образом, среднее значение поляризации туманности Омега по трем последним сериям составляет 18%, а позиционный угол плоскости преимущественных колебаний — 31°. По данным [25] туманность поляризована в среднем на 4.5%, а в некоторых областях при измерении через оранжевый фильтр степень поляризации доходит до 9%. Среднее же значение θ равно 0°. Однако, ввиду больших размеров диафрагмы электрофотометра, полученные в [24] результаты дают лишь усредненную картину поляризации по большим областям. Усреднение должно привести, очевидно, к уменьшению значения p . Аналогичная поляризационная картина наблюдается и в случае Крабовидной туманности, для которой электрофотометрические наблюдения показали резко заниженное значение для p [30], а фотографические измерения, показавшие высокую степень поляризации для нее [31], впоследствии полностью подтвердились [32—34].

Поэтому искать противоречия между электрофотометрическими и фотографическими измерениями туманности Омега [2], по-видимому, не следует. Средние значения p , полученные этими двумя методами, различаются в 4 раза, как и в случае Крабовидной туманности.

Имея относительные интенсивности каждого отдельного участка для трех положений поляроида, мы можем, суммируя эти интенсивности, определить параметры поляризации для областей туманности любых размеров, в том числе для всей туманности. В качестве примера такие подсчеты произведены для 2-й и 3-ей серий наблюдений. В табл. 4 приведены результаты подсчетов p и θ для семи областей, имеющих размеры порядка 4—6 кв. мин. дуги и отмеченных на рис. 3 римскими цифрами. Средние значения p и θ взятые из табл. 4, также нанесены на этом рисунке.

Как видно из табл. 4, такое усреднение по интенсивности, как и следовало ожидать, приводит к снижению значения p , но оно все еще остается выше, чем электрофотометрические данные [25], как это наблюдалось и в случае

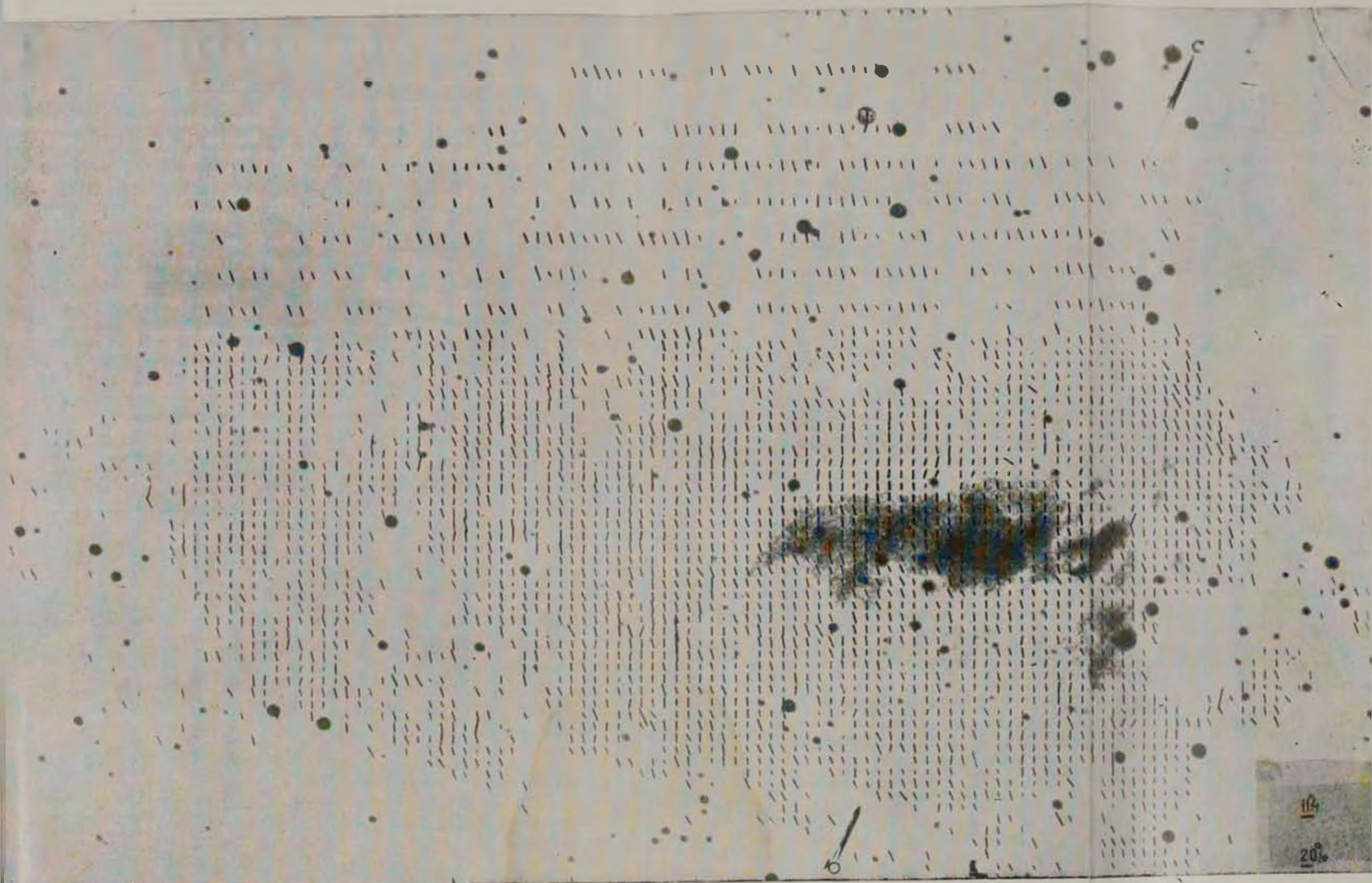
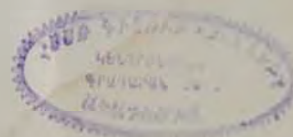


Рис. 2. Поляризационная картина туманности Омега по результатам четвертой серии наблюдений
 Լճ. 2. Օմեգա ճիգմամածության քառակերպ ըստ չորսու մեծերի 4-րդ սերիայի



Крабовидной туманности. Это несоответствие между электрофотометрическими и фотографическими данными, возможно, частично объясняется тем, что при электрофотометрических наблюдениях в диафрагму электрофотометра одновременно с туманностью попадает также значительное количество звезд фона (что очень хорошо заметно на рис. 2 из работы В. А. Домбровского [25]). При фотографических же наблюдениях звезды фона исключаются во время измерения негативов. Однако этот вопрос требует специального обсуждения.

Таблица 4

Область	p	θ
I	17	37
II	18	35
III	17	33
IV	20	28
V	20	28
VI	19	20
VII	21	21
По всей туманности	19	30

Следует отметить, что, хотя три серии наблюдений для θ дают очень близкие друг к другу значения (средняя квадратическая ошибка среднего арифметического для $p - \sigma_p = \pm 4.5\%$, а для $\theta - \sigma_\theta = \pm 10^\circ$) среднее значение θ различается от среднего значения θ в [25] на 30° . Заслуживает внимания тот факт, что среднее значение θ по нашим измерениям примерно совпадает с плоскостью галактического экватора.

Говоря о поляризации излучения туманности, имеют в виду ее непрерывный спектр. Эмиссионные линии обычно не поляризованы. Поэтому они, накладываясь на непрерывный спектр, могут значительно уменьшить реальную величину степени поляризации. Очевидно, чем больше интенсивность эмиссионных линий, тем больше их влияние на фактическую картину поляризации.

Если обозначим наблюдаемую степень поляризации объекта через p_n (т. е. без учета влияния эмиссионных линий), а фактическую — через p_Φ , то можно получить, что:

$$p_\Phi = \frac{(1 + k)p_n}{1 + kp_n}$$

где k — отношение суммарной интенсивности эмиссионных линий к интенсивности неполяризованной части непрерывного излучения.

Наши наблюдения охватывают интервал спектра приблизительно от 3600 до 5000 Å. В этот интервал попадает ряд эмиссионных линий, которые могут составлять значительную часть непрерывного спектра туманности. По имеющимся данным можно предположить, что для этого участка спектра туманности Ω k грубо порядка единицы. В этом случае, принимая для среднего значения p_n 18%, получим, что фактическая степень поляризации туманности Ω составляет 30%!

В [25] довольно ясно ставится под сомнение тепловой характер излучения туманности Ω . Выводы в ней основаны на данных радионаблюдений туманности. Однако яркая область туманности, которая исследована в [25] и в настоящей заметке, находится вне области радиоизлучения, и лишь небольшая ее часть находится на краю радиоисточника. Поэтому расчеты, основанные на данных радионаблюдений, распространять на всю туманность будет не очень верно и может привести к ошибочным выводам.

Тем не менее полученную в настоящей работе поляризационную картину трудно объяснить обычным тепловым механизмом.

Известно, что свет поляризуется при отражении или при прохождении через среду, состоящую из ориентированных в определенном направлении асимметричных частиц. Для объяснения поляризации излучения туманности Ω вторая возможность мало вероятна, ибо не может обеспечить высокую степень поляризации. В случае же отражения поляризация должна в общем случае иметь радиальный характер относительно источника, свет которого отражается. В туманности же радиальной поляризации не наблюдается. Плоскость преимущественных колебаний от точки к точке меняется незначительно. Для объяснения этого факта с точки зрения отражения можно было бы допустить, что источник, возбуждающий излучение туманности, находится на расстоянии, во много раз превышающем размеры туманности. Однако трудно представить существование источни-

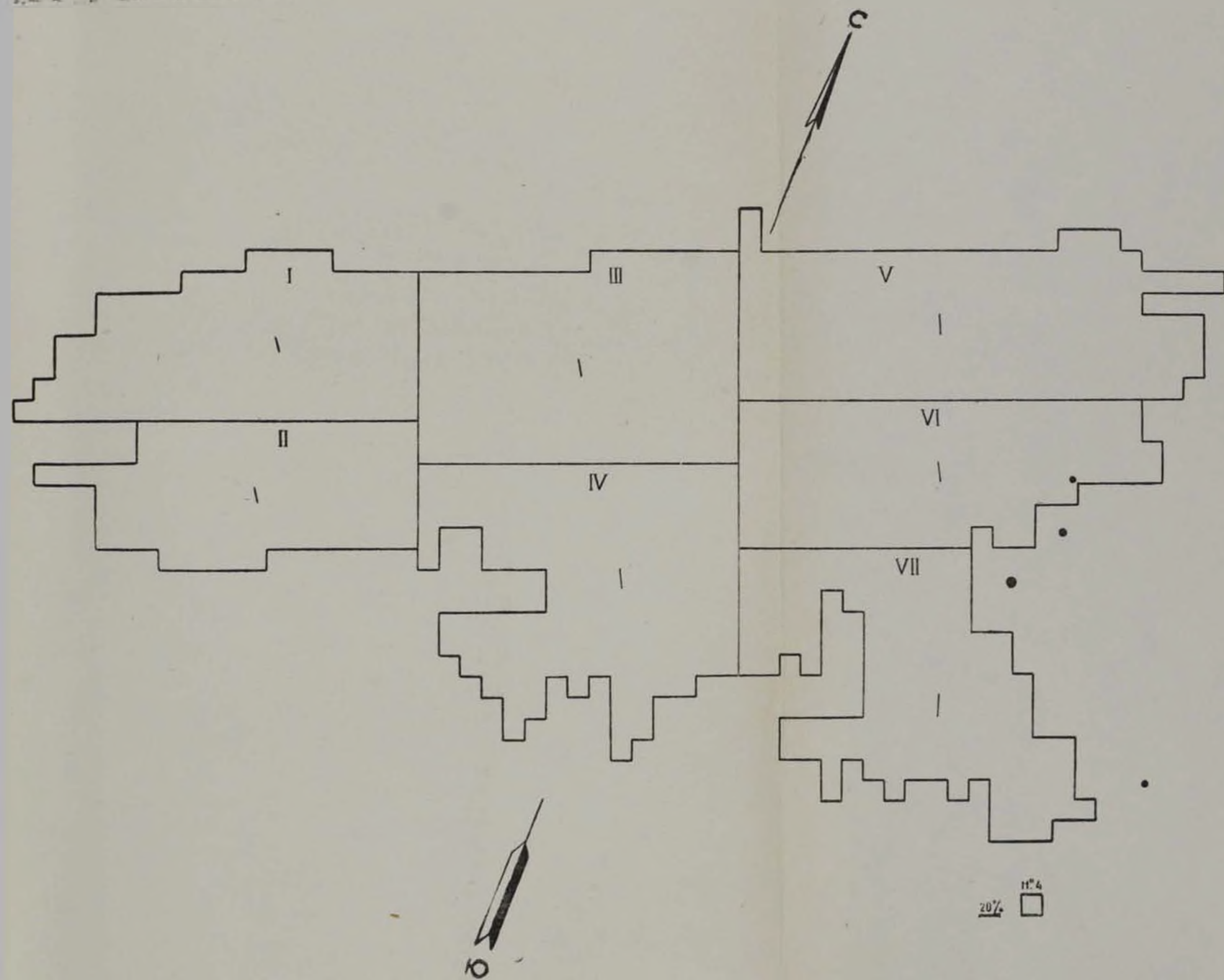


Рис. 3. Усредненная по семи областям поляризационная картина туманности Омега.
 Նկ. 3. Օմեգա միգամածության բևեռացման պատկերը՝ միջինացված ըստ 7 տիրույթների:

ка или группы источников, которые смогли бы возбудить на большом расстоянии излучение столь яркой и протяженной туманности, какой является туманность Омега.

Таким образом, следует признать, что объяснение наблюдений высокой поляризации вызывает затруднения.

Выражаю глубокую благодарность Н. Л. Каллоглян и Д. А. Эйнятян за большую помощь в вычислениях.

է. Ե. ԽԱԶՐԿՅԱՆ

ՈՄԵԴԱ ՄԻԿԱՄԱՇՈՒԹՅԱՆ (NGC 6618) ԲԵՎԵՌԱՑՄԱՆ
ՎԵՐԱԲԵՐՅԱԼ

Ա մ փ ո փ ու մ

Բյուրականի աստղադիտարանի 21—21" Շմիդտի սիստեմի դիտակի օգնությամբ լուսանկարչական հղանակով կատարված է Օմեգա միգամածության բևեռաչափական հետազոտություն չորս սերիա լուսանկարների հիման վրա (տղլուսակ № 2):

Միգամածության մեջ չափված է ավելի քան 900-ական տիրույթ (լուրաքանչյուր տիրույթի չափերը հավասար են $11''.4 \times 11''.4$), առաջին երեք և շուրջ 3000 տիրույթ 4-րդ սերիաների համար:

Չափումները ցույց են տալիս, որ արդ միգամածության լուսուր ուժեղ բևեռացված է: Միջին բևեռացման աստիճանը կազմում է 18° , Տատանումների առավելագույն հարթությունը քիչ է փոփոխում իր ուղղությունը, իսկ նրա պոլիցիտն անկյունի միջինը հավասար է 31° :

Բերվում են տվյալներ, որոնք ցույց են տալիս, որ միգամածության բևեռաչափական պատկերը գծվար է բացատրել անդրադարձման մեխանիզմով, կամ ֆլուորեսցենցիայով:

Գնահատված է էմիսիոն գծերի հնարավոր ազդեցությունը անընդհատ սպեկտրի բևեռացման աստիճանի վրա:

E. E. KHATCHIKIAN

ON THE POLARIZATION OF OMEGA NEBULA
(NGC 6618)

S u m m a r y

The photographic investigation of the polarization of Omega nebula with 21"—21" Schmidt—type telescope of Byurakan observatory has been made. Four series of photographs have been obtained (Table 2).

About 900 and 3000 regions, each having of $11''.4-11''.4$ size, were measured in each of the first three and in the fourth series of photographs respectively. The measurements show that the nebula is strongly polarized. The mean degree of the polarization is equal to 18%. The plane of vibrations of the electrical vector changes a little across the nebula and the mean value of its position angle is equal to 31° .

It is shown that it is very difficult to explain the observed polarization by scattering mechanism.

The possible influence of emission lines on the polarization of the continuous spectrum is estimated.

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. В. Ф. Газе, Г. А. Шайн, Известия КрАО, 15, 11, 1955.
2. Р. Е. Гершберг, В. Ф. Есипов, В. И. Проник, П. В. Щеглов, Известия КрАО, 28, 313, 1961.
3. S. Cederblad, Medd. Lunds astron. observatory, Ser. 11, № 19, 1946.
4. И. И. Проник, Известия КрАО, 30, 118, 1963.
5. Цинь Жун-Хао, Астрономический журнал, 38, 1069, 1961.
6. F. T. Haddock, C. H. Mayer, R. M. Sloanaker, Ap. J., 119, 456, 1954.
7. J. P. Haggren, E. F. McClain, Proc. IRE, 42, 1811, 1954.
8. F. T. Haddock, McCullough, A. J., 60, 161, 1955.
9. Н. Л. Кайдановский, Н. С. Кардашев, И. С. Шкловский, ДАН СССР, 104, 517, 1955.
10. B. Y. Mills, A. G. Little, K. V. Sheridan, Austr. J. Physic., 9, 218, 1956.
11. R. M. Sloanaker, J. H. Nichols, A. J., 85, 109, 1960.
12. Ю. Н. Парийский, Известия ГАО, 21, 45, 1960.
13. Ю. Н. Парийский, Астрономический журнал, 33, 483, 1961.

14. *M. J. Large, D. S. Mathewson, C. G. Halsam, M. N.*, 123, 113, 1961.
15. *А. Д. Кузьмин*, *Астрономический журнал*, 39, 22, 1962.
16. *В. Г. Малумян*, *Сообщения Бюраканской обсерватории*, 31, 11, 1962.
17. *Г. А. Шайн, В. Ф. Газе, С. Б. Пикельнер*, *Известия КрАО*, 12, 64, 1954.
18. *Г. А. Шайн, В. Ф. Газе*, *Известия КрАО*, 8, 80, 1952.
19. *Р. Е. Гершберг, Л. П. Метик*, *Известия КрАО*, 24, 146, 1960.
20. *Д. П. Гук*, *Астрономический журнал*, 28, 253, 1951.
21. *A. Vogges III*, Thesis, Univ. of Michigan, 1954.
22. *Р. Е. Гершберг*, *Известия КрАО*, 30, 50, 1963.
23. *И. И. Проник*, *Известия КрАО*, 23, 46, 1960.
24. *А. Д. Рожковский, Ю. И. Глушков, К. Г. Джакушева*, *Известия Астрофизического ин-та АН КазССР*, 14, 19, 1962.
25. *В. А. Домбровский*, *Астрономический журнал*, 35, 687, 1958.
26. *А. Д. Рожковский, К. Г. Джакушева*, *Известия Астрономического ин-та АН КазССР*, 14, 34, 1962.
27. *Э. Е. Хачикян*, *Вопросы космогонии*, VII, 333, 1961.
28. *Д. А. Рожковский*, *Астрономический циркуляр*, № 166, 13, 1956.
29. *В. Г. Фесенков*, *Астрономический журнал*, 12, 309, 1935.
30. *В. А. Домбровский*, *Доклады АН СССР*, 94, 1021, 1954.
31. *Э. Е. Хачикян*, *Доклады АН АрмССР*, 21, 63, 1955.
32. *M. T. Martel*, C—R., 242, 1847, 1956.
33. *J. H. Oort, Th. Walraven*, BAN, 12, 462, 1956.
34. *С. Б. Пикельнер*, *Астрономический журнал*, 23, 786, 1956.

Р. Х. Оганесян

СПЕКТРОФОТОМЕТРИЧЕСКИЕ ИЗМЕРЕНИЯ АО КАССИОПЕИ

Система АО Cas (HD 1337) принадлежит к числу затменных переменных (типа Y Cyg и 29 CMa), у которых оба компонента являются гигантами класса O.

Впервые о характере переменной АО Cas сообщается в отчете обсерватории Маунт-Вилсон за 1916 год. В 1918 году была опубликована статья Адамса и Штремберга [1], в которой даются элементы спектроскопической орбиты, определенные на основании изменений лучевых скоростей по линиям водорода и гелия. Гутник [2] в 1919—1920 гг. по фотометрическим наблюдениям установил затменный характер изменения блеска этой звезды.

В дальнейшем появилось большое количество работ, посвященных фотометрическому и электрофотометрическому исследованию этой системы [3—9].

В работе Струве и Сааде [10] отмечается, что АО Cas в сентябре-октябре 1957 г. имела слабую эмиссию в H_{α} , которая в некоторые моменты наблюдений усиливалась.

Многочисленные фотометрические наблюдения Р. Коха [11] для АО Cas показывают изменение формы кривой блеска. Изменения в показателе цвета в системе UBV не превышают 0^m 01.

А. Н. Дадаев [12] обнаружил значительные изменения в лучевых скоростях звезды (свыше 200 км/сек) и небольшие изменения в блеске (около 0^m 2). Спектральный класс АО Cas по Слетебеку [13] O9 III. Он же нашел для турбулентной или вращательной скорости $v = 105$ км/сек для А-компонента и $v = 115$ км/сек для В-компонента.

По фотоэлектрическим наблюдениям 1946—1947 гг. Вудом [6] были определены элементы орбиты: $P = 3.52355$, $m_1 = 31.2 M_\odot$, $m_2 = 28.6 M_\odot$, $M_1(\text{бол}) = -9.1$, $M_2(\text{бол}) = -8.1$, видимая величина АО Cas в максимуме $m_{v\text{max}} = 5.91$ и в первичном и вторичном минимумах $m_{v\text{min}} = 6.08$.

Спектрофотометрических данных по непрерывному спектру АО Cas не имеется. Некоторый интерес представляют наши наблюдения, относящиеся к интервалу длин волн $\lambda\lambda$ 4800—3200 Å.

В течение августа-октября 1959 г. и августа-сентября 1962 г. на 10" бесщелевом спектрографе АСИ-5 Бюраканской обсерватории нами были получены 16 спектрограмм АО Cas на пластинках „Kodak 0aE" и „Kodak 103-aO".

В результате обработки этих спектрограмм были определены скачок интенсивности у границы Бальмеровской серии D , абсолютные спектрофотометрические градиенты φ_1 и φ_2 , а также и спектрофотометрические температуры T_1 и T_2 этой звезды в двух областях спектра — $\lambda\lambda$ 4800—3800 Å и $\lambda\lambda$ 3650—3200 Å соответственно. Результаты приведены в табл. 1.

Таблица 1

Дата	φ_1	φ_2	D	T_1	T_2	n	Фаза
7.8.1959	1.49 ± 0.04	0.71 ± 0.03	0.063 ± 0.002	9 900	25 900	2	0.614
8.8.1959	0.79	1.11	0.013	23 500	14 000	1	0.886
10.8.1959	0.95	1.00	0.028	17 500	16 000	1	0.470
28.8.1959	1.32	0.98	0.023	11 500	17 400	1	0.550
31.8.1959	0.80	1.46	0.055	23 000	10 000	1	0.585
3.9.1959	0.77 ± 0.11	0.89 ± 0.06	0.028 ± 0.002	24 600	18 300	2	0.279
28.9.1959	0.76 ± 0.15	0.90 ± 0.07	0.005 ± 0.005	25 300	18 000	2	0.631
4.10.1959	0.90	0.66	0.010	18 900	28 600	1	0.339
8.10.1959	0.92 ± 0.05	0.73 ± 0.11	0.032 ± 0.004	18 300	24 800	2	0.180
27.8.1962	0.83	0.60	0.030	21 600	34 000	1	0.591
5.9.1962	1.09	0.75	0.042	14 800	23 600	1	0.883
26.9.1962	0.86	0.72	0.060	20 400	25 200	1	0.025

В последнем столбце таблицы приведена величина фазы затмения для каждого дня наблюдений, определенная по формуле Вуда [6].

Из табл. 1 видно, что T_1 , T_2 меняются со временем в довольно больших пределах. Наблюдаемые небольшие изменения скачка D , возможно, также следует считать реальными. Интересно, что моменты увеличения температуры в фотографической области спектра (T_1) соответствуют уменьшению температуры в ультрафиолетовой области (T_2), и наоборот. Более наглядно это заметно на рис. 1, где приведены зависимости температур T_1 и T_2 от фазы затмения АО Cas (точки соответствуют T_1 , кружки — T_2).

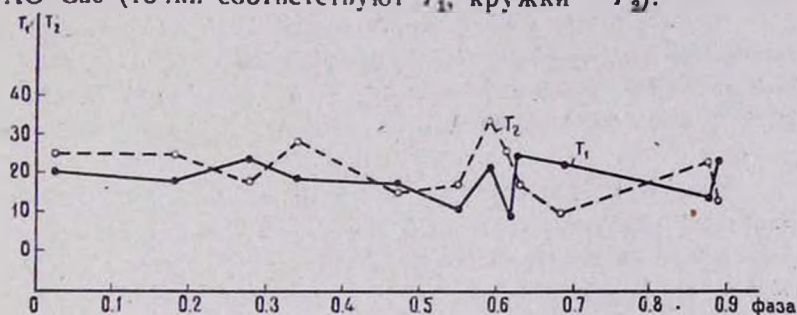


Рис. 1. Зависимости спектрофотометрических температур АО Cas от фазы затмения.

Նկ. 1. АО Կասիոպեա առաջի սպեկտրոֆոտոմետրիկ ջերմաստիճանների կախումը խավարման փուլից:

Заметной корреляции между фазой затмения и переменностью T_1 и T_2 или D не существует.

Тот факт, что величина бальмеровского скачка меняется, а H_α иногда находится в эмиссии [10], говорит о том, что:

а) Один или оба компонента АО Cas временами окружены газовой оболочкой, которая постепенно рассеивается в пространстве, а затем образуется вновь из материи, истекающей из одного или обоих компонентов.

б) По крайней мере один из компонентов АО Cas является нестационарной звездой.

AO ԿԱՍԻՈՊԵԱ ԱՍՏՂԻ ՍՊԵԿՏՐՈՖՏՈՍԿՈՍԿՈՒԿ ԶԱՓՈՒՄՆԵՐ

Ա մ փ ո փ ո լ մ

1959 և 1962 թթ. ընթացքում Բյուրականի աստղադիտարանի ԱՍԻ-5 10" դիտակով ստացվել է AO Cas խավարուն-սպեկտրալ կրկնակի աստղի 16 սպեկտրոգրամներ:

Որոշվել է ալդ աստղի բաղմերյան թռիչքի մեծությունը՝ D , բացարձակ սպեկտրոֆոտոմետրիկ գրադիենտները՝ φ_1 և φ_2 , ինչպես նաև գունալին ջերմաստիճանները՝ T_1 և T_2 սպեկտրի λ -4800—3800 Å և λ -3650—3200 Å տիրույթներում համապատասխանաբար:

Ստացված արդյունքները ցույց են տալիս, որ սպեկտրոֆոտոմետրիկ ջերմաստիճանները և բաղմերյան թռիչքի մեծությունը փոփոխվում են բավական մեծ սահմաններում (աղյուսակ 1): Նկատելի է, որ T_1 -ը մեծանալիս T_2 -ը փոքրանում է և ընդհակառակը (նկ. 1):

Արված է հզրակացություն, որ

ա) AO Cas-ի բաղադրիչներից մեկը կամ ամբողջ սիստեմը ժամանակ առ ժամանակ պարուրվում է գազային թաղանթով:

բ) AO Cas-ի առնվազը մեկ բաղադրիչը անկայուն աստղ է:

R. H. HOVHANNISSIAN

THE SPECTROPHOTOMETRIC MEASUREMENTS OF AO Cas

S u m m a r y

During the years 1959 and 1962 a number of spectrograms of spectroscopic binary AO Cas was obtained with the 10" spectrograph of the Bjurakan Observatory.

The Balmer discontinuity D , spectrophotometric gradients φ_1 and φ_2 as well as the colour temperatures in the spectral regions λ 4800—3800 Å and λ 3650—3200 Å respectively were determined.

It was found that the spectrophotometric gradients and Balmer discontinuity vary appreciably (Table 1). It is noticed, that T_2 decreases with the increasing of T_1 and vice versa.

It is concluded that:

a) One of the components of the AO Cas or the whole system is sometimes embedded in a gaseous envelope.

b) At least one of the components of AO Cas is a non-stable star.

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. W. Adams, G. Stromberg, Ap. J., **47**, 329, 1918.
2. P. Guthnick, A. N., 211, 391, 1920.
3. J. A. Pearce, Publ. Dom. Obs. Victoria, **3**, № 13, 1926.
4. M. Gussov, A. N., **237**, 321, 1930.
5. A. L. Bennett, A. J., **47**, 104, 1938.
6. F. B. Wood, Ap. J., **108**, 28, 1948.
7. J. Stebbins, A. Whitford, Ap. J., **102**, 318, 1945.
8. O. Struve, H. G. Horak, Ap. J., **110**, 447, 1949.
9. G. Mannino, Mem. Soc. Astron. Ital., **30**, № 1—2, 19, 1959.
10. O. Struve, J. Sahade, P.A.S.P., **70**, 111, 1958.
11. R. H. Koch, A. J., **85**, 127, 1960.
12. A. H. Дадаян, Изв. ГАО, **19**, № 152, 1954.
13. A. Slettebak, Ap. J., **142**, 173, 1956.

Г. А. Гурзаян, Р. Х. Оганесян

СПЕКТРОФОТОМЕТРИЧЕСКИЕ ИЗМЕРЕНИЯ НЕКОТОРЫХ ПРЕДПОЛАГАЕМЫХ БЫВШИХ ЯДЕР ПЛАНЕТАРНЫХ ТУМАННОСТЕЙ

Несколько лет тому назад одним из авторов настоящей статьи было выдвинуто предположение о том, что горячие звезды типа O, O_i, B, находящиеся на высоких галактических широтах, могут быть бывшими ядрами планетарных туманностей [1]. Вследствие небольшой продолжительности жизни планетарной туманности (порядка ста тысяч лет), ее ядро еще долгое время после исчезновения туманности может сохранять свойства высокотемпературной звезды (голубой цвет, следы эмиссионных линий, аномальное распределение энергии в непрерывном спектре и т. д.). Согласно выдвинутой в [2, 3] гипотезе, планетарные туманности являются остатками звездообразовательных процессов и, следовательно, их ядра являются весьма молодыми звездами, с характерными для таких объектов признаками нестационарности. Если это так, то в некоторых случаях эти признаки могут сохраняться также у бывших ядер планетарных туманностей. Очевидно, установив эти признаки у той или другой высокогогалактической горячей звезды, тем самым мы получим аргумент в пользу ее родства с бывшими ядрами планетарных туманностей.

Как известно, высокоширотные горячие звезды обладают низкой светимостью по сравнению со звездами типа O и B, входящими в население I типа (например, в O-ассоциации). Поэтому по светимостям они стоят гораздо ближе к ядрам планетарных туманностей. Это находится в хорошем согласии с предположением о генетической связи между ними.

В настоящей работе приводятся результаты спектрофотометрических наблюдений некоторых звезд типа О и Of, подозреваемых в их принадлежности к бывшим ядрам планетарных туманностей. В первую очередь были выбраны звезды BD+28°4211, HD 93521, 30614, 14633, которые находятся на высоких галактических широтах. Данные об этих звездах приведены в табл. 1. Значения z — расстояния в парсеках от галактической плоскости — даны сугубо условно, так как они основаны на том неверном в данном случае допущении, что эти звезды являются объектами высокой светимости. В последнем столбце таблицы указано количество обработанных спектрограмм.

Таблица 1

Звезда	α (1950)	δ (1950)	m_v	Sp	b	z	n
BD+28°4211	21 ^h 49 ^m .0	+28°38'	9.9	Oep	—19.9	1700	9
HD 93521	10 42.7	+38 06	6.9	O9 Vp	+63.6	1500	10
HD 30614 (α Cam)	04 44.1	+66 10	4.4	O9.5 Ia	+14.9	350	6
HD 14633	02 16.7	+41 02	7.7	O8 V	—17.4	700	6

Наблюдения охватывают период с 1959 по 1962 годы и были проведены с помощью 10" телескопа в сочетании с бесщелевым спектрографом АСИ-5 с кварцевой оптикой (для последних трех звезд табл. 1) и 8" телескопом системы Шмидта Бюраканской обсерватории с объективной призмой (для BD+28°4211). Спектрограммы были получены в основном на пластинках Kodak 103a—O, Kodak OaO и Kodak OaE.

BD+28° 4211. Эта пекулярная, очень голубая О-звезда была открыта в 1950 году МакРайем и сотрудниками [4]; ее показатель цвета оказался равным $CI = -0^m.53$. Более точные электрофотометрические измерения Гарриса дают еще меньшее значение, $CI = -0^m.62$ [5]. В [4] указывается на наличие максимума интенсивности непрерывного спектра около 4100 Å. Спектральные линии представлены очень слабыми и диффузными линиями поглощения водорода, а так-

же нейтрального гелия. Самой сильной линией является 4686 HeII. Обнаружены очень слабые следы линий CIV, CIII, SiIV, MgII. Эмиссионных линий не обнаружено. Морган оценивает спектр Or.

В период 1960—1962 гг. нами была получена серия спектрограмм этой звезды, из которых девять обработаны. В результате определены относительные спектрофотометрические градиенты для длинноволновой (4800—3646 Å) части спектра $\Delta\Phi_b$ в отношении звезды сравнения с координатами $\alpha = 21^h50^m$, $\delta = +29^\circ20'6$ (1950), тип, вероятно, A0—A3, и для коротковолновой части $\Delta\Phi_{ul}$ в отношении звезды сравнения HD 207674 (тип A0), а также величины балмеровского скачка D (табл. 2).

Таблица 2

	n	$\Delta\Phi_b$	$\Delta\Phi_{ul}$	D
14.X.1960	1	-0.51 ± 0.09	-0.96	0
5.X.1962	2	-0.63 ± 0.09	-1.70	0
26.X.1962	1	-0.92	-1.90	0
22.X.1962	1	-0.64	-1.30	0
31.X.1962	1	-0.41 ± 0.04	-1.70 ± 0.03	0
21.XI.1962	1	-0.58 ± 0.07	-1.32 ± 0.06	0
22.XI.1962	1	-0.61 ± 0.05	-1.26 ± 0.18	0

Полученные данные позволяют сделать следующие выводы:

1. Относительные спектрофотометрические градиенты $\Delta\Phi_b$ и $\Delta\Phi_{ul}$ претерпевают довольно сильные изменения, превышающие величину вероятных ошибок измерений. Особо сильные изменения испытывает $\Delta\Phi_{ul}$. Если эти изменения вызваны колебаниями в тепловом излучении звезды, то они должны говорить о больших колебаниях планковской температуры.

К сожалению, нам не известны абсолютные спектрофотометрические градиенты для наших звезд сравнения. Примем, поэтому, $\Phi_b = 1.00$ и $\Phi_{ul} = 1.39$ для звезды типа A0. Тогда величины абсолютных градиентов Φ_b и Φ_{ul} полу-

чаются равными, например, 14.X.1962, $\Phi_b = 0.49$ и $\Phi_{ul} = 0.43$. Имеются более ранние (1958 г.) измерения абсолютных градиентов для этой звезды, данные Фрингант [6]: $\Phi_b = 0.63$ и $\Phi_{ul} = 0.48$. В последнем случае планковская температура для коротковолновой части спектра получается порядка 90 000°. Если верны наши определения относительных градиентов, а оценки абсолютных градиентов звезд сравнения не могут быть далеки от их реальных значений, то придется сделать вывод о невозможности представить распределение энергии в ультрафиолетовой части спектра звезды + 28°4211 планковской температурой для периода наблюдений 1962 года; она получается бесконечной. Однако этот вывод о наличии ультрафиолетового избытка нуждается в подтверждении, так как он основан на спектрограммах, полученных с помощью 8" телескопа с объективной призмой, не отличающейся хорошим пропусканием в ультрафиолетовой части спектра.

2. Величина бальмеровского скачка при всех наблюдениях оказалась равной нулю, что указывает на незначительность роли водородного поглощения в атмосфере звезды.

3. В противоположность утверждениям МакРая и сотрудников, нашедших максимум интенсивности в непрерывном спектре этой звезды около 4100 Å (в 1950 году), никакого максимума в интервале длин волн 4800—3800 Å в период наших наблюдений (1960—62 гг.) мы не нашли (этот вывод был сделан после построения истинных кривых распределения интенсивности в непрерывном спектре звезды с учетом поглощения в атмосфере и в оптике, чувствительности фотоэмульсии и т. д.).

Приведенные факты — колебания величины спектрофотометрических градиентов, невозможность представления излучения звезды в коротковолновой части спектра планковской температурой — по-видимому, следует истолковать как признаки нестационарности, характерной для весьма молодых звезд. Если бы BD + 28°4211 являлась звездой высокой светимости, то она должна была родиться в какой-нибудь звездной ассоциации, т. е. вблизи плоскости Галактики, а затем совершить долгое путешествие до высоких галактиче-

ских широт, покрыв расстояние не менее 1 000 парсеков. Но для этого потребуется несколько десятков миллионов лет, в течение которых все признаки нестационарности давно могли бы исчезнуть. Между тем, предположение о том, что эта звезда родилась примерно там, где сейчас мы ее наблюдаем, и родилась именно в качестве ядра планетарной туманности, снимает трудности. Туманность исчезла сравнительно быстро, а в ее ядре продолжают процессы формирования поворожденной звезды, аналогично тому, что происходит со звездами в звездных ассоциациях.

В связи с этим представляет особый интерес попытка Гринштейна определить расстояние звезды $+28^{\circ}4211$ [7]. На спектрограммах этой звезды, полученных со спектрографом высокой дисперсии, он обнаружил слабые межзвездные линии H и K и оценил их интенсивности. Путем сравнения этих интенсивностей с интенсивностями аналогичных линий в спектрах других звезд с известными расстояниями, он оценивает расстояние звезды $+28^{\circ}4211$ и тем самым ее абсолютную величину. Она оказалась равной в среднем $M_v \sim +4^m$. Отсюда он делает вывод, что $+28^{\circ}4211$ является субкарликом, либо же промежуточным белым карликом.

Вывод Гринштейна очень скоро был подтвержден работой Холла [8], определившего собственное движение этой звезды. Оно оказалось: $\mu = 0''.077 \pm 0.004$. Отсюда делается заключение, что звезда $+28^{\circ}4211$, по всей вероятности, абсолютно не ярче звезды первой величины ($M_v \sim +1^m$).

Таким образом, есть достаточное основание считать звезду $+28^{\circ}4211$ объектом низкой светимости, т. е. объектом типа ядер планетарных туманностей.

HD 93521. Эта звезда типа O имеет очень высокую галактическую широту $b = +63^{\circ}.6$, что совершенно исключает возможность какой-нибудь ее связи с представителями звездного населения первого типа. В настоящее время имеются некоторые данные, которые дают основание считать HD 93521 бывшим ядром планетарной туманности.

Виллиамс [9], проводивший подробное измерение интенсивности спектральных линий в спектре HD 93521, указывает, что спектр этой звезды представляет собой смесь

спектров О-звезды и карлика типа В3. Интенсивность линии 4471 HeI очень большая, что обычно наблюдается у звезд типа В2—В3. На это обстоятельство следует обратить особое внимание, так как известно, что интенсивность линии 4471 HeI достигает своей максимальной величины — при движении вдоль главной последовательности — как раз у звезд В2—В3 [9, 10], и в силу этого оценка спектрального типа в этом случае приобретает особую уверенность. Вместе с тем, HD 93521 не является двойной системой. Поэтому приходится делать вывод о необычайно низкой светимости HD 93521. Очень грубая оценка, которая была сделана на основании интенсивности межзвездной линии, дает $M_v \sim -1^m.3$.

Несмотря на некоторую неопределенность в приведенных данных, можно во всяком случае считать, что HD 93521, по крайней мере, не является объектом высокой светимости.

Пекулярность звезды HD 93521 в какой-то степени подтверждается и данными наших спектрофотометрических наблюдений (с помощью 10" телескопа), охватывающих период 1959—1962 гг. Данные об этих наблюдениях — величины абсолютных градиентов Φ_b и Φ_{ul} , а также бальмеровского скачка приведены в табл. 3. Спектрограммы получены: 28.VI.1959 — на пластинке Agfa, остальные на пластинках Kodak OaO.

Таблица 3

	<i>n</i>	Звезда сравнен.	Φ_b	Φ_{ul}	<i>D</i>
28.VI.1959	1	α Lyra	0.62	0.67	0.043
28.I.1960	1	α CMa	0.37 ± 0.02	0.65	0.055
28.III.1960	3	β UMa	0.76 ± 0.01	0.99 ± 0.17	0.045 ± 0.003
28.IV.1960	2	"	0.38 ± 0.08	0.70	0.060 ± 0.008
20.V.1960	2	α Lyra	0.55 ± 0.02	0.56 ± 0.12	0.042 ± 0.001
6.XII.1961	1	S Mon.	0.86	0.66	0.060

Из приведенных в табл. 3 данных можно делать вывод о том, что абсолютные спектрофотометрические градиенты этой звезды изменяются в течение времени, а сле-

довательно изменяется распределение энергии в непрерывном спектре звезды. Планковская температура в коротковолновом участке спектра очень высокая, а иногда достигает бесконечности.

Бальмеровский скачок D отличен от нуля, что указывает на некоторую роль водородного поглощения в фотосфере этой звезды, а следовательно, на более низкую (в сравнении с $+28^{\circ}4211$) температуру в ее поверхностных слоях.

HD 30614 (α Cam). Существуют разные оценки спектрального типа этой звезды. В работе Барбье и Шялонжа она упоминается как типа B0e [11], в работе Риггии и сотрудников — типа Be [12]. Вилсон считает ее типа Of [13]. По-видимому, последнее определение более близко к действительности. В спектре этой звезды очень четко видна эмиссионная линия 5696 CIII, характерная для спектров большинства звезд типа Of. Рядом же эта линия присутствует в поглощении, с несколько меньшей интенсивностью. Общая структура линии напоминает профили спектральных линий у звезд типа Р Лебеда. Точно такую же структуру имеет линия 4686 HeII, с той лишь разницей, что она сильна в поглощении и едва заметна в эмиссии. Во всяком случае факт истечения газовой материи из этой звезды не подлежит сомнению. По ширине эмиссионной линии 5696 CIII Вилсон оценивает скорость расширения газовой оболочки порядка 1500 км/сек.

У обычных Of звезд как интенсивности, так и форма профилей эмиссионных линий (в особенности 5696 CIII, 4686 HeII и 4634—42 NIII) претерпевают сильные изменения (вплоть до исчезновения линии и повторного ее появления). Эти изменения рассматриваются в качестве признаков нестационарности звезды. К сожалению, данные о поведении эмиссионных линий 5696 CIII и 4686 HeII для звезды HD 30614 отсутствуют. Некоторые выводы по этому вопросу можно делать из наших спектрофотометрических измерений.

В табл. 4 приведены результаты этих наблюдений: величины спектрофотометрических градиентов Φ_b и Φ_{ul} , а

4—290

также бальмеровского скачка D (спектрограммы получены в 1959 г. на пластинках Kodak OaE, в 1960—61 гг. — на Kodak OaO. В качестве звезды сравнения использована α Луга).

Таблица 4

	n	Φ_b	Φ_{ul}	D
5.X.1959	2	0.52 ± 0.05	0.39 ± 0.03	0.040 ± 0.031
8.X.1959	2	0.93 ± 0.06	0.65 ± 0.12	0.040 ± 0.004
28.I.1960	1	1.02	1.42 ± 0.03	0.042
6.III.1961	1	1.06	1.11	0.013

Имеются два более ранних измерения французских исследователей спектрофотометрических параметров этой звезды, а именно: для 1935—1939 гг. $\Phi_b = 0.93$, $\Phi_{ul} = 0.87$ и $D = 0.03$ [11]; для 1947 г. $\Phi_b = 1.15$, $\Phi_{ul} = 0.97$ и $D = 0.038$ [14].

Сопоставляя все приведенные здесь данные о Φ_b , Φ_{ul} и D , приходим к выводу, что эти величины не постоянны во времени и что они претерпевают заметные вариации, по всей вероятности свидетельствующие о нестационарности самой звезды.

Таким образом, по имеющимся данным, HD 30614 является нестационарной звездой с высокой температурой и оценка ее спектрального типа Of кажется достаточно правдоподобной. Что касается ее светимости, то тут имеется, насколько нам известно, только одна оценка, данная Вилсоном [15], равная $M_v = -7^m 1$, откуда следует, что HD 30614 является сверхгигантом. Однако нам эта оценка кажется недостаточно обоснованной и требует пересмотра.

Дело в том, что Вилсон оценивает спектральный тип этой звезды как O9.4 (исходя из отношений эквивалентных ширины линий H β , H δ и Si IV), допуская возможность применения для нее эмпирической формулы Петри, дающей зависимость M_v от эквивалентной ширины линии H γ .

Однако, если уж исходить из эквивалентных шириной той или иной спектральной линии, то с тем же успехом,

как увидим ниже, можно прийти к противоположному выводу, т. е., что HD 30614 является карликом типа В.

В самом деле, известно, что интенсивность каждой из линий нейтрального гелия, например, 4471, 4387, 4144 Å, достигает своей максимальной величины в определенном, оптимальном спектральном классе. У звезд более ранних и более поздних типов интенсивность рассматриваемой гелиевой линии меньше. Так, на рис. 1 приведен пример такой зависимости для линии HeI 4471, воспроизведенный из работы Рудника [16], где W_λ есть эквивалентная ширина линии HeI 4471 в ангстремах. Обращает на себя внимание существование двух самостоятельных зависимостей для карликов и для гигантов. Реальность приведенного соотношения и его раздвоения качественно подтверждается и измерениями Виллиамса [9]. Аналогичные зависимости имеются и для линий HeI 4387 и HeI 4144 [10].

Эквивалентная ширина линии HeI 4471 для HD 30614 по измерениям например Рудника, равна $W_\lambda = 1.19$ Å. Сопоставляя это с тем, что приведено на рис. 1, увидим, что вообще гиганты любого спектрального типа не должны иметь такую большую эквивалентную ширину; горизонтальная линия с $W_\lambda = 1.19$ пересекается с кривой зависимостью $W_\lambda = f(Sp)$ только для карликов. Это уже в какой-то степени свидетельствует о том, что звезда HD 30614 *не является* гигантом; судя по рис. 1, она должна быть карликом типа В1—В3.

Воспользуясь данными Виллиамса и Рудника об эквивалентных ширинах трех гелиевых линий для звезды HD 30614, а также аналогичными с рис. 1 зависимостями этих линий, приведенными в [10], можно оценить *крайние* спектральные типы, которые могла бы иметь звезда HD 30614 в этих случаях. Результаты приведены в табл. 5. В отличие от сделанного вывода, по двум последним линиям получается, что HD 30614 может быть и гигантом. Однако не следует забывать, что как раз для этих линий зависимость $W_\lambda = f(Sp)$ выведена менее уверенно.

Таким образом, имеется некоторая вероятность того, что HD 30614 может быть карликом, т. е. объектом сред-

Таблица 5

Линии	Виллиамс		Рудник	
	W_{λ}	S_p	W_{λ}	S_p
HeI 4471	1.11	O9 или B4	1.19	B1 или B3
HeI 4387	0.30	O8 или B8	0.30	O9 или B8
HeI 4144	0.33	O9 или B8	0.33	B0 или B6

ней или низкой светимости. В силу этого звезда HD 30614 может быть зачислена в группу возможных бывших ядер планетарных туманностей. Желательно, однако, дальнейшее исследование этой звезды.

HD 14633. Абсолютные значения спектрофотометрических градиентов и величины бальмеровских скачков для этой звезды приведены в табл. 6 (спектрограммы получены: в 1959 г. — на пластинках Kodak OaE, в 1962 г. — на Kodak 103a-O. В качестве звезды сравнения использована α Lyra).

HD 14633

Таблица 6

	n	Φ_b	Φ_{ul}	D
3.IX.1959	2	0.83 ± 0.02	1.66 ± 0.03	0.035 ± 0.003
29.IX.1959	1 (2)	0.85 ± 0.07	0.72 ± 0.01	0.032
8. X.1959	1 (2)	0.89 ± 0.01	1.04 ± 0.06	0.045
27.VIII.1962	1 (2)	0.81 ± 0.06	0.67	0.036 ± 0.002
26.IX.1962	1	0.75	0.53	0.050

В отличие от предыдущих звезд, HD 14633 отличается большей стабильностью в длинноволновом диапазоне; числовые значения Φ_b (табл. 6) оказались одинаковыми в пределах ошибок измерений. Что касается коротковолнового участка спектра, то здесь, по-видимому, в период наших наблюдений произошли заметные колебания в спектральном распределении энергии. Если эти отклонения вызваны колеба-

ниями в тепловом излучении, то планковская температура должна была изменяться в пределах от $10\,000^\circ$ до $35\,000^\circ$.

Указанные изменения в ультрафиолетовой области спектра, по всей вероятности, реальны и поэтому HD 14633 следует считать нестационарным объектом, хотя признаки нестационарности у нее выражены не так сильно, как у предыдущих объектов.

К сожалению, других заслуживающих внимания данных об этой звезде мы не смогли найти в литературных источниках. Только в работе Дейка [17], посвященной межзвездному поглощению, обращает на себя внимание один интересный факт: из почти четырехсот звезд, для которых автор определяет избытки цвета E_1 , только для двух звезд они оказались отрицательными, и одна из этих — HD 14633; для нее $E_1 = -0^m03$. Поскольку нормальный показатель цвета для звезд типа O8 имеет отрицательный знак, то этот факт, по-видимому, следует понять как свидетельство того, что HD 14633 является очень голубой звездой.

Отмечая необходимость более подробного изучения этой звезды в дальнейшем, заметим лишь, что пока нет оснований отвергнуть мысль о возможной ее принадлежности к группе бывших ядер планетарных туманностей, имея в виду отдаленность от плоскости Галактики и некоторые признаки нестационарности.

BD +75°325. Эта звезда ($\alpha = 07^h58^m5$, $\delta = +75^\circ15'$, $m_v = 8.9$) впервые была обнаружена Элвюсом [18] как весьма голубой объект, показатель цвета которого в международной системе равен $CI = -0^m80$ [18]. Вдобавок она имеет сравнительно высокую галактическую широту: $b = +32^\circ$. В обоих отношениях эта звезда оказывается сходной с BD +28°4211.

Элвюс полагает, что BD +75°325 является субкарликом. Это предположение вскоре подтверждается наблюдениями Голда, Хербига и Моргана [21], обративших внимание на сходство спектров обеих звезд — +75°325 и +28°4211. Однако в спектре +75°325 доминируют широкие и сильные линии Hell. По характеру эти линии диффузные, что яв-

ляется серьезным аргументом в пользу предположения о низкой светимости этой звезды.

Оценка спектрального класса для $+75^{\circ}325$ по линии HeI 4471 дает (рис. 1) при $W_{\lambda}=0.80$ А [20] либо О, либо В5. Наконец, собственное движение этой звезды оказалось очень малым [22], что свидетельствует в пользу того, что она не является высокоскоростным объектом.

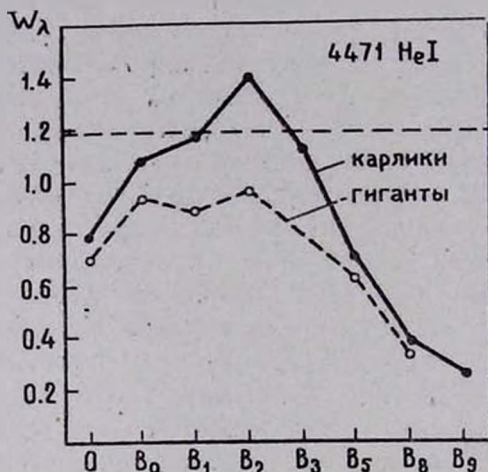


Рис. 1. Зависимость эквивалентной ширины W_{λ} (в ангстремах) линии 4471 HeI от спектрального класса звезды (Рудник).

Նկ. 1. Հերմիտի 4471 HeI գծի էկվիվալենտ լայնություն W_{λ} (անգստրոմներով) առնչությունը սպեկտրալ տիպին (Ռուդնիկ):

Элвус оценивает светимость этой звезды $M_v \sim +1^m \div +2^m$, радиус порядка $0.5 \odot$ [16]. Температура, определенная весьма приблизительно по линиям гелия, порядка 60000° [20].

Систематические спектрофотометрические наблюдения над $+75^{\circ}325$ еще не были проведены. Поэтому сказать что-нибудь определенное о степени стабильности ее спектра пока не можем. Имеется, однако, одно определение спектрофотометрических градиентов, данное Фрингмант [6],

$\Phi_b = 0.62$ и $\Phi_{ul} = 0.39$. Эти величины очень близки к тем, что получены для $+28^\circ 42' 11''$ (см. выше).

Таким образом, имеющиеся факты пока не исключают предположения о принадлежности звезды BD $+75^\circ 325'$ к группе бывших ядер планетарных туманностей.

Объекты Хюмасона—Цвикки. Как известно, Хюмасон и Цвикки были обнаружены в большом количестве звезд ранних спектральных типов, но низкой светимости, в высоких галактических широтах, которые относятся к звездному населению первого типа [23]. В настоящее время известно большое количество других объектов того же класса.

Проблеме определения абсолютных звездных величин голубых звезд, имеющих высокие галактические широты (объекты Хюмасона—Цвикки), посвящена работа Клемола [24]. Измеряя τ -компоненты собственных движений большого количества (около ста) таких звезд, он находит: $M_v = +2^m 1$ для группы звезд типа B0—B3, $M_v = +0^m 9$ для B4—B7, $M_v = +1^m 5$ для B8—A0. В среднем $M_v = +1^m 4$ для звезд B0—A0, что находится в хорошем согласии с оценкой Гринштейна ($M_v = +1^m 3$), выведенной для малочисленной группы этих звезд [25], и оценкой Лейтена ($M_v = +1^m 9$), выведенной из их средних вековых параллаксов [26]. Кроме того, Клемола приводит в своей работе новый список голубых звезд, имеющих высокую галактическую широту, число которых доходит до двухсот, среди которых семь — типа Ор.

Таким образом, объекты Хюмасона—Цвикки: а) принадлежат к звездному населению II типа (сферическая составляющая); б) обладают низкой светимостью ($M_v \sim +1^m$); в) имеют высокие поверхностные температуры (голубой цвет). Но этими свойствами обладают и ядра планетарных туманностей. Поэтому вполне возможно, что *многие из объектов Хюмасона—Цвикки могут быть бывшими ядрами планетарных туманностей.*

У нас нет данных о нестационарности объектов Хюмасона—Цвикки, но если эти звезды в самом деле были ядрами планетарных туманностей, для большинства из них долж-

но было пройти много времени, и поэтому у них признаки нестационарности должны быть выражены менее сильно, чем у тех, которые сравнительно недавно стали „бывшими ядрами“ (например BD +28°4211, BD +75°325). Дальнейшее изучение этих звезд поможет уточнить степень их родства с бывшими ядрами планетарных туманностей.

В ы в о д ы

1. Звезды BD +28°4211, HD 93521 и BD +75°325 можно считать бывшими ядрами планетарных туманностей.

2. Звезду HD 14633 можно считать вероятным бывшим ядром планетарной туманности.

3. Принадлежность звезды HD 30614 (α Cam) к группе бывших ядер планетарных туманностей сомнительна.

4. Имеется серьезное основание считать многие из объектов Хюмасона—Цвикки бывшими ядрами планетарных туманностей.

Авторы выражают благодарность Р. А. Епремяну, оказавшему помощь при обработке спектрограмм.

Գ. Ա. ԳՈՒՐԶԱԴՅԱՆ, Ռ. Խ. ՀՈՎՀԱՆՆԻՍՅԱՆ

ԽՈՂՈՐԱԿԱԶԵՎ ՄԻԳԱՄԱԾՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԻ ՆԵԹԱԴՐՎՈՂ ՆԱԽԿԻՆ
ՄԻՋՈՒԿՆԵՐԻ ՍՊԵԿՏՐՈՖՈՏՈՄՈՒՄՏՐԻԱ

Ա մ փ ո փ ո լ մ

Աշխատանքում ցույց է տրված, որ՝

1. BD +28°4211, HD 93521 և BD +75°325 աստղերը մեծ հավանականությամբ հանդիսանում են մոլորակաձև միգամածությունների նախկին միջուկներ:

2. HD 14633 աստղը կարող է լինել մոլորակաձև միգամածության հավանական նախկին միջուկ:

3. HD 30614 (α Cam) աստղի պատկանելիությունը նախկին միջուկների խմբին կասկածելի է:

4. Կան լուրջ հիմքեր ենթադրելու, որ Հյուսիս-Յվիկի օբյեկտները եթե ոչ ամբողջովին, ապա մասամբ հանդիսանում են մոլորակաձև միգամածությունների նախկին միջուկներ:

G. A. GURZADIAN, R. T. HOVHANNISSIAN

THE SPECTROPHOTOMETRIC MEASUREMENTS OF THE HYPOTHETICAL FORMER NUCLEI OF THE PLANETARY NEBULAE

S u m m a r y

It is shown, that:

1. The stars BD-28 4211, HD 93521 and BD +75 325 are, very probably, the former nuclei of the planetary nebulae.
2. The star HD 14633 may be a probable former nucleus of the planetary nebula.
3. The belonging of the star HD 30614 (α Cam) to the group of the former nuclei is doubtful.
4. There are serious reasons to think that at least a part of the Humason-Zwicky's objects are the former nuclei of the planetary nebulae.

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. Г. А. Гурзидян, Сообщения Бюраканской обсерватории, 25, 1958.
2. Г. А. Гурзидян, Вопросы космогонии, VI, 157, 1958.
3. Г. А. Гурзидян, Планетарные туманности, М. (1962).
4. D. A. McRae, R. Fleischer, E. Weston, Ap. J., 113, 432, 1951.
5. D. L. Harris, Ap. J., 113, 435, 1951.
6. A. Fringant, Observatory, 41, 98, 1958.
7. J. Greenstein, P.A.S.P., 84, 256, 1952.
8. R. G. Hall, P.A.S.P., 85, 154, 1953.
9. E. G. Williams, Ap. J., 83, 365, 1936.
10. I. I. Ahmad, Ap. J., 115, 341, 1952.
11. D. Barbier, D. Chalonge, Ann. d'Ap., 4, 30, 1941.
12. Righini, Ricera scient, 24, 1393, 1954.
13. R. Wilson, Liege Mémoires, XX, 85, 1956.
14. D. Chalonge, L. Divan, Ann. d'Ap., 15, 201, 1952.
15. R. Wilson, Publ. Roy. Obs. Edinburgh, II, № 3, 1956.
16. Rudnick, Ap. J., 83, 439, 1936.
17. D. Duke, Ap. J., 113, 100, 1951.
18. T. Elvius, Stockholm Obs. Ann., 18, № 7, 27, 1955.
19. T. Elvius, Stockholm Obs. Ann., № 3, 1956.
20. T. Elvius, U. Sinnerstand, Arkiv för Astr., 18, 189, 1958.
21. N. Gould, G. Herbig, W. Morgan, P.A.S.P., 89, 242, 1959.

22. *C. H. Hins*, Ann. Leiden Obs., 15, № 4, 1934.
23. *M. L. Humason, F. Zwicky*, Ap. J., 105, 85, 1947.
24. *A. R. Klemola*, A. J., 67, 740, 1962.
25. *J. Greenstein*, Proc. III Berkeley Symposium on Math. Statist. a. Probability, 3, 20, 1956.
26. *W. Luyten*, A Search for Faint Blue Stars, paper XXX, 1956.

Г. А. Гурздян

ФОТОМЕТРИЧЕСКИЕ ДАННЫЕ ДЛЯ НЕКОТОРЫХ ДВУХОБОЛОЧНЫХ ПЛАНЕТАРНЫХ ТУМАННОСТЕЙ

Осенью 1962 года на 40" телескопе Шмидта Бюраканской обсерватории были получены снимки некоторых двухоболочных планетарных туманностей с целью нахождения интегральных яркостей их внешних оболочек. По существу эти данные нам нужны для определения отношения массы внешней оболочки M_2 к массе внутренней оболочки M_1 . Отношение M_2/M_1 является одним из параметров, входящих в теорию возникновения двухоболочных туманностей [1], и, поэтому, накопление таких данных может оказаться ценным для проверки ее основных положений.

В настоящей статье приводятся результаты для пяти планетарных туманностей: NGC 6720, 6804, 6826, 7293, а также NGC 6543. Данные об этих туманностях приведены в табл. 1, где m_n — интегральная фотографическая величина туманности (для NGC 6804 взято из [2], остальные — из [3]), $m_1 (pv)$ — фотовизуальная величина ядра [2, 3], D_1 и

Таблица 1

NGC	$m_n (pg)$	$m_1 (pv)$	D_1	D_2	d_2/d_1
6826	9.8	9.9	27"×24"	135"	5
6804	13.3	--	30"×33"	57"×69"	2
7293	9.4*	13.3	12'×14'	~24'	2
6720	9.7	14.7	69"×83"	150"×165"	2
6543	8.8	10.3	16"×22"	~300"	15

* фотовизуальная величина (измерение автора).

D_2 — видимые размеры обеих оболочек (по измерениям автора и по [2]) d_2/d_1 — принятое отношение линейных диаметров обеих оболочек.

Снимки туманностей были получены на пластинках Kodak 103я—Е через светофильтр Шотта RG—I. Стандартизация фотопластинок осуществлялась с помощью внефокальных изображений звезд области Плеяд, а калибровка — с помощью лабораторных фотометрических отпечатков. Измерения почернений пластинок осуществлены путем получения фотометрических разрезов на саморегистрирующем универсальном микрофотометре Бюраканской обсерватории. Ввиду малого масштаба изображений и сложной структуры отдельных туманностей результаты измерений не всегда надежны. Сущность измерений заключается в том, что оценивается средняя поверхностная яркость второй оболочки, а затем, умножая эту яркость на площадь всей туманности, определяем полную яркость второй оболочки $m_n(II)$. Очевидно, при таком способе определения $m_n(II)$ учитывается также та часть второй оболочки, которая непосредственно проектируется на первую (внутреннюю) оболочку.

Исходным для определения отношения M_2/M_1 является известная формула В. А. Амбарцумяна

$$M = C \sqrt{LV}, \quad (1)$$

где L — светимость туманности, V — ее объем. Написав (1) для обеих оболочек данной туманности, будем иметь:

$$\frac{M_2}{M_1} = \left(\frac{L_2}{L_1} \frac{V_2}{V_1} \right)^{1/2}, \quad (2)$$

где

$$\frac{L_2}{L_1} = 10^{-0.4 [m_n(II) - m_n]}. \quad (3)$$

Значения $m_n(II)$, L_2/L_1 и V_2/V_1 для указанных туманностей приведены в табл. 2 (ввиду приближенного характера наших оценок для M_2/M_1 поправка за разницу фотометрических систем $m_n(pg)$ и $m_n(II)$ не вносится). Для NGC 6720 приведено только нижнее значение $m_n(II)$, так как на наших снимках вторая оболочка этой туманности оказалась

на пределе видимости. Туманность NGC 6543 не была сфотографирована нами, но в табл. 2 приводится весьма приблизительная оценка полной яркости ее второй оболочки путем сравнения снимков этой туманности на Паломарских атласах со снимками других двухоболочных туманностей. К этому побудило желание получить хотя бы предварительную оценку относительной массы этой интересной двухоболочной туманности, отличающейся самым большим среди известных туманностей значением отношения d_2/d_1 , равным 15.

Сводка всех полученных величин приведена в табл. 2. Значения M_2/M_1 , вычисленные с помощью соотношения (2), приведены в пятом столбце.

Таблица 2

NGC	m_n (II)	L_2/L_1	V_2/V_1	M_2/M_1	$f(I/I_0)$	M_2^0/M_1^0
6826	17.7	$8 \cdot 10^{-4}$	125	0.3	1	0.3
6804	16	$8 \cdot 10^{-2}$	8	0.8	1	0.8
7293	15	10^{-2}	2/3	0.08	~ 0.5	0.04
6720	> 18.5	$3 \cdot 10^{-4}$	8	0.05	~ 0.5	0.03
6543	> 17	$5 \cdot 10^{-4}$	3400	1.3	~ 0.2	0.3

В связи с использованием формулы (1) для определения относительной массы двухоболочных туманностей необходимо сделать следующее замечание. Дело в том, что формула В. А. Амбарцумяна выведена для однородных туманностей, где электронная концентрация постоянна везде внутри туманности. Поэтому она не может быть использована в таком виде для тех туманностей, которые отличаются большой неоднородностью; в этих случаях формула (1) должна давать лишь верхнее значение массы туманности. Ниже указывается способ учета (редукции) эффекта неоднородностей при вычислении массы туманностей с помощью формулы (1).

Разделим весь объем V туманности на k равных по объему частей — ячеек. Примем, что концентрация электронов в каждой из этих ячеек постоянна и равна $n_1, n_2, \dots, n_k$. Тогда для массы i -ой ячейки мы можем написать

$M_i = C \sqrt{L_i V/k}$, где L_i — светимость данной ячейки. Для полной массы туманности m_0 имеем.

$$M_0 = \sum_{i=1}^k M_i = C \sqrt{\frac{1}{k} V \sum_{i=1}^k L_i}. \quad (4)$$

Масса туманности, определенная этой формулой, будет ее истинной массой. Вместе с тем она будет меньше, чем выведенная из формулы (1).

Имея в виду, что $L_0 = \sum_{i=1}^k L_i$, не трудно вывести из (4) следующее соотношение между истинной массой туманности M_0 и массой M , даваемой формулой (1):

$$M_0 = f(k) M, \quad (5)$$

где $f(k)$ есть „коэффициент редукции массы“ и равен:

$$f(k) = \frac{1}{\sqrt{k}} \left[\frac{1}{1 - \frac{1}{k^2 n_0^2} \sum_{i=1}^k \sum_{j=1}^k n_i n_j} \right]^{1/2}, \quad (i \neq j), \quad (6)$$

где n_0 есть среднее значение электронной концентрации: $n_0 = \frac{1}{k} \sum_{i=1}^k n_i$. Для любых значений k больше единицы имеем: $f(k) < 1$, если хотя бы в одной ячейке электронная концентрация будет отличаться от концентрации в остальных ячейках. В предельном случае, когда концентрация во всех ячейках одинакова и равна n_0 , будем иметь:

$$\sum_{i=1}^k \sum_{j=1}^k n_i n_j = k(k-1)n_0^2 \text{ и } f(k) = 1.$$

На основании формулы (6) можно показать, например, что если в какой-нибудь туманности, обладающей пятнистой структурой, отношение средних расстояний между этими пятнами (l) к среднему размеру самих пятен (l_0) равно, скажем, 1.71, то $f(l/l_0) = 0.446$, а для истинной массы $M_0 = 0.446 M$, где M определяется формулой (1).

У отдельных туманностей (как планетарных, так и диффузных), отличающихся большой сложностью структуры, отношение l/l_0 может доходить до 4—5. В этом случае коэффициент редукции массы получается равным $f(k)=f(l/l_0) \sim \sim 0.1$, т. е. массы, определенные по формуле (1), могут оказаться завышенными на порядок в отношении их истинных величин.

Зависимость функции $f(l/l_0)$ от l/l_0 , приведенная в виде кривой на рис. 1, вычислена по предельной формуле $f(l/l_0) = (l/l_0)^{-1/2}$. Как следует из этого рисунка, уже при небольших неравномерностях ($l/l_0 \sim 1.5-2$), вычисленную по формуле (1) массу туманности необходимо уменьшить в два-три раза.

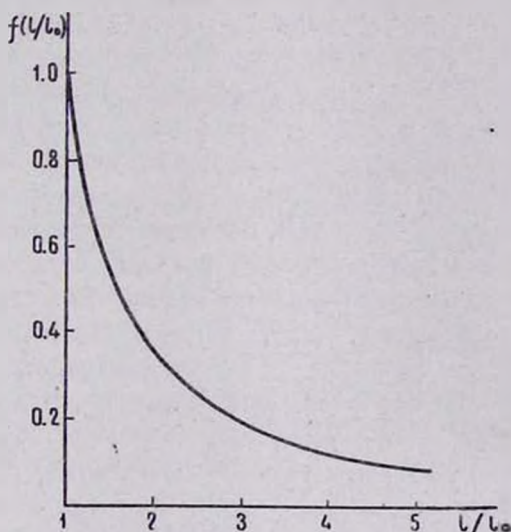


Рис. 1. Зависимость редукции массы $f(l/l_0)$ от степени неравномерностей в туманности l/l_0 .

Նկ. 1. Հանդիսովի շտկման գործակցի՝ $f(l/l_0)$ կախումը միջանոցների անհամասեռության՝ l/l_0 աստիճանից:

Вторые (наружные) оболочки первых двух туманностей табл. 2 достаточно однородны и поэтому для них можно принять $f(1) \sim 1$. Наружные оболочки остальных туманно-

стей, и в особенности NGC 6543, отличаются пятнистой структурой, а следовательно для них $f(l/l_0) < 1$. Была сделана попытка оценить хотя бы весьма приблизительно величину отношения l/l_0 для каждой из них и затем найти из рис. 1 значение коэффициента редукции массы $f(l/l_0)$. Результаты приведены в предпоследнем столбце табл. 2. Наконец, в последнем столбце приведены редуцированные значения отношений M_2^0/M_1^0 . (При более точных оценках следовало бы учесть разницу в коэффициентах редукции масс между обеими оболочками данной туманности).

Несмотря на приблизительный характер наших оценок, разброс в величине M_2^0/M_1^0 между отдельными туманностями на целый порядок, как следует из табл. 2, по-видимому, реален. Теоретические пределы отношения M_2^0/M_1^0 раньше не были установлены; только для одного частного случая было найдено $M_2^0/M_1^0 \sim 0.05$ [1]. Но отношение M_2/M_1 для первых двух туманностей в табл. 2 определено более точно. Кроме того, большое значение относительной массы второй оболочки ($M_2/M_1 \sim 1$) раньше было найдено и у других туманностей (см. табл. 43 в [1]). Поэтому представляет интерес нахождение тех физических условий, при которых происходит разделение планетарной туманности на две почти равные по массе части.

В настоящее время существуют две теории, объясняющие возникновение второй оболочки у планетарных туманностей как результат отрыва части основной оболочки, вызванного давлением L_2 -излучения. Первая из них, так называемая теория „внешнего“ максимума давления L_2 -излучения, разработана автором, а вторая — теория „внутреннего“ максимума — разработана И. Н. Мининым [4]. В случае „внутреннего“ максимума абсолютная величина светового давления L_2 -излучения примерно на два порядка меньше светового давления в случае „внешнего“ максимума (у туманностей, расширяющихся с градиентом скорости). Но „внутренний“ максимум действует долгое время, начиная с эпохи расширения туманности, когда ее оптическая толща в частотах L_c -излучения τ_0 очень велика в сравнении с еди-

ницей, в то время как „внешний“ максимум действует сравнительно непродолжительное время, когда $\tau_0 \sim 8-10$. Поэтому, например, при низких температурах ядра, когда поток L_c -излучения мал, „внутренний“ максимум не сможет оторвать большую массу от туманности, но „внешний“ максимум в состоянии будет образовать вторую оболочку с небольшой массой ($M_2/M_1 \sim 0.1$). Наоборот, при очень высоких значениях температуры ядра, следует ожидать, что „внутренний“ максимум будет опережать „внешний“ максимум и тем самым сможет оторвать от туманности массу, соизмеримую с оставшейся массой, т. е. с $M_2/M_1 \sim 1$. Однако, через некоторое время, когда τ_0 достигнет величины 8—10, „внешний“ и внутренний максимумы будут совпадать и фактически дальнейшее развитие внешней оболочки будет идти по первому способу.

И. Н. Минин рассматривает совместно поле L_c -излучения и динамику туманности, хотя и в этом случае приходится ограничиваться некоторым приближением. Он показал, что указанный „внутренний“ максимум достигается при $\tau_c = 6-7$. Далее он приводит формулы для определения величины дополнительных скоростей Δv_1 и Δv_2 , которые приобретают под действием давления L_c -излучения внутренняя и внешняя (оторванная) оболочки соответственно. Когда $M_2/M_1 \ll 1$, то обычно $\Delta v_1 \ll \Delta v_2$ и для относительной скорости $\overline{\Delta v}_2$ удаления внешней оболочки от внутренней имеем просто $\overline{\Delta v}_2 = \Delta v_2$. В общем случае, однако, будем иметь:

$$\overline{\Delta v}_2 = \left(1 - \frac{\Delta v_1}{\Delta v_2} \right).$$

В своей работе И. Н. Минин ограничивался рассмотрением только числового примера, не прибегая к количественному анализу задачи при более широком диапазоне физических параметров туманности и ядра — температуры, радиуса, массы и т. д. Такой анализ проведен нами ниже (все нужные при вычислениях формулы приведены в [4]).

Прежде всего следует иметь в виду, что процесс отрыва второй оболочки от основной начинается, как это показано в [1], при сравнительно малых размерах туманно-

сти — порядка нескольких тысяч астрономических единиц. Поэтому примем при всех вариантах вычислений для радиуса туманности $r = 2000 \text{ а. е.} = 0.3 \cdot 10^{17} \text{ см.}$ Примем также для массы туманности величину $M = M_1 + M_2 = 0.02 \odot$, для тепловой скорости $w = 15 \text{ км/сек.}$ и для известных в теории лучистого равновесия газовых туманностей параметров $\beta_0 = 10^{-4}$ и $q = 10^{-4}$. Задача заключается теперь в том, чтобы определить относительную скорость удаления второй оболочки $\overline{\Delta v}_2$ от основной оболочки при различных значениях температуры ядра T_* и его радиуса R_* через $t = 10000$ лет после начала процесса отрыва. Вычисления проводятся для случая $M_2/M_1 = 1$, т. е. когда $M_2 = 0.01 \odot$. Результаты вычислений приведены в табл. 3.

Таблица 3
Относительная скорость расширения внешней
оболочки $\overline{\Delta v}_2$ при $M_2/M_1 = 1$

T_*	$\overline{\Delta v}_2 \text{ км/сек}$		
	$R_* = 0.1 \odot$	$R_* = 0.25 \odot$	$R_* = 0.5 \odot$
40 000	0.034	0.15	1.2
60 000	0.45	1.5	5.2
80 000	0.94	4	12.3
100 000	1.5	8	25

Для двух значений температуры ядра в табл. 4 приведен рост относительной скорости расширения второй оболочки со временем, т. е. зависимость $\overline{\Delta v}_2$ от t при тех же значениях остальных величин.

Таблица 4
Зависимость $\overline{\Delta v}_2$ от t при $M_2/M_1 = 1$

$t \text{ год}$	10	100	1000	10 000
$T_* = 80000^\circ$	0.24	1.08	3.50	12.3
$T_* = 100000^\circ$	0.55	2.40	9.3	25

Из приведенных в таблицах 3 и 4 данных следует, что, в самом деле, при достаточно высоких значениях температуры ядер и не очень малых значениях их радиусов оторванная часть оболочки, с массой, равной половине массы всей туманности, может приобрести скорость, соизмеримую со скоростью расширения самих туманностей. С уменьшением относительной массы внешней оболочки быстро увеличивается скорость ее удаления от основной оболочки, что наглядно следует из данных табл. 5.

Таблица 5
Относительная скорость расширения наружной оболочки
 Δv_2 (км/сек) при различных значениях M_2/M_1

T_*	$M_2/M_1=0.3$		$M_2/M_1=0.1$	
	$R_*=0.1 \odot$	$R_*=0.5 \odot$	$R_*=0.1 \odot$	$R_*=0.5 \odot$
40 000	0.12	5.0	0.3	12.6
60 000	1.8	32	4.7	80
80 000	4.3	83	11	210
100 000	8.2	183	21	465

Данные таблиц 3 и 5 указывают вместе с тем на возможность существования очень большой дисперсии в величинах скоростей расширения внешних оболочек у двухоболочечных планетарных туманностей. Она вызвана в первую очередь дисперсией в размерах и температурах ядер туманностей, а также относительной величины массы их внешних оболочек.

Вывод о возможности существования большой дисперсии в скоростях расширения внешних оболочек в какой-то степени может быть проверен следующим образом. Воспользуясь данными о скорости расширения основной оболочки v_1 и отношением видимых диаметров обеих оболочек d_2/d_1 для ряда двухоболочечных планетарных туманностей, мы можем определить величину скорости расширения второй оболочки v_2 и тем самым Δv_2 . При этом делаем допущение, что отношение скоростей расширения обеих оболочек равно

отношению их диаметров, т. е. $\frac{v_1}{v_2} = \frac{d_1}{d_2}$. Отсюда имеем

$v_2 = v_1 \frac{d_2}{d_1}$ и $\overline{\Delta v_2} = \left(\frac{d_2}{d_1} - 1 \right) v_1$, где v_1 есть скорость расширения туманности, найденная по уширению спектральных линий. Эти данные для ряда двухоболоччных туманностей собраны в табл. 6, взятые из [1] и частично из таблиц 1 и 2

Таблица 6

Вычисленные значения скоростей расширения вторых оболочек v_2 для ряда двухоболоччных туманностей

	d_2/d_1	v_1 км/сек	M_2/M_1	$\overline{\Delta v_2}$ км/сек	v_2 км/сек
NGC 1535	2	20	—	20	40
2:92	2.6	53.6	1.5	85	138.6
6720	2	30	0.03	30	60
6543	15	15	0.3	210	225
3587	1.16	—	0.2	2.4	17.4
7293	2	—	0.04	15	30
6826	5	20	0.3	80	100
II 2149	1.4	20	—	8	28
7662	2	26	1.8	26	52

настоящей работы. В последних двух столбцах приведены вычисленные указанным выше способом значения $\overline{\Delta v_2}$ и v_2 (для туманностей NGC 3587 и 7293 принято, за неимением данных, $v_1 = 15$ км/сек).

Как следует из данных табл. 6, относительные скорости расширения внешних оболочек разбросаны, в согласии со сделанным выше выводом, в очень широких пределах — от 2.4 км/сек для туманности NGC 3587 до 210 км/сек для NGC 6543. Большая дисперсия сохраняется и в величинах абсолютных скоростей расширения внешних оболочек (v_2). На это обстоятельство следует обратить особое внимание хотя бы потому, что отсутствие большой дисперсии в скоростях расширения планетарных туманностей (т. е. основных оболочек) было отмечено давно как одна из их характерных особенностей.

Из всего сказанного следует, что наиболее убедительное доказательство в пользу „теории отрыва“ можно полу-

чить, если удастся путем прямых измерений определить скорости расширения внешних оболочек хотя бы для одной-двух планетарных туманностей. Трудность при этом заключается, в частности, в том, что поверхностная яркость внешних оболочек, как правило, очень мала. Тем не менее, можно надеяться, что для наиболее ярких из них, например, для туманностей NGC 2392, 6826, подобные попытки могут быть успешными.

Полученные в настоящей работе результаты еще раз указывают на важное значение давления L_{α} -излучения в динамике планетарных туманностей. С этой точки зрения вызывает недоумение утверждение, содержащееся в статье Г. С. Хромова [5], где путем явно ошибочных рассуждений сделан вывод о том, что „световое давление не должно играть в динамике планетарных туманностей сколько-нибудь заметной роли“. Автору, очевидно, не был известен тот важный из теории планетарных туманностей результат, что интеграл от импульса давления L_{α} -излучения по всему объему туманности равен нулю, и поэтому всякое сравнение „среднего“ импульса лучистого давления со средним импульсом газового давления становится просто бессмысленным. Вгору, не менее важную ошибку Хромов допускает, полагая почему-то, что световое давление действует только в течение среднего времени жизни L_{α} -кванта в туманности. В действительности, во всех работах разных авторов, где рассматривались подобные задачи, как правило, имелось в виду *дифференциальное давление L_{α} -излучения*, которое возникает между отдельными частями туманности и которое к тому же действует в течение *всей ее жизни*.

Դ. Ա. ԳՈՐԴԱՆՅԱՆ

ԼՈՒՍԱԶԱՓԱԿԱՆ ՏՎՅԱԼՆԵՐ ԵՒ ՔԱՆԻ ԵՐԿԹԱԿԱՆՔ
ՄՈՒՐԱԿԱԶԵՎ ՄԻԳԱՍՏՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԻ ՀԱՄԱՐ

Ա Վ Փ Ն Փ Ն Մ

Բերված են NGC 6720, 6804, 6826, 7203 երկթաղանթ
մ ուրախածե միգամածութիւնների երկրորդ թաղանթների վերա-
բերյալ դիտողական տվյալներ, որոնք ստացվել են 40" դիտակի

օգնությունը, այն է՝ արտաքին թաղանթների ինտեգրալ պայծառությունները և ներքին ու արտաքին թաղանթների զանգվածների հարաբերությունները (աղյուսակ 2):

Առաջ է քաշված գազային միգամածությունների զանգվածները որոշելիս նրանցում նյութի թաշխման անհամասեռությունը հաշվի առնելու անհրաժեշտությունը և ստացված է զանգվածի, լույսի և կոչված, «շտկման դործակցի» մեծությունը տվող մի արտահայտություն:

Լրացուցիչ հաշվարկները հաստատում են նախկինում արտահայտված այն միտքը [1], ըստ որի մոլորակաձև միգամածությունների արտաքին թաղանթների առաջացումը հետևանք է լայման-ալֆա ճառագայթման հարույած ճնշման:

G. A. GURZADIAN

THE PHOTOMETRIC DATA FOR SOME TWO-SHELL PLANETARY NEBULAE

S u m m a r y

The photometric data for the second (outer) envelopes of two-shell planetary nebulae NGC 6720, 6804, 6826, 7293 and 6543 were obtained. The integral magnitudes of the second envelopes and the ratios of the masses of the second envelopes to the masses of the first envelopes, M_2/M_1 , for these nebulae are given in Table 2. The ratio M_2/M_1 is one of the important parameters in the theory of two-shell planetary nebulae [1].

The reduction formula for calculation of the true mass of a nebula with a nonhomogeneous or a filamentary-like structure is given.

The new calculations confirm the author's early hypothesis [1] on the origin of outer shells as a result of the action of Lyman- α radiation pressure.

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. Г. А. Гурзadian, Планетарные туманности, М., 1962.
2. Б. А. Воронцов-Вельяминов, Сообщения ГАИШ. № 118, 1962.
3. W. Liller, Ap. J., 122, 210, 1955.
4. И. Н. Минин, Вопросы космогонии, VI, 211, 1958.
5. Г. С. Хромов, Астрономический журнал, 40, 799, 1963.

Э. Е. Хачикян, Э. С. Парсамян

НОВОЕ ИЗМЕРЕНИЕ ПОЛЯРИЗАЦИИ ИЗЛУЧЕНИЯ NGC 2261

В Бюраканской астрофизической обсерватории ведутся систематические наблюдения переменной кометарной туманности NGC 2261 с целью обнаружения изменений поляризации и цвета в зависимости от изменений яркости.

В настоящей заметке приведены результаты двух серий поляриметрических наблюдений этой туманности, выполненных в конце 1961 г. на 21—21" телескопе системы Шмидта Бюраканской обсерватории. Данные о снимках приведены в табл. 1.

Таблица 1

Дата	Длительность экспозиции в минутах	Положение поляроида	Тип пластинки
4.12.1961	25	0°	Kodak OaO
5.12.1961	25	60	"
5.12.1961	25	120	"
6.12.1961	25	0	"
6.12.1961	25	60	"
6.12.1961	25	120	"

Методика наблюдений и измерений негативов оставалась прежней [1]. Размер каждой измеряемой области равен 63 кв. сек. дуги ($d = 9''$). Результаты измерений нанесены на рис. 1. Степень поляризации и направление плоскости преимущественных колебаний поляризованного света туманности характеризуются длиной и направлением черточек на этом рисунке.

Картина поляризации в среднем остается такой же, что и в предшествующих исследованиях [1—5]. Средняя степень поляризации равна 17% , а радиальный характер поляризации относительно ядра туманности не вызывает сомнений. В работах [1—5] также было показано, что туманность NGC 2261 поляризована в среднем на $12—19\%$ с радиальной поляризацией. В таблице 2 собраны данные о поляризации этой туманности, полученные различными авторами за период 1956—1962 гг.

Таблица 2

Дата	$\overline{p} \%$	Автор
декабрь 1956	13	Хачикян [1]
весна 1957	19	Размадзе [2]
1957—58	13	Джонсон [3]
январь 1958	16	Хачикян [1]
декабрь 1960	18	Хачикян, Каллоглян [4]
январь 1961	16	Хачикян, Каллоглян [4]
декабрь 1961	17	Хачикян, Парсамян
январь 1962	16	Мартель, Руссо [5]

Данные табл. 2 показывают, что за период с 1956 по 1962 гг. поляризационная картина туманности существенно не изменилась*.

Է. Ե. ԽԱՉԻԿՅԱՆ, Է. Ս. ՊԱՐՍԱՄՅԱՆ

NGC 2261-ի ԲԵՎԵՌԱՅՄԱՆ ՆՈՐ ՉԱՓՈՒՄՆԵՐԸ

Ա Վ Փ Ն Փ Ն Ն Վ

Բերված են NGC 2261 կոմետար միգամաթուխյան բևեռաչափական ուսումնասիրության արդյունքները որոնք ջուլջ են տալիս, որ 1956—1962 թվականների ընթացքում միգամաթուխյան բևեռացման պատկերը չի փոխվել:

* Когда статья была закончена, появилась работа Холла (Ap. J., 139, 75, 1964), данные которого находятся в очень хорошем согласии с данными настоящей работы. Средняя степень поляризации NGC 2261 по его данным составляет 19% .

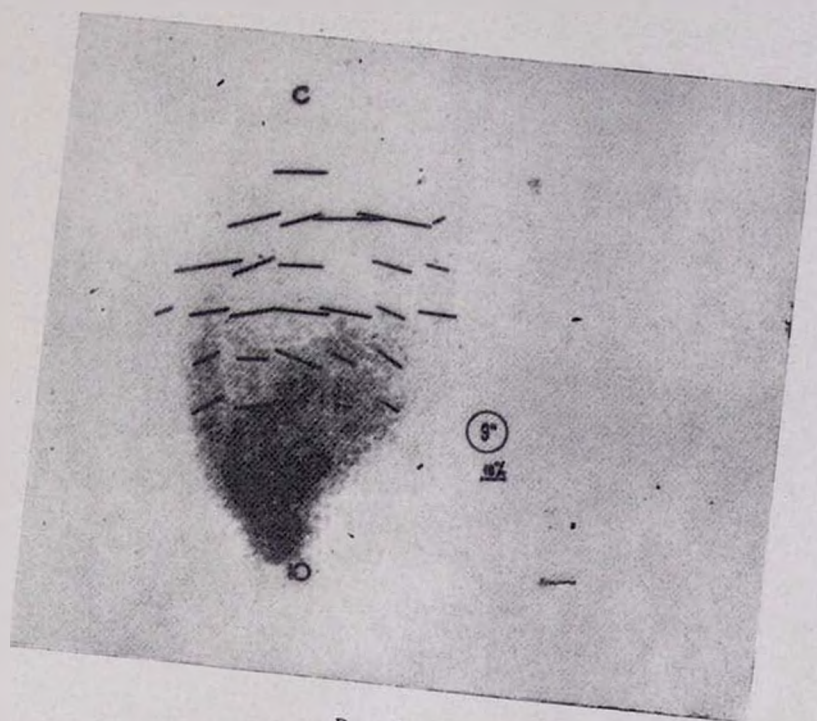


Рис. 1.

E. E. KHATCHIKIAN, E. S. PARSAMIAN

NEW MEASUREMENTS OF THE POLARIZATION
OF NGC 2261

S u m m a r y

The presented results of polarimetric measurements of the cometary nebula NGC 2261 show that the polarization of the nebula has not changed essentially during 1956—1962.

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. Э. Е. Хачикян, Сообщения Бюраканской обсерватории, **25**, 67, 1958.
2. Н. А. Размадзе, Бюллетень Абастуманской астрофизической обсерватории, **24**, 25, 1959.
3. Н. М. Johnson, P. A. S. P., **72**, 10, 1960.
4. Э. Е. Хачикян, Н. Л. Каллоглян, Сообщения Бюраканской обсерватории, **30**, 45, 1962.
5. M. T. Martel, M. J. Rousseau, Publ. de l'Observatoire de Paris, **14**, № 1, 33, 1963.

Л. В. Мирзоян

РАСПРЕДЕЛЕНИЕ О-В ЗВЕЗД В АССОЦИАЦИИ ПЕРСЕЙ I

В работе автора [1] было показано, что в синтетической „ассоциации“, построенной суперпозицией всех подсистем звездных ассоциаций вокруг ядер этих систем, среднее распределение парциальной плотности О-В1 звезд — $d(r)$ можно представить, в первом приближении законом $\sim r^{-2}$, где r — расстояние от центра этой „ассоциации“.

При более точном приближении, однако, оказалось, что распределение звездной плотности вокруг ядер не может быть представлено единым законом вида r^{-n} . Показатель n , в действительности, является возрастающей функцией от расстояния, изменяясь от 2 в окрестности центра, до 4 на расстоянии 0.3—0.4 *кпс*.

Поэтому, исходя из того, что в ближайших окрестностях ядра n стремится к 2, распределение пространственной звездной плотности вокруг него, было представлено „гиперболическим“ законом:

$$(\lg d)^2 = (2 \lg r - a)^2 - b^2, \quad (1)$$

где a и b — постоянные. Асимптома этой гиперболы в первом квадранте соответствует закону $d(r) \sim r^{-2}$.

Для проверки этого вывода на примере отдельной ассоциации ниже выведен закон распределения звездной плотности в одной из хорошо изученных ассоциаций: в весьма богатой ранними звездами ассоциации вокруг двойного звездного скопления η и γ Персея (Персей I) [2—5].

Выбор этой ассоциации обусловлен еще одним, весьма важным обстоятельством. Формирование звезд в этой ассоциации, начавшееся около $15 \cdot 10^6$ лет назад, продолжается и в настоящее время [5]. Поэтому и в случае этой, от-

дельной ассоциации, можно ожидать непрерывное распределение звездной плотности, как в случае синтетической „ассоциации“ [1].

Центры звездных скоплений, являющихся ядрами ассоциации Персей I, имеют следующие координаты (1950) [6]:

	α	δ
NGC 869	02 ^h 15 ^m 3	—56°55'
NGC 884	02 18.9	56 53

Так как расстояние между ядрами мало по сравнению с диаметром ассоциации, для простоты за центр звездной ассоциации Персей I, принята точка с координатами:

$$\alpha = 02^h 17^m 2 \text{ и } \delta = -56^\circ 54',$$

расположенная между ядрами ассоциации.

Распределение звезд вокруг этого центра в проекции на небесной сфере однозначно определяет закон распределения звезд в ассоциации.

Согласно известным данным, в круг радиуса 200' с центром в указанной точке, попадает 116 звезд спектральных классов O-B5. Из них 88 содержатся в неопубликованном списке звезд-членов ассоциации Персей I, составленном Б. Е. Маркаряном [3] (43 из этих звезд содержатся также в списке членов ассоциации Джонсона и Хильтнера [4]), 14 взяты дополнительно из списка [4] и еще 14 из каталога O-B звезд Хильтнера [7].

Список всех этих звезд приведен в виде таблицы в приложении к настоящей статье, а их распределение на небесной сфере представлено на рис. 1. В этой таблице последовательно даны: порядковый номер, номер по HD, BD, MWC или по каталогу Хильтнера [7], координаты для эпохи 1900.0, спектральный класс, визуальная звездная величина, радиальная скорость [8] и литературные источники.

Звездные величины и модули расстояний $m-M$ по [3], набраны курсивом*.

* Сравнение $m-M$ по [4, 7] с данными [3] для 39 общих звезд показало, что последние, в среднем, на 0^m.7 меньше первых. С помощью этой поправки модули расстояний, заимствованные из [3], приведены к системе [4, 7].

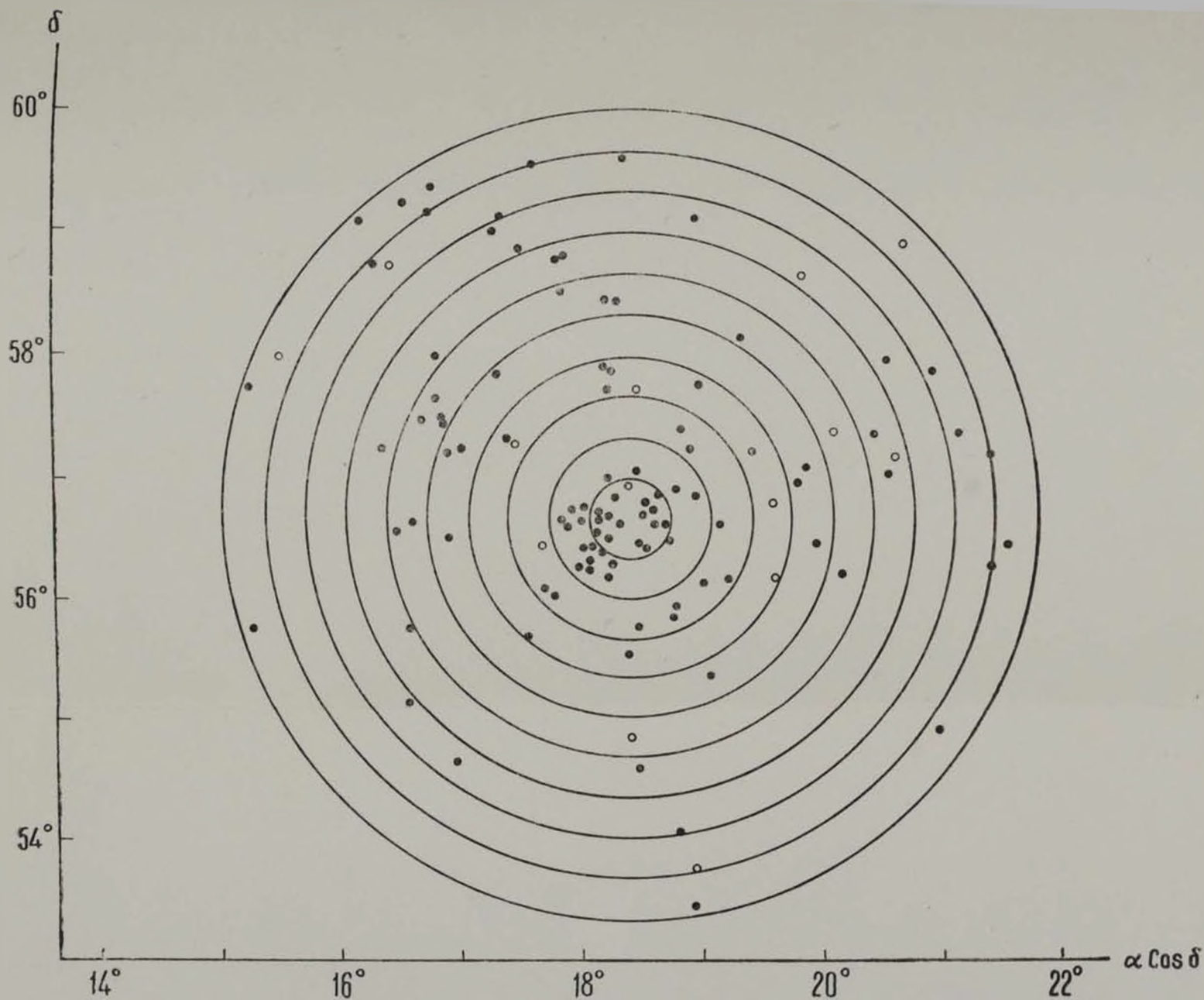


Рис. 1. Распределение О-В звезд в области ассоциации Персей I. Черными кружками отмечены звезды с $m - M = 10^m 6 - 12^m 6$.

Նկ. 1. Օ-Վ աստղերի բաշխումը Պերսեյ I աստղասփյուռի տիրույթում: Սև շրջանակներով նշված են այն աստղերը, որոնց համար $m - M = 10^m 6 - 12^m 6$,

На рис. 2 графически представлено распределение всех звезд, включенных в этот список по модулю расстояния.

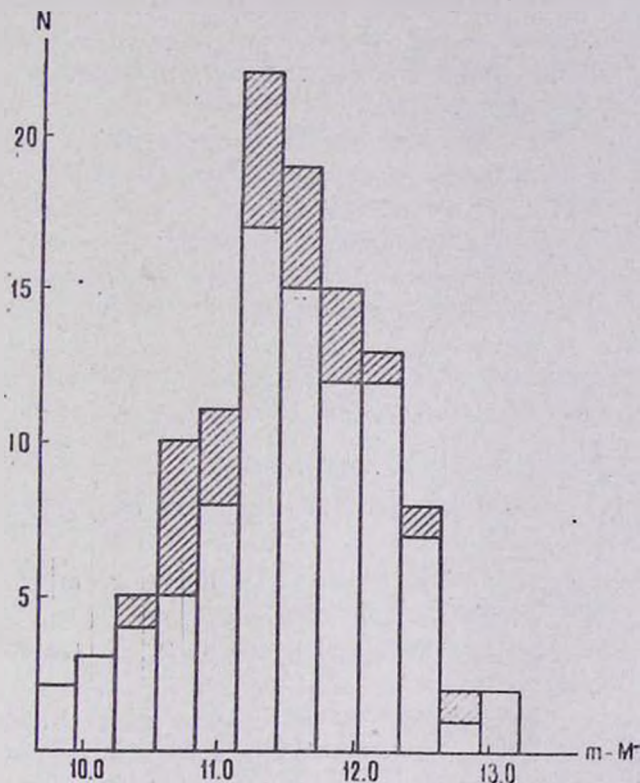


Рис. 2. Распределение О-В звезд в области ассоциации Персей I по модулю расстояния. Заштрихованные площади соответствуют звездам, $m-M$ которых взяты по [3].

Նկ. 2. Պերսեյ I ասոցիացիայի տիրույթում Օ-Վ աստղերի բաշխումը ըստ հեռավորության մոդուլի: Ստվերադժված տիրույթները համապատասխանում են այն աստղերին, որոնց հեռավոր (m-M)-ը վերցված է ըստ [3]-ի:

Средний модуль расстояния оказывается равным $11^m.5$ по всем 112 звездам с известными $m-M$ и $11^m.6$ после исключения из рассмотрения звезд, находящихся в крыльях распределения по $m-M$ ($m-M < 10.6$ или > 12.6).

С большой вероятностью можно считать, что все звез-

ды приведенного списка, модули расстояний которых находятся в интервале $10^{\text{т}6}$ — $12^{\text{т}6}$, входят в состав звездной ассоциации Персей I. Средняя радиальная скорость звездной ассоциации, вычисленная по 38 звездам с модулями расстояния в этом интервале и с известными радиальными скоростями, равна -40.7 км/сек.

Скорость расширения звездной ассоциации Персей I, выведенная из радиальных скоростей всех 38 звезд по формуле $V = 2 |V_r|$ [5], оказалась равной 15 км/сек. Исключение из рассмотрения радиальных скоростей 4 звезд класса O снижает эту скорость до 12.7 км/сек. Динамический возраст ассоциации, соответствующий этим оценкам, составляет $\sim 10^7$ лет.

Распределение звезд нашего списка по спектрам характеризуется табл. 1. Средний спектральный класс B0.5.

Таблица 1

Спектр	O	O5	O5.5	O6	O8	O9	B0	B0.5	B1	B1.5	B2	B2.5	B3	B5
Число всех звезд	1	2	1	2	2	1	17	16	49	2	18	2	2	1
Число вероятных членов ассоциации	1	2	1	2	2	1	17	16	39	1	17	1	1	1

В табл. 2 приводятся распределение звезд вероятных членов ассоциации по угловым расстояниям от центра — φ и вычисленные значения поверхностной звездной плотности — $a(\rho)$.

Таблица 2

φ	N	$\bar{\rho} \cdot 10^3$ (кпс)	$S \cdot 10^3$ (кпс ²)	$a(\rho) \cdot 10^{-3}$	$\lg a(\rho)$	$-2 \lg \bar{\rho}$
0—20'	16	9.4	0.56	$2.86 \cdot 10$	4.46	4.01
20—40	18	19.3	1.69	$1.06 \cdot 10$	4.03	3.38
40—60	10	33.9	2.82	3.55	3.55	2.90
60—120	27	62.2	15.27	1.77	3.25	2.42
120—200	31	107.5	36.20	0.86	2.93	1.94

В этой таблице N — число звезд, S — площадь соответствующего кольца, а ρ — линейное расстояние от центра в проекции.

Расстояние звездной ассоциации, определяемое по среднему модулю расстояния, составляет 2.1 кпс. Поэтому интервал угловых расстояний в $20'$ соответствует линейному расстоянию в 12.2 пс.

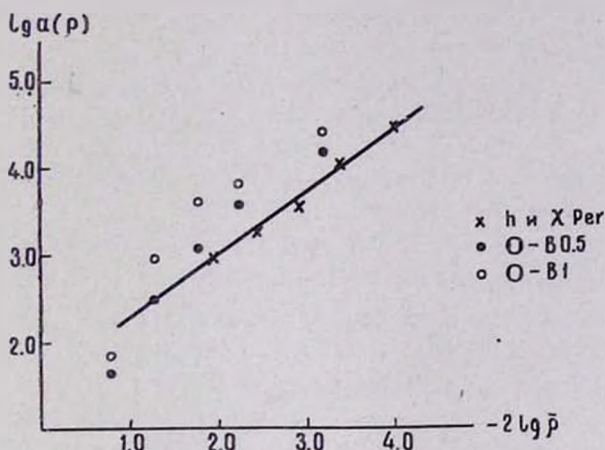


Рис. 3. Зависимость поверхностной звездной плотности от расстояния в проекции до центра ассоциации Персей I (в логарифмической шкале).

Նկ. 3. Մակերևութային աստղային խտության կախումը հեռավորությունից կենտրոնից սլոնկցիայում ունեցած հեռավորությանից՝ (լոգարիթմական սանդղակ)։

На рис. 3 графически представлена зависимость $\lg a(\rho)$ от $-2\lg \bar{\rho}$ по данным табл. 2. Решение способом наименьших квадратов, при прямолинейной зависимости (первое приближение), приводит к значению $n = 1.42 \pm 0.16$ для показателя в законе $\sim \rho^{-n}$. Очевидно, что показатель n не зависит от принятого значения среднего модуля расстояния для звездной ассоциации.

Для сравнения на рис. 3 приведены также данные, относящиеся к упомянутой выше синтетической „ассоциации“ [1]. Сравнение показывает удовлетворительное согласие

между ними в интервале расстояний, рассмотренных для ассоциаций Персей I. При больших расстояниях в синтетической „ассоциации“ наблюдается постепенное увеличение градиента в зависимости $a(\rho)$ от ρ , что и приводит к более крутому среднему закону $a(\rho) \sim \rho^{-2}$.

Число звезд, ожидаемое в каждом кольце вокруг центра ассоциации при известном законе $\sim \rho^{-n}$, можно вычислить с помощью очевидной формулы.

$$N_k = \text{const} \iint_{(S)} a(\rho) \rho d\rho d\varphi = 2\pi \text{const} \int_{\rho_{k-1}}^{\rho} \rho^{1-n} d\rho. \quad (2)$$

В таблице 3 приведено сравнение вычисленных чисел звезд при среднем законе распределения $\sim \rho^{-1.42}$ с наблюдаемыми. Имея в виду, что в круге с радиусом $8'$ вокруг принятого выше центра ассоциации Персей I (рис. 1) имеются лишь две звезды, в то время как закон $\sim \rho^{-1.42}$ приводит к очень большим плотностям при приближении к центру, вычисления были выполнены начиная с расстояния $8'$. Согласие

Таблица 3

φ	N_k	
	набл.	выч.
8—20	16	13
20—40	18	16
40—60	10	13
60—120	27	30
120—200	31	30

с вычислений с наблюдениями можно считать удовлетворительным. Очевидно, что при законе $\sim \rho^{-1}$ все числа были бы пропорциональны ширинам соответствующих колец — $\Delta\varphi$.

Данные табл. 2 были использованы для перехода от поверхностных плотностей $a(\rho)$ к пространственным — $d(r)$ в соответствующих оболочках вокруг центра ассоциации, с помощью разработанного А. Валленквистом [9] численного метода решения интегрального уравнения Абеля.

Результаты вычислений содержатся в табл. 4 и представлены на рис. 4. На этом рисунке сплошной кривой и прямой представлены дуга гиперболы и ее асимптота, соответствующая закону $d(r) \sim r^{-2}$.

Эта гипероола построена способом наименьших квадратов и описывается формулой:

$$(\lg d)^2 = (2 \lg r - 0.47)^2 - 2.95. \quad (3)$$

На рис. 4 начерчены также аналогичные дуги гипербола, наилучшим образом представляющие распределения О-В0.5 и О-В1 звезд в синтетической „ассоциации“ вокруг ядра, заимствованные из [1]. Достаточно хорошее согласие между всеми тремя кривыми,

Таблица 4

$r \cdot 10^3$ (кпс)	$d(r) \cdot 10^{-3}$	$\lg d(r)$
0—12.2	13.69	4.14
12.2—24.4	3.20	3.51
24.4—36.6	0.67	2.83
36.6—73.2	0.13	2.11
73.2—122.0	0.08	1.90

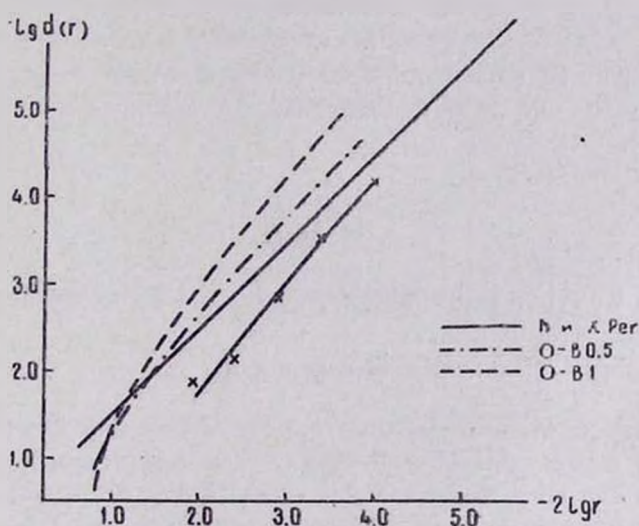


Рис. 4. Зависимость пространственной звездной плотности от расстояния до центра ассоциации Персей I (в логарифмической шкале).

Նկ. 4. Տարածական աստղային խտությունը Պերսեյ I ասոցիացիայի կենտրոնից ունեցած հեռավորությանից (լոգարիթմական սանդղակ):

очевидно, показывает, что распределение О-В1 звезд в ассоциации Персей I не противоречит выводу, полученному нами в работе [1] о том, что парциальная плотность О-В1

звезд вокруг ядер звездных ассоциаций падает все быстрее и быстрее с удалением от них. Это распределение и в случае ассоциации Персей I достаточно хорошо представляется "гиперболическим" законом вида (1), хотя в этом последнем случае он не достаточно обоснован из-за узости интервала расстояний.

Следует добавить, что возрастающее отклонение вместе с расстоянием r пространственной звездной плотности от закона $d(r) \sim r^{-2}$ (например, на рис. 4 — гиперболы от асимптоты), наблюдаемое во всех трех случаях, обусловлено, главным образом, явлением старения звезд с удалением от ядер и может служить основой для изучения темпов развития звезд в звездных ассоциациях [10].

Автор признателен В. А. Амбарцумяну и Б. Е. Маркарян, просмотревшим рукопись настоящей статьи, а последнему также за любезное предоставление возможности использования его неопубликованных данных об ассоциации Персей I.

Լ. Վ. ՄԻՐՋԱՆԱՆ

Օ-Յ ԱՍՏՂԵՐԻ ԲԱՇԽՈՒՄԸ ՊԵՐՍԵՅ I ԱՍՏՂԱՍՓՅՈՒՌՈՒՄ

Ա մ փ ո փ ու մ

Ճարքեր հեղինակների տվյալների հիման վրա կազմված է Պերսեյ I աստղասփյուռի տիրույթի Օ-Յ աստղերի ցուցակը (հավելված), որը պարունակում է 116 աստղ: Տրված են հիշյալ աստղերի բաշխումները՝ ըստ սպեկտրալ դասի (աղյուսակ 1) և ըստ հեռավորության մոդուլի (գծ. 2), ինչպես նաև երկնոլորտի վրա (գծ. 1):

Հեռավորության միջին մոդուլը 112 հալսնի մոդուլ ունեցող աստղերի համար $11^m 5$ է, իսկ $10^m 6$ -ից փոքր և $12^m 6$ -ից մեծ մոդուլների արտաքսումից հետո՝ մնացած 98 աստղերի համար՝ $11^m 6$: Խիստ հավանական է, որ մոդուլների $10^m 6$ — $12^m 6$ տիրույթում գտնվող բոլոր աստղերը մտնում են Պերսեյ I աստղասփյուռի մեջ:

Այդ աստղերից 38-ի միջին անսագծային արագությունը -40.7 կմ/վրկ է, լայնացման միջին արագությունը 15 կմ/վրկ: Օդասի 4 աստղերի տեսագծային արագությունների արտաքուստը իջեցնում է լայնացման արագությունը մինչև 12.7 կմ/վրկ: Աստղասիւտի զինամիկական հասակը այդ տվյալների հիման վրա ստացվում է $\sim 10^7$ տարի:

Որոշվել է մակերևութային աստղային խտությունը՝ աստղասիւտի կենտրոնից տարբեր հեռավորությունների վրա (աղյուսակ 2): Այդ խտությունները որպես ρ հեռավորության ֆունկցիա անալիզին մոտավորությամբ ներկայացվում են $\sim \rho^{-1.42}$ օրենքով (աղյուսակ 3):

Մակերևութային խտություններից Արելի ինտեղրալ հավասարման թվական լուծման միջոցով: ալոուհետև, ստացվել են տարածական խտությունները (աղյուսակ 4):

Ֆարաձական աստղային խտությունը, ինչպես սինթետիկ «աստղասիւտի» դեպքում [1], այս դեպքում էս բավականաչափ լավ ներկայացվում է (3) «հիպերբոլիկ» օրենքով:

L. V. MIRZOYAN

ON THE DISTRIBUTION OF O-B STARS IN THE ASSOCIATION PERSEUS I

S u m m a r y

The list of 116 O-B stars in the region of the association Perseus I is compiled (Appendix). The distributions of spectral types (Table 1), distance moduli (Fig. 2), and positions (Fig. 1) of these stars are given.

The mean distance modulus is $11^m.5$ for 112 stars and is $11^m.6$ after exclusion of the stars (14) with moduli out of the interval $10^m.6-12^m.6$. It is very probable that the stars with the moduli belonging to this interval are members of the association Perseus I.

The mean radial velocity of 38 of these stars is -40.7 km/sec and the expansion velocity -15 km/sec. The exclusion of the radial velocities of four of O-type stars diminishes the expan-

ston velocity to 12.7 *km/sec*. The dynamical age of the association determined by these data is $\sim 10^7$ years.

The stellar densities on the sky for different distances from the centre of the association Perseus I has been determined (Table 2). They are presented in the first approximation as the function of the distance ρ by $\sim \rho^{-1.42}$ law (Table 3). By the numerical solution of Abell integral equation, then, the space stellar densities have been determined (Table 4). The space stellar densities around the center of the association may be represented well enough by the „hyperbolic“ law (3), as in the case of the synthetic „association“ [1].

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. Л. В. Мирзоян, Сообщения Бюраканской обсерватории 33, 41, 1963.
2. W. Bidelman, Ap. J., 98, 61, 1943.
3. Б. Е. Маркарян, Не опубликовано.
4. H. L. Johnson, W. A. Hiltner, Ap. J., 123, 272, 1956.
5. V. A. Ambarzumjan, Max Planck Festschrift, 1958, Berlin, s. 97.
6. Э. Сойер-Хогг, Строение звездных систем (сборник статей), Москва, 1962, стр. 245.
7. W. A. Hiltner, Ap. J., Suppl. Series, 2, 389, 1956.
8. R. E. Wilson, General Catalogue of Stellar Radial Velocities, Washington, 1953.
9. A. Wallenquist, Uppsala Astronomiska Observatorium Meddelande, № 127, 1960.
10. Л. В. Мирзоян, ДАН СССР, 150, 68, 1963.

Приложение

О-В звезды в области ассоциации Персей I

№	Звезда	α (1900)	δ (1900)	Спектр	m_v	$m-M$	V_r км/сек	Литератур- ный источ- ник
1	2	3	4	5	6	7	8	9
1	+55 441	1 ^h 49 ^m 4	56 01'	B1 (V) pe	9 ^m 68	11 ^m 5		[3]
2	12150	54.2	57 43	B1	8.4	11.2		.
3	12323	55.8	55 08	O9V	8.90	12.6		[3, 4]
4	232588	57.1	54 38	B1.5III	8.63	11.7		.
5	236935	57.2	58 00	B1.5V:pe	9.33	10.4		[3]
6	236940	58.0	55 47	B0	9.0	11.7		.
7	12727	59.6	56 34	B2III	9.03	11.7		[3, 4]
8	12856	200.9	56 38	B0pe	8.53	11.4		[3]
9	12867	01.0	57 14	B1V	9.41	11.3		[3, 4]
10	12993	02.1	57 27	O5	8.95	12.5	-78.0	.
11	13051	02.6	56 31	B1IV:	8.66	11.3		[3]
12	MWC 437	04.5	57 27	B (0) pe	10.5	11.8		.
13	13267	04.6	57 11	B5Ia	6.33	11.8	-33.8	[3, 4]
14	13268	04.6	55 41	O8Vnn	8.18	12.0		.
15	13338	05.3	57 28	B1V	9.03	10.6		.
16	+57 513	05.5	57 38	B1III	9.50	12.2		.
17	237 954	05.5	58 43	B2.5	9.68	10.9	-49.0	[3]
18	+57 515	05.7	57 13	B1:pe	9.69	—		.
19	13402	05.9	59 04	B0.5I	8.07	12.5	-40.0	.
20	13434	06.7	56 06	B1III	9.30	12.4		[3, 4]
21	+57 520	06.7	57 58	B1II	9.62	12.6		[4]
22	13544	07.1	53 27	B0.5IV	8.88	12.3		[3]
23	13561	07.3	56 02	B0.5p?	8.83	11.3	-44.0	.
24	+54 490	07.4	54 35	B1V	9.52	11.5		[3, 4]
25	13621	07.8	54 51	B1V	8.08	10.2		.
26	13661	08.1	54 04	B2nc	8.6	10.8	-50.0	[3]
27	13659	08.1	56 28	B1Ib	8.65	12.7		[3, 4]
28	13716	08.6	57 18	B0.5III	8.27	11.2	-50.0	.
29	13745	08.9	55 32	B0III	7.83	11.4	-29.5	.
30	13758	09.0	57 17	B1V	9.05	10.4		.
31	+59 451	09.0	59 13	B1II	9.30	11.4		[4]
32	13831	09.7	56 17	B0IIIp?	8.26	12.1	-43.0	[3, 4]
33	Hiltner 252	09.7	57 50	B0.5V	10.22	11.3		[4]
34	13841	09.8	56 34	B2Ib	7.37	11.8	-39.0	[3, 4]
35	13854	09.9	56 36	B1Iab	6.47	11.4	-40.2	[3, 4]
36	+56 473	09.9	56 40	B1II	9.07	12.5		[3]
37	13866	10.0	56 15	B2Ib	7.48	12.0	-47.0	[3, 4]
38	13890	10.2	56 19	B1III:pe	8.47	11.5		[3]
39	Hiltner 259	10.2	59 07	B1I	10.59	13.7		[7]
40	13900	10.3	56 26	B1IV	9.17	11.7		[3]
41	+56 482	10.6	56 44	B1III?p	9.36	12.1		.
42	+56 484	10.7	56 26	B0V:pe:	9.62	11.9		.
43	13969	10.8	56 38	B1IV	8.86	11.0	-48.0	[3, 4]

1	2	3	4	5	6	7	8	9
44	13970	$2^h 10^m 8$	$56^\circ 11'$	B1	$8^m 6$	$10^m 7$	-23.0	[3]
45	+59°456	11.0	59 20	B0.5V	9.88	11.0		[4]
46	14014	11.1	55 46	B0.5V	8.75	11.1		[3, 4]
47	+56°493	11.3	56 24	B1V:pe:	9.62	11.4		[3]
48	14052	11.4	56 45	B1lb	8.18	12.3	-41.0	[3, 4]
49	14053	11.4	56 33	B0.5III	8.43	11.6	-44.0	.
50	14092	11.7	56 18	B1V	9.23	10.9		.
51	14134	12.1	56 40	B3Ia	6.55	11.4	-43.7	.
52	14143	12.2	56 43	B2Ia	6.65	11.3	-41.7	[3]
53	14162	12.4	56 41	B0.5V	9.37	11.0	-37.0	.
54	14250	13.2	56 39	B0.5VV:n	8.96	10.8	-48.0	[3, 4]
55	14302	13.6	55 52	B1II—III	8.57	11.6	-43.0	[3]
56	MWC 445	13.6	56 51	B2	9.2	10.9		.
57	56549	13.7	57 00	B1V	9.82	11.2		[4]
58	14321	13.8	56 28	B2	8.96	11.3		[3]
59	14331	13.9	55 22	B0III	8.41	12.0		.
60	MWC 446	13.9	55 56	B(2) ne	9.5	11.4		.
61	14357	14.1	56 25	B2II	8.52	11.6	-41.1	[3, 4]
62	14422	14.7	56 56	B1V:ne	8.99	9.8		.
63	+58°45.1	14.7	58 51	B1V	10.53	11.5		[7]
64	14434	14.8	56 27	O6	8.48	12.1	-20.0	[3, 4]
65	14443	14.9	56 42	B2I	8.04	12.1	-39.5	.
66	14442	14.9	59 06	O5.5	9.21	12.1		[4]
67	14476	15.2	56 49	B0.5	8.59	11.2		[3]
68	14501	15.4	57 42	B3V:	9.42	9.1	-52.0	.
69	+56°586	15.5	56 37	B1V	9.4	11.5		[7]
70	14520	15.6	56 38	B2II	9.25	12.3		[4]
71	+56°589	15.6	57 03	B1III	9.46	11.8		[3, 4]
72	MWC 447	15.7	56 30	B(0) ne	10.3	12.6		[3]
73	MWC 711	15.7	56 45	B1 ne	10.5	12.0		.
74	Hiltner 298	16.0	57 43	B1V	10.56	11.6		[4]
75	MWC 448	16.3	56 51	B(0) ne	10.	11.9		[3]
76	+58°458	16.3	58 30	B1pe	9.80			[7]
77	14605	16.5	56 08	B0.5(V)pe	7.69	11.3	-28.0	[3]
78	Hiltner 301	16.7	57 53	B0IV:nn	9.44	11.8		[7]
79	+58°461	17.1	58 46	B0.5III	9.76	12.3	-45	[7]
80	14707	17.3	57 52	B0.5III	9.89	12.1	-30.0	[4]
81	14722	17.4	53 46	B2	8.2	10.4		[3]
82	MWC 449	17.6	56 55	B1ne	10.	11.6		.
83	236960	17.7	58 47	B1	9.88*	10.7	-45.0	.
84	1481*	18.2	56 10	B2Ia	6.21	11.5	-46.0	[3, 4]
85	+56°612	18.6	56 52	B1e	9.6	11.5		[3]
86	Hiltner 305	18.6	59 32	B0IV	10.66	12.0		[7]
87	MWC 714	18.0	58 26	B(0) ne	10.	11.1		[3]
88	+61°411	19.8	61 33	O8:	10.19	11.4		[7]
89	14947	19.5	58 25	O6	7.98	10.6	-54.0	[3, 4]

1	2	3	4	5	6	7	8	9
90	MWC 46	2 ^h 19 ^m 6	53°39'	B (2) ex	9 ^m 9	11 ^m 3		[3]
91	14956	19.6	57 14	B2Ia	7.17	11.2	-24.0	[3, 4]
92	Hiltner 309	19.6	57 24	B2IV	10.49	11.4		[4]
93	230963	20.9	56 11	B2.5	9.36*	12.7	-37.0	[3]
94	Hiltner 311	22.2	57 46	B1III	9.86	12.0		[4]
95	15325	22.9	56 43	B1IV	8.51	10.3	-33.0	[3, 4]
96	+57°579	23.0	57 13	B1V	10.09	10.9		[4]
97	15450	24.2	56 27	B2pe	8.84	11.5	-20.0	[3]
98	15548	25.0	56 13	B1V	9.27	10.8		[3, 4]
99	15571	25.2	56 59	B1II	8.33	10.7	-42.0	[3]
100	15642	25.8	54 54	B0III:	8.51	12.4	-28.0	[3, 4]
101	15690	26.3	57 05	B1.5Ib	8.02	11.1	-35.0	*
102	+59°510	26.7	59 34	B1III	10.28	12.2		[7]
103	15752	26.8	56 58	B0III	8.74	11.4	-44.0	[3, 4]
104	58438	27.2	59 06	B0.5V	9.85	10.6		[4]
105	+62°419	27.2	63 09	B0 V?	9.72	11.8		[7]
106	236171	28.3	57 03	B1IV	9.55	11.1	-51.0	[3, 4]
107	16264	31.5	57 10	B1V	9.25	10.2		[7]
108	16310	32.0	58 38	B1I:	8.12	10.3		[3]
109	16523	33.9	56 18	Oa	9.98	—		*
110	16691	35.5	56 28	O5f	8.71	10.7	-41.0	[3, 4]
111	16779	36.3	57 24	B2Ib	8.85	11.7		[3]
112	16808	36.7	57 53	B0.5Ib	8.60	11.9*		[4]
113	16832	36.9	56 14	B0p	8.85	—		[7]
114	+57°626	37.6	57 13	B1Ib	9.95	13.0		*
115	17114	39.7	53 55	B1V	9.17	10.0		[4]
116	+58°534	49.2	58 41	B0II-III	9.06	11.6		[7]

* Звездные величины — фотографические.

ԲՈՎԱՆԴԱԿՈՒԹՅՈՒՆ

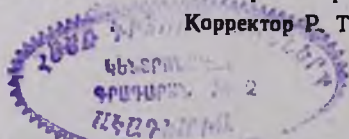
Ռ. Ա. Վարդանյան — T և RY ծուլի լույսի բևեռացումը	3
Է. Ե. Խաչիկյան — Օմեգա միգամածություն (NGC 6618) բևեռացման զերեբերյայ	23
Ռ. Խ. Հովհաննիսյան — АО Կասիոպեա աստղի սպեկտրոֆոտոմետրիկ չափումներ	37
Դ. Ա. Գուրզադյան, Ռ. Խ. Հովհաննիսյան — Մուրադաձև միգամածությունների ենթադրվող նախկին միջուկների սպեկտրոֆոտոմետրիկ չափումներ	43
Դ. Ա. Գուրզադյան — Հոսաչափական ավյալներ մի քանի երկթաղանթ մուրադաձև միգամածությունների համար	59
Է. Ե. Խաչիկյան, Է. Ս. Պարսամյան — NGC 2261 բևեռացման նոր չափումներ	71
Լ. Վ. Միրզոյան — Օ-В աստղերի բաշխումը Պերսեյ 1 ասոցիացիայում	75

CONTENTS

	Page
R. A. Vardanian — The polarization of T and RY Tau	3
E. E. Khatchikian — On the polarization of Omega nebula (NGC 6618)	25
R. H. Hovhannissian — The spectrophotometric variations of AO Cas	37
G. A. Gurzadian, R. H. Hovhannissian — The spectrophotometric measurements of the hypothetical former nuclei of the planetary nebulae	43
G. A. Gurzadian — The photometric data for a some two-shell planetary nebulae	59
E. E. Khatchikian, E. S. Parsamian — New measurements of the polarization of NGC 2261	71
L. V. Mirzoyan — On the distribution of O-B stars in the association Perseus 1	75

Техн. редактор Л. А. АЗИЗБЕКЯН

Корректор Р. Т. МАЛЫЦЕВА



ВФ 06762

Заказ 290

Изд. № 2472

Тираж 750

Сдано в производство 20/VII 1964 г. Подписано к печати 20/XI 1964 г.

Бумага 70×108¹/₁₆. Печ. 5,5 л.+4 вкл.

Типография Издательства АН Армянской ССР, Ереван,
ул. Барекамутян, 24.