

ՀԱՅԿԱԿԱՆ ՍՍՏՀ ԳԻՏՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԻ ԱԿԱԴԵՄԻԱ
АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

ԲՅՈՒՐԱԿԱՆԻ ԱՍՏԴԱԴԻՏԱՐԱՆԻ ՀԱՂՈՐԴՈՒՄՆԵՐ
СООБЩЕНИЯ БЮРАКАНСКОЙ ОБСЕРВАТОРИИ

Պ Դ Ա Կ XLVI ВЫПУСК

ԵՐԵՎԱՆ

1975

ЕРЕВАН

Հայաստանի ԽՍՀ-ի ՀԱՄԱՐԱԶՈՒՄՆԵՐ
Ответственный редактор В. А. АМБАРЦУМЯН

20 605
С 703 (02) — 75 69—75

© Издательство АН Армянской ССР, 1975.

Э. С. ПАРСАМЯН

НОВЫЕ ВСПЫХИВАЮЩИЕ ЗВЕЗДЫ В ПЛЕЯДАХ. II

Описываемые в этой статье наблюдения Плеяд охватили конец 1971 г. и начало 1972 г. Наблюдения проводились на 40" телескопе системы Шмидта Бюраканской обсерватории в фотографических (20^h) и в ультрафиолетовых (12^h40^m) лучах. Были использованы пластинки Ogwo ZU2. в случае ультрафиолетовых наблюдений в сочетании с фильтром UG2. Данные о новых вспыхивающих звездах и повторных приводятся в табл. 1. Сюда же вошли и вспыхивающие звезды, найденные при ревизии ранее полученных пластинок. Здесь, как и в предыдущей работе [1], этим звездам даны соответствующие номера общего списка вспыхивающих звезд Плеяд (ВЗП). Во втором столбце табл. 1 приводятся номера общего списка ВЗП, в третьем столбце — номер звезды из каталога [2], в четвертом и пятом

Таблица 1

№	ВЗП	НИ	α_{1900}	δ_{1900}	m_{pg}	Δm_{pg}	Дата
1	2	3	4	5	6	7	8
1	222	1128	3 ^h 36 ^m 9	24° 04'	17 ^m 0	0 ^m 8	24.VIII.69
2	227		46.1	25 21	17.2	1.0	9.I.70
3	228		41.5	21 55	16.8	0.8	1.IX.70
4	229		41.7	25 39	17.0	0.5	1.IX.70
5	230		48.3	25 42	16.6	0.7	1.IX.70
6	231		34.4	24 14	17.5	0.6	2.IX.70
7	232		42.9	21 59	17.4	0.7	2.IX.70
8	233		46.2	25 50	17.5	1.9	2.IX.70
9	234		48.5	22 48	16.9	0.6	2.IX.70
10	244		40.7	23 40	15.4	0.7	3.VIII.71
11	250		39.5	23 17	16.5	0.6	1.IX.71
12	251		40.9	22 58	17.3	0.6	1.IX.71
13	252		41.3	25 37	17.2	0.5	1.IX.71
14	253		44.7	25 00	16.7	0.7	1.IX.71
15	254		48.2	24 02	17.2	0.6	1.IX.71
16	258		48.4	22 38	17.0	0.8	16.IX.71
17	259		40.2	22 08	16.9	0.9	17.IX.71

1	2	3	4	5	6	7	8
18	260		3 ^h 48 ^m 4	22° 30'	> 18 ^m 0	> 3 ^m 0	17.IX.71
19	261		33.3	23 31	17.7	0.7	18.IX.71
20	262		36.2	24 43	17.1	0.7	18.IX.71
21	263		40.2	22 58	17.7	0.8	18.IX.71
22	264		42.7	25 37	17.2	0.6	18.IX.71
23	266		36.2	22 13	16.0	0.6 U	19.IX.71
24	268	1583	41.8	24 10	16.0	0.5 U	19.IX.71
25	269		46.3	25 17	15.7	0.8 U	19.IX.71
26	270	1532	41.7	23 26	14.9	2.4 U	20.IX.71
27	271	1485	41.9	24 35	15.2	1.8 U	20.IX.71
28	272	2662	44.2	24 10	14.9	0.6 U	20.IX.71
29	273		44.4	23 08	17.3	0.8 U	20.IX.71
30	274		47.2	22 15	> 19.0 U	> 3.8 U	20.IX.71
31	277		49.3	24 11	14.7	0.8 U	21.IX.71
32	294	2591	44.2	23 59	14.3	0.6	8.I.72
33	295	3065	45.6	24 18	14.2	0.8	8.I.72

Повторные вспышки

1	17	1306	3 ^h 41 ^m 2	23° 24'	15 ^m 9	0 ^m 7U	19.IX.71
2	18		41.6	22 02	16.5	1.0	17.IX.71
3	18		41.6	22 02	16.5	0.6	8.I.72
4	55	2411	43.7	24 01	15.5	0.5 U	8.IX.72
5	55	2411	43.7	24 01	15.5	0.5	20.IX.71
6	55	2411	43.7	24 01	15.5	0.6	8.I.72
7	91		43.8	21 52	15.0	2.1 U	20.IX.71
8	101		33.2	24 25	17.8	0.7	6.IX.70
9	101		33.2	24 25	17.8	1.0	18.IX.71
10	105		41.7	23 23	16.8	1.5	17.IX.71
11	116		33.5	25 10	> 19.0	> 2.0	1.IX.71
12	141		31.1	24 27	16.5	1.0	27.XI.67
13	160	347	38.5	24 32	15.1	1.1 U	7.IX.70
14	173		37.2	22 29	17.0	1.9 U	22.IX.71
15	203		39.8	24 20	17.6	0.7	1.IX.70
16	203		39.8	24 20	17.6	> 8.4 U	12.IX.70
17	203		39.8	24 20	17.6	6.0 U	20.IX.71
18	223		35.4	23 15	17.4	1.8 U	20.IX.71
19	240		41.9	24 12	17.3	1.9 U	20.IX.71
20	270	1532	41.7	23 26	14.9	0.6 U	12.IX.70
21	273		44.4	23 08	17.0	0.9 U	21.IX.71

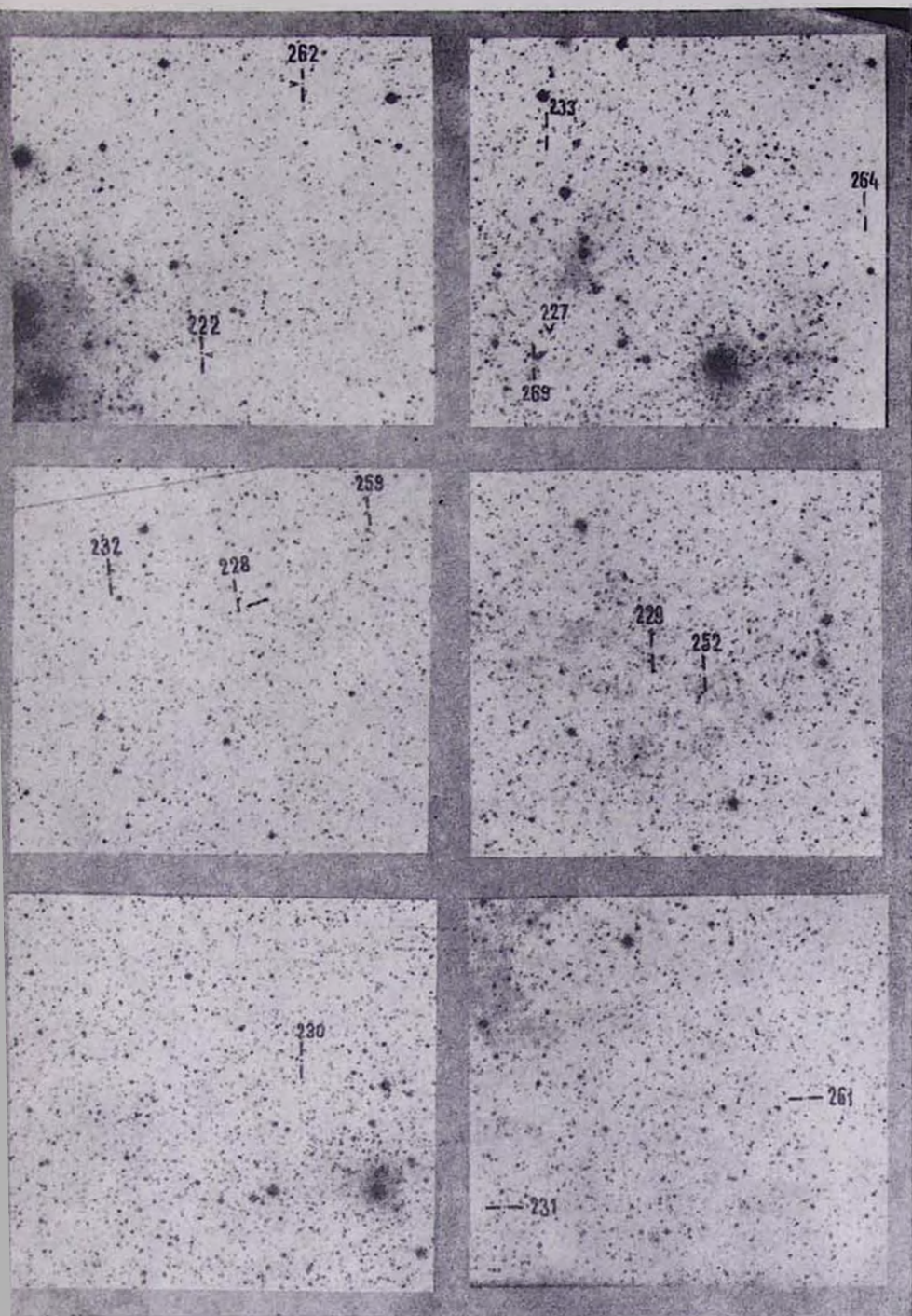


Рис. 1 (I).

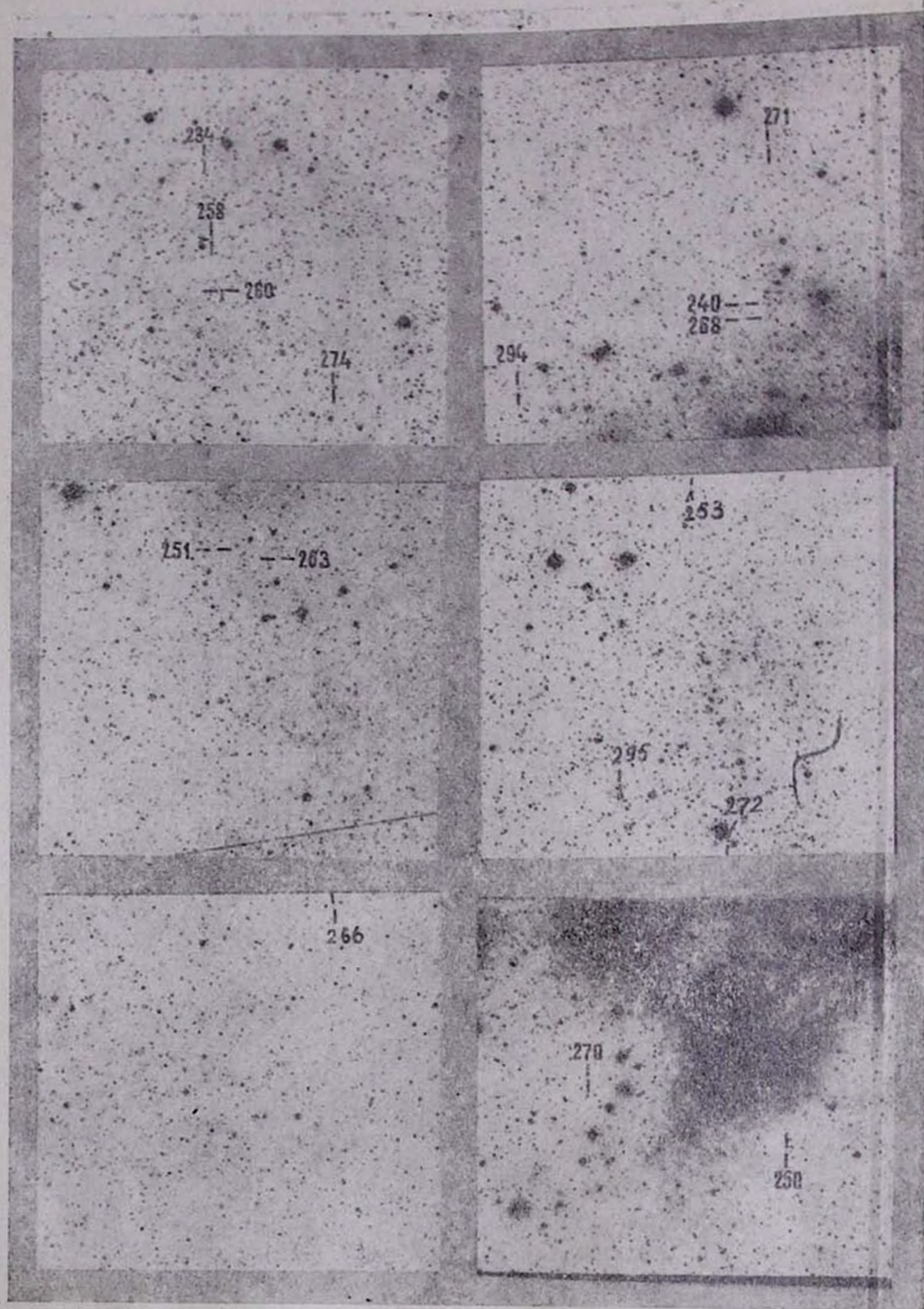


Рис. 1 (II).

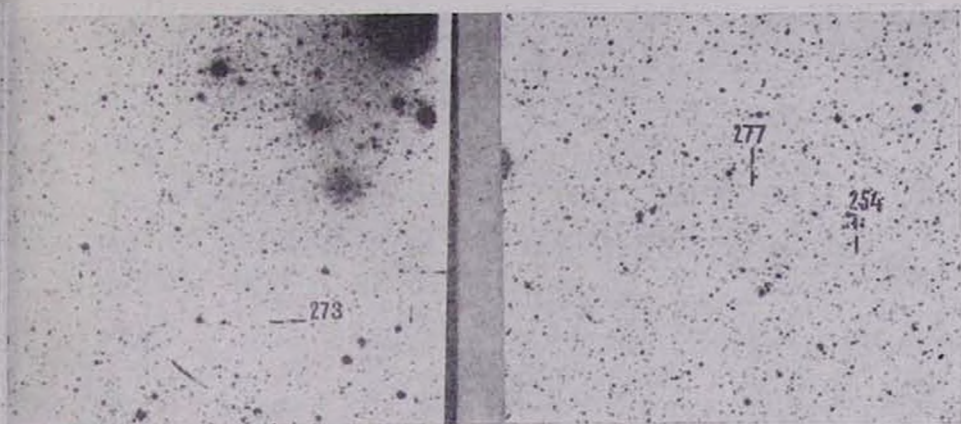


Рис. 1 (III). Карты отождествлений новых вспыхивающих звезд в Плеядах.

приведены экваториальные координаты, в шестом — яркость звезды в минимуме, в седьмом — амплитуда вспышки, в восьмом — дата вспышки.

Карты отождествлений приведены на рис. 1. Ниже приводятся данные об изменениях блеска звезды в течение каждой вспышки, где после номера звезды приведена звездная величина в минимуме, а также мировое время наблюдений.

1. ВЗП 222, $m_{pg} = 17^m0$	00 ^h 40 ^m	16 ^m 2	00 ^h 55 ^m	16 ^m 9
	45	16.5	01 00	17.0
	50	16.7		
2. ВЗП 227, $m_{pg} = 17^m2$	22 ^h 10 ^m	16 ^m 2	22 ^h 38 ^m	17 ^m 2
	16	17.2	43	17.2
	22	17.2		
3. ВЗП 228, $m_{pg} = 16^m8$	21 ^h 08 ^m	16 ^m 8	21 ^h 25 ^m	16 ^m 5
	13	16.0	31	16.6
	19	16.0		
4. ВЗП 229, $m_{pg} = 17^m0$	21 ^h 08 ^m	17 ^m 0	21 ^h 25 ^m	16 ^m 8
	13	17.0	31	16.9
	19	16.6		
5. ВЗП 230, $m_{pg} = 16^m6$	21 ^h 08 ^m	15 ^m 6	21 ^h 25 ^m	16 ^m 2
	13	16.0	31	16.4
	19	16.1		
6. ВЗП 231, $m_{pg} = 17^m5$	23 ^h 52 ^m	16 ^m 9	00 ^h 08 ^m	17 ^m 5
	57	17.2	13	17.5
	03	17.5		
7. ВЗП 232, $m_{pg} = 17^m4$	21 ^h 57 ^m	16 ^m 7	22 ^h 14 ^m	17 ^m 4
	22 03	16.9	20	17.4
	09	17.3		

8. ВЗП 233, $m_{pg} = 17^m5$	21 ^h 57 ^m	15 ^m 6	22 ^h 14 ^m	17 ^m 4
	22 03	16.4	20	17.6
	09	17.0		
9. ВЗП 234, $m_{pg} = 16^m9$	22 ^h 40 ^m	16 ^m 5	22 ^h 57 ^m	16 ^m 9
	45	16.3	23 02	16.9
	51	16.6		
10. ВЗП 244, Н II 1128, $m_{pg} = 15^m4$	00 ^h 02 ^m	15 ^m 4	00 ^h 13 ^m	15 ^m 4
	07	15.4	19	14.7
11. ВЗП 250, $m_{pg} = 16^m5$	22 ^h 59 ^m	16 ^m 0	23 ^h 16 ^m	16 ^m 5
	23 05	15.9	22	16.5
	10	16.2		
12. ВЗП 251, $m_{pg} = 17^m3$	22 ^h 59 ^m	16 ^m 7	23 ^h 16 ^m	17 ^m 3
	23 05	16.7	22	17.3
	10	17.3		
13. ВЗП 252, $m_{pg} = 17^m2$	22 ^h 21 ^m	16 ^m 7	22 ^h 38 ^m	17 ^m 2
	27	16.7	44	17.2
	33	17.2		
14. ВЗП 253, $m_{pg} = 16^m4$	22 ^h 21 ^m	16 ^m 4	22 ^h 38 ^m	16 ^m 2
	27	15.7	44	16.4
	33	16.0		
15. ВЗП 254, $m_{pg} = 17^m2$	22 ^h 59 ^m	16 ^m 6	23 ^h 15 ^m	17 ^m 2
	23 05	16.7	22	17.2
	10	17.2		
16. ВЗП 258, $m_{pg} = 17^m0$	22 ^h 44 ^m	17 ^m 0	23 ^h 00 ^m	16 ^m 5
	49	16.3	05	17.0
	55	16.2		
17. ВЗП 259, $m_{pg} = 16^m9$	21 ^h 01 ^m	16 ^m 9	21 ^h 18 ^m	16 ^m 1
	07	16.9	24	16.3
	13	16.0		
18. ВЗП 260, $m_{pg} > 18^m0$	21 ^h 36 ^m	15 ^m 6	21 52	—
	42	16.6	57	—
	47	16.9		
19. ВЗП 261, $m_{pg} = 17^m7$	00 ^h 30 ^m	17 ^m 0	00 ^h 45 ^m	17 ^m 7
	35	17.0	50	17.7
	40	17.7		
20. ВЗП 262, $m_{pg} = 17^m1$	00 ^h 30 ^m	17 ^m 1	00 ^h 45 ^m	16 ^m 5
	35	17.1	50	17.1
	40	16.4		
21. ВЗП 263, $m_{pg} = 17^m7$	00 ^h 30 ^m	17 ^m 7	00 ^h 45 ^m	16 ^m 8
	35	17.7	50	17.7
	40	16.9		

22. ВЗП 264, $m_{pg} = 17^m2$	01 ^h 03 ^m	16 ^m 6	01 ^h 20 ^m	17 ^m 2
	09	16.7	25	17.2
	14	17.2		
23. ВЗП 266, $m_u = 16^m8$	23 ^h 19 ^m	16 ^m 8	23 ^h 50 ^m	16 ^m 4
	30	16.8	00 01	16.6
	40	16.2	11	16.8
24. ВЗП 268, Н II 1583, $m_u = 16^m9$	23 ^h 19 ^m	16 ^m 9	23 ^h 50 ^m	16 ^m 9
	30	16.9	00 01	16.9
	40	16.9	11	16.4

Вспышка продолжалась на следующей пластинке, по-видимому, максимум пришелся на время между двумя пластинками.

	00 ^h 31 ^m	16 ^m 5	01 ^h 02 ^m	16 ^m 9
	42	16.6	13	16.9
	52	16.9	24	16.9
25. ВЗП 269, $m_u = 17^m3$	21 ^h 53 ^m	17 ^m 3	22 ^h 31 ^m	16 ^m 9
	22 06	16.6	44	17.0
	18	16.7	56	17.1
26. ВЗП 270, Н II 1532, $m_u = 16^m5$	20 ^h 20 ^m	16 ^m 5	20 ^h 52 ^m	16 ^m 5
	30	16.5	21 02	16.5
	41	16.5	12	14.1

Вспышка продолжалась на следующей пластинке.

	21 ^h 30 ^m	15 ^m 4	22 ^h 02 ^m	16 ^m 5
	41	15.4	10	16.5
	52	16.5	23	16.5
27. ВЗП 271, Н II 1485, $m_u = 16^m5$	23 ^h 51 ^m	16 ^m 5	00 ^h 23 ^m	14 ^m 2
	00 02	16.5	34	14.8
	12	16.5		

Вспышка продолжалась на следующей пластинке.

	00 ^h 50 ^m	16 ^m 6	01 ^h 21 ^m	17 ^m 0
	01 01	16.7	32	17.0
	11	16.9		
28. ВЗП 272, Н II 2662, $m_u = 15^m2$	20 ^h 20 ^m	15 ^m 2	20 ^h 52 ^m	15 ^m 2
	30	15.2	21 02	15.2
	41	15.2	12	14.5

Вспышка продолжалась на следующей пластинке.

	21 ^h 30 ^m	14 ^m 9	22 ^h 02 ^m	15 ^m 2
	41	15.0	12	15.2
	52	15.2	23	15.2
29. ВЗП 273, $m_u = 17^m7$	23 ^h 51 ^m	—	23 ^h 23 ^m	17 ^m 0
	00 02	—	34	17.2
	12	16 ^m 9		

30. ВЗП 274, $m_u \geq 19^m0$	00 ^h 31 ^m 42 52	15 ^m 2 16.7 —	01 ^h 01 ^m 13	— —
31. ВЗП 277, $m_u = 15^m7$	20 ^h 26 ^m 37 48	15 ^m 7 15.7 15.7	20 ^h 59 ^m 21 09 20	15 ^m 7 14.9 15.7
32. ВЗП 294, Н II 2591, $m_{pg} = 14^m3$	21 ^h 01 ^m 06 11	13 ^m 7 14.0 14.3	21 ^h 17 ^m 22	14 ^m 3 14.3
33. ВЗП 295, Н II 3065, $m_{pg} = 14^m2$	20 ^h 49 ^m 54 21 00	14 ^m 2 14.2 14.2	21 ^h 05 ^m 11 16	14 ^m 2 13.4 14.0

Повторные вспышки

1. ВЗП 17, Н II 1306, $m_u = 15^m9$	21 ^h 53 ^m 22 06 18	15 ^m 9 15.4 15.2	22 ^h 31 ^m 44 56	15 ^m 9 15.9 15.9
-------------------------------------	--	-----------------------------------	---	-----------------------------------

Каждая экспозиция на этой пластинке равна 12 мин.

2. ВЗП 18, $m_{pg} = 16^m6$	23 ^h 19 ^m 24 30	15 ^m 5 16.6 16.6		
3. ВЗП 18, $m_{pg} = 16^h6$	18 ^h 49 ^m 54 00	16 ^m 0 16.2 16.6		
4. ВЗП 55, Н II 2411, $m_u = 16^m8$	20 ^h 52 ^m 21 02 12	16 ^m 8 16.8 16.3		
5. ВЗП 55, Н II 2411, $m_{pg} = 15^m5$	16 ^h 05 ^m 11 16	15 ^m 5 15.5 15.0		
6. ВЗП 55, Н II 2411, $m_{pg} = 15^m5$	18 ^h 49 ^m 54 19.00	14 ^m 9 15.0 15.5		
7. ВЗП 91, $m_u = 16^m8$	20 ^h 20 ^m 30 41	16 ^m 8 16.8 14.8	20 ^h 52 ^m 21 02 12	14 ^m 7 16.6 16.7
8. ВЗП 101, $m_{pg} = 17^m8$	00 ^h 01 ^m 06	17 ^m 8 17.8	00 ^h 11 ^m 16	17 ^m 8 17.1
9. ВЗП 101, $m_{pg} = 17^m8$	01 ^h 03 ^m 09 14	16 ^m 8 17.2 17.4	01 ^h 20 ^m 25	17 ^m 8 17.8

* ВЗП 141 обнаружена на пластинке, снятой на 21" телескопе Бюраканской обсерватории.

10. ВЗП 105, $m_{pg} = 16^m8$	22 ^h 10 ^m 16 22	16 ^m 8 16.8 16.0	22 ^h 27 ^m 33	16 ^m 7 16.8
11. ВЗП 116, $m_{pg} = 18^m7$	00 ^h 26 ^m 31 36	16 ^m 0 16.0 17.1	00 ^h 42 ^m 48	— —
12°. ВЗП 141, $m_{pg} = 16^m5$	18 ^h 15 ^m 20 25	15 ^m 5 16.0 16.0	18 ^h 30 ^m 35 40	16 ^m 3 16.5 16.5
13. ВЗП 160, $m_{II} = 16^m6$	23 ^h 24 ^m 39 49	16 ^m 6 16.6 16.3	00 ^h 00 ^m 11 21	16 ^m 1 15.5 16.6
14. ВЗП 173, $m_{II} = 18^m2$	00 ^h 15 ^m 26 36	17 ^m 0 16.3 16.8	00 ^h 47 ^m 57	16 ^m 9 —
15. ВЗП 203, $m_{pg} = 17^m6$	22 ^h 21 ^m 27 33	17 ^m 6 17.6 17.6	22 ^h 38 ^m 44	17 ^m 6 17.0

Продолжение вспышки на следующей пластинке.

	22 ^h 59 ^m 23 05 10	17 ^m 1 17.2 17.5	23 ^h 16 ^m 22	17 ^m 5 17.6
16. ВЗП 203, $m_{II} = 18^m6$	23 ^h 54 ^m —00 ^h 39 ^m	$\Delta m_{II} \approx 8^m4$		

Вспышка была обнаружена на пластинке с одиночным изображением в ультрафиолетовых лучах, экспозиция 45 мин, не исключено, что имела место медленная вспышка, в противном случае амплитуда должна быть $> 8^m4$.

17. ВЗП 203, $m_{II} = 18^m6$,	00 ^h 31 ^m 42 52	— — 15 ^m 4	01 ^h 02 ^m 13 24	13 ^m 0 14.8 15.5
---------------------------------	---	-----------------------------	---	-----------------------------------

Более подробно об этой звезде см. [3].

18. ВЗП 223, $m_{II} = 18^m2$	00 ^h 31 ^m 42 52	— — 16 ^m 4	01 ^h 02 ^m 13 24	16 ^m 6 16.6 17.5
19. ВЗП 240, $m_{II} = 17^m9$	00 ^h 31 42 52	— 16 ^m 0 16.5	01 ^h 02 ^m 13 24	16 ^m 9 16.9 17.0
20. ВЗП 270, Н II 1532, $m_{II} = 16^m5$	23 ^h 54 ^m —00 ^h 39 ^m 16.5—15.9			

Вспышка обнаружена на пластинке с одиночным изображением.

21. ВЗП 273, $m_v = 17^m7$,	23 ^h 03 ^m	—	23 ^h 36 ^m	17 ^m 2
	14	17 ^m 2	47	17.2
	25	16.8	58	—

О ВСПЫХИВАЮЩИХ ЗВЕЗДАХ ПЕРЕДНЕГО И ДАЛЬНОГО ФОНА ПЛЕЯД

Особо важное значение для дальнейших исследований, в частности для статистических работ, представляет вопрос о том, какой процент обнаруженных вспыхивающих звезд можно считать членами скопления Плеяд. Этот вопрос обсуждался в ряде работ [4, 5, 6], в которых определяющим фактором являлось собственное движение. Однако для основной массы вспыхивающих звезд Плеяд, каковыми являются звезды слабее 16^m , собственные движения не известны, поэтому трудно определить эту величину. Приходится прибегать к косвенным оценкам. Исходя из процента ярких вспыхивающих звезд с известными собственными движениями, которые не являются членами Плеяд, Г. Аро пришел к выводу, что около 20% всех вспыхивающих звезд не являются физическими членами Плеяд. Все это верно, если считать, что собственные движения не отягощены большими ошибками.

В дальнейшем с увеличением наблюдательного материала стало ясно, что это число, по-видимому, больше. Приведенные ниже данные подтверждают это предположение. Для тех вспыхивающих звезд, для которых собственные движения не известны, фотометрические и спектральные характеристики с некоторой достоверностью позволяют определить, находится ли данная вспыхивающая звезда на расстоянии Плеяд. Не претендуя на полноту обзора, нам удалось таким путем выделить некоторые вспыхивающие звезды как переднего, так и дальнего фона Плеяд.

В табл. 2 приведены данные о двух вспыхивающих звездах, которые по своим характеристикам могут быть звездами переднего фона Плеяд.

Таблица 2

ВЗП	α_{1900}	δ_{1900}	m_{pg}	S_p
1	3 ^h 33 ^m 5	24 39'	13 ^m 8	M3
167	37.5	24 34	19.0	M

Вспыхивающая звезда 167 имеет заметное собственное движение, что заставляет думать, что она звезда Солнечной окрестности.

Среди вспыхивающих звезд было обнаружено некоторое количество слабых звезд с $m_{pg} \geq 16^m0 - 18^m$, у которых показатели цвета ($CI = m_{pg} - m_{vls}$) оказались порядка $0^m7 - 0^m9$. Показатели цвета грубо определялись по Паломарским картам, поэтому весьма вероятно, что некоторые ошибки в них должны быть. До сих пор в Плеядах не обнаружены звезды

типа Т Тельца или другие подобные объекты с ультрафиолетовым избытком. Поэтому, если даже учесть некоторый разброс главной последовательности Плеяд, начиная с типа К5, опять-таки эти звезды не могут быть физическими членами Плеяд, они наряду с некоторыми яркими звездами, которые не являются членами Плеяд по собственному движению, располагаются далеко ниже и влево от главной последовательности Плеяд. В табл. 3 приводится список этих звезд.

Таблица 3

ВЗП	m_{pg}	ВЗП	m_{pg}
76	17 ^m 5	251	17 ^m 3
123	16.3	252	17.2
170	17.0	253	16.4
222	17.0	258	17.0
228	16.8	259	16.9
229	17.0	263	17.7
232	17.4	266	16.0

Следует отметить, что нами в основном были просмотрены звезды наших списков [1, 8] и настоящей статьи, причем с некоторой выборкой, определяя показатели цвета в основном слабых звезд. Число просмотренных звезд около 90. Вспыхивающие звезды, приведенные в табл. 3, по своим фотометрическим и спектральным характеристикам не могут быть членами Плеяд. В среднем эти звезды прослеживаются нами до расстояния порядка 400 пс от нас. Таким образом, к списку ярких звезд в основном типа К, которые не являются членами Плеяд по собственным движениям, прибаваются и более слабые звезды того же типа. Естественно ожидать, что в этом объеме должны быть и вспыхивающие звезды более поздних типов, например типа М, о присутствии которых мы узнаем только благодаря вспышке. И так как, изучая слабые звезды, мы проникаем дальше в пространство, то можно было бы ожидать, что звезды фона даже будут составлять большинство. Покажем, что это не так.

Среди известных вспыхивающих звезд в Плеядах 63 звезды имеют $m_{pg} \geq 19^m$. Это означает, что это звезды поздних спектральных типов $> M4$, если они члены Плеяд, и $> M0$, если находятся в том же объеме, что и рассмотренные выше звезды типа К (400 пс). На рис. 2 приводится распределение этих звезд в проекции на картинную плоскость. Число звезд, попавших в первый и во второй круг, соответственно — $N_1 = 25$ и $N_2 = 29$. При равномерном распределении в первой окружности должно было ожидать 9 звезд, однако мы имеем $N_1 = 25$, т. е. реально наблюдается сгущение слабых звезд к центру скопления.

Средние фотографические яркости по окружностям распределены следующим образом: $m_1 = 19^m6$, $m_2 = 19^m8$. Из 23 звезд, у которых $m_{pg} > 20^m13$ находятся во второй окружности. Создается впечатление, что более слабые звезды находятся дальше от центра, однако опять-таки при равномерном

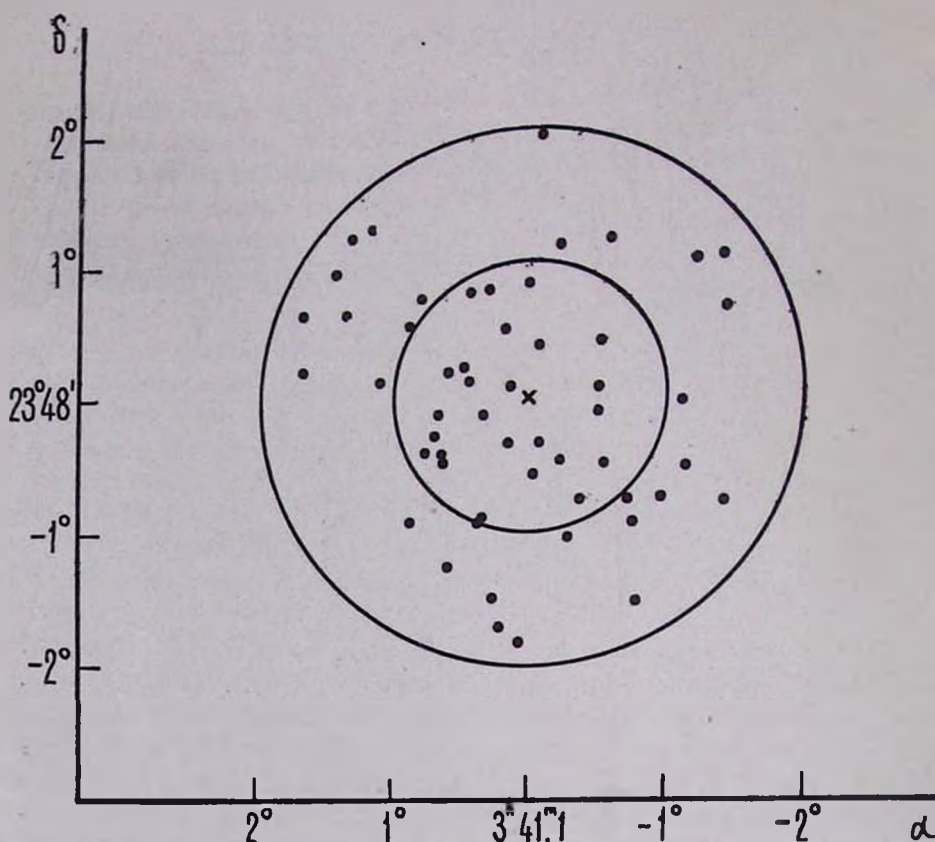


Рис. 2. Распределение вспыхивающих звезд Плеяд с $m_{pg} > 19^m$ в проекции на картинную плоскость.

распределении ожидаемое количество звезд с $m_{pg} \geq 20^m$ в первой окружности почти вдвое больше. Таким образом, несомненно, что наряду со вспыхивающими звездами фона, мы наблюдаем и действительные члены Плеяд поздних типов M5—M6. Так, если вспыхивающая звезда 218 с $m_{pg} > 21^m$ — член Плеяд, то она должна быть спектрального типа $> M6$.

Из всего сказанного приходим к выводу, что с переходом к слабым вспыхивающим звездам Плеяд возрастает количество не членов скопления. Количество вспыхивающих звезд не членов Плеяд очевидно превышает 20% всех вспыхивающих звезд Плеяд. По-видимому, вспыхивающие звезды встречаются не только в скоплениях, но значительное количество их встречается и среди звезд общего галактического поля.

Таким образом, приходится допустить, что явление вспышки характерно для определенных типов звезд (G, K, M), независимо от их пространственного распределения; определяющим фактором может быть только стадия эволюции звезды.

· Июль 1973 г.

Է. Ս. ՊԱՐՍԱՄՅԱՆ

ՆՈՐ ԲՈՆԿՎՈՂ ԱՍՏՂԵՐ ԲԱԶՈՒՄՔՈՒՄ II

Ա մ փ ո փ ու մ

Բերվում են 1971 թ. վերջերին և 1972 թ. սկզբներին ստացված դիտողական նոր նյութի մշակումից, ինչպես նաև մինչ այդ հղած հին նյութի վերամշակումից հայտնաբերված 33 նոր և 21 կրկնվող բռնկվող աստղերի վկայները (աղ. 1), Բազումքի աստղակույտի բռնկվող աստղերի մեջ հայտնաբերված են ինչպես մոտակա դաշտի, այնպես էլ հեռավոր դաշտի աստղեր: Յույց է տրվում, որ բազումքի հեռավոր դաշտի աստղերը պատկանում են K դասին:

Մ տիպի աստղերի բաշխումը Բազումքի տիրույթում հաստատում է այն ենթադրությունը, որ նրանք մեծ մասամբ կույտի անդամներ են:

E. S. PARSAMIAN

NEW FLARE STARS IN PLEIADES. II

S u m m a r y

The data about 33 new and 21 repeated flares found during the observations of Pleiades in the end of the 1971 and at the beginning of 1972 and re-examined material are given (table 1). Among flare stars in Pleiades the nearly stars as well as beyond are found. It is shown that the flare stars of beyond are mostly of K type. The distribution of M type flare stars in the region of the Pleiades confirms the assumption that they are mostly cluster members (fig. 2).

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. Э. С. Парсамян, Сообщ. Бюрок. общ. 44, 3, 1972.
2. E. Hertzsprung, G. Sanders, C. J. Kooreman et al. Ann. Leiden obs., 19, № 1a, 1947.
3. Э. С. Парсамян, О. С. Чавушян, Сообщ. Бюрок. общ., 46, 17, 1975.
4. H. L. Johnson, R. I. Mitchell, Ap. J., 128, 31, 1958.
5. G. Haro, E. Chavira, Bol. obs. Ton., 5, 31, 23, 1969.
6. R. P. Kraft, J. L. Greenstein, Low Luminosity Stars, ed. SS Kumar, 65, 1969.
7. G. Haro, E. Chavira, Bol. obs. Ton., 6, 38, 155, 1972.
8. E. S. Parsamian, E. Chavira. Bol. obs. Ton., 5, 31, 35, 1969.

Э. С. ПАРСАМЯН, О. С. ЧАВУШЯН

ДВУХЦВЕТНЫЕ НАБЛЮДЕНИЯ ВСПЫХИВАЮЩИХ ЗВЕЗД В ПЛЕЯДАХ

1. Двухцветные наблюдения быстрых вспышек

В 1971 г. продолжались параллельные наблюдения Плеяд на 40" и 2" телескопах системы Шмидта Бюраканской обсерватории [1]. Для получения системы U на 40" телескопе был использован фильтр UG2 в сочетании с пластинками Ogwo ZU2, а для фотографической системы на 21" телескопе Плеяды фотографировались без фильтра. Полученная фотографическая система близка к системе В, обозначим ее через В'. Интервал времени параллельных наблюдений равнялся 12^h40^m. Наблюдения велись синхронно с экспозицией 10 мин в каждом луче. В табл. 1 приведены данные о найденных вспышках. Карты отождествлений даны в работе [2].

Таблица 1

№	ВЗП	И П	α_{1900}	δ_{1900}	m_u	$m_{B'}$	$m_u - m_{B'}$	Sp	Дата
1	91		3 ^h 43 ^m 8	21°52'	16 ^m 5	15 ^m 0	0 ^m 0	K	20.IX.71
2	173		37.2	22 29	18.2	17.0	-0.2	M	22.IX.71
3	179		38.6	24 22	19.0	18.0	0.3	—	20.IX.71
4	223		35.4	21 15	18.2	17.4	-0.7	K	20.IX.71
5	240		41.9	24 12	19.0	17.3	-0.4	M	20.IX.71
6	270	1532	41.7	23 26	16.0	14.9	-0.1	K	21.IX.71
7	271	1485	41.9	24 35	17.0	15.7	-0.2	K	20.IX.71
8	274		47.2	22 15	18.3	17.5	-0.3	M	20.IX.71

Спектральный тип грубо определялся по спектральным инфракрасным снимкам, полученным на 40" телескопе с 1°5 призмой.

Ниже отдельно для каждой звезды даны ее характеристики и яркость во время вспышки.

1. ВЗП 91,

U. T.	m_u	$m_{B'}$	$m_u - m_{B'}$
20 ^h 20 ^m	16 ^m 5	15 ^m 5	1 ^m 0
30	16.5	15.5	1.0
41	14.5	14.5	0.0
52	14.5	14.5	0.0
02	16.3	15.2	1.1
12	16.4	15.3	1.1

2. ВЗП, 173

U. T.	m_u	$m_{B'}$	$m_u - m_{B'}$
00 ^h 15 ^m	—	17 ^m 0	—
26	17 ^m 5	17.0	0 ^m 5
36	16.3	16.5	—0.2
47	16.9	16.6	0.3
57	17.0	16.7	0.3
07	17.4	17.0	0.4

Вспышка промежуточного типа.

3. ВЗП 179

U. T.	m_u	$m_{B'}$	$m_u - m_{B'}$
00 ^h 31 ^m	—	—	—
42	—	—	—
52	17 ^m 7	17 ^m 4	0 ^m 3
02	17.7	17.4	0.3
13	18.0	17.5	0.5
24	18.2	≥17.5	≥0.7

4. ВЗП 223

U. T.	m_u	$m_{B'}$	$m_u - m_{B'}$
00 ^h 31 ^m	—	17 ^m 4	—
42	—	17.4	—
52	16 ^m 4	16.5	—0 ^m 1
02	16.6	16.5	0.1
13	16.6	17.3	—0.7
24	17.6	17.4	0.2

5. ВЗП 240

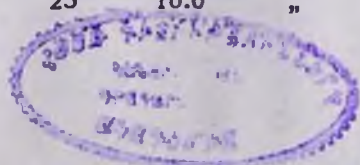
U. T.	m_u	$m_{B'}$	$m_u - m_{B'}$
00 ^h 31 ^m	—	—	—
42	15 ^m 7	16 ^m 1	—0 ^m 4
52	16.2	16.3	—0.1
02	17.2	17.2	0.0
13	17.4	17.2	0.2
24	17.6	—	—

6. ВЗП, 270, Н II 1552

U. T.	m_u	$m_{B'}$	$m_u - m_{B'}$
20 ^h 20 ^m	16 ^m 0	15 ^m 2	0 ^m 8
30	"	"	"
41	"	"	"
52	"	"	"
21 02	"	"	"
12	14.1	14.2	—0.1

Вспышка продолжалась на следующей пластинке.

U. T.	m_u	$m_{B'}$	$m_u - m_{B'}$
21 ^h 30 ^m	15 ^m 4	15 ^m 2	0 ^m 2
41	15.4	"	0.2
52	15.8	"	0.6
22 02	16.0	"	0.8
10	16.0	"	0.8
23	16.0	"	0.8



7. ВЗП, 271, НП 1485	U. T.	m_u	$m_{B'}$	$m_u - m_{B'}$
	23 ^h 51 ^m	17 ^m 0	15 ^m 7	1 ^m 3
	00 02	17.0	15.7	1.3
	12	17.0	15.7	1.3
	23	14.9	15.2	-0.3
	34	15.0	15.2	-0.2

Вспышка продолжалась на следующей пластинке.

U. T.	m_u	$m_{B'}$	$m_u - m_{B'}$
00 ^h 50 ^m	16 ^m 6	15 ^m 7	0 ^m 9
01	16.7	15.7	0.9
11	16.9	15.7	0.9
21	17.0	15.7	1.3
32	17.0	15.7	1.3

8. ВЗП, 274	U. T.	m_u	$m_{B'}$	$m_u - m_{B'}$
	00 ^h 31 ^m	15 ^m 2	15 ^m 5	-0 ^m 3
	42	16.7	16.5	0.2
	52	—	17.1	—
	01 02	—	—	—

На рис. 1 приведены кривые блеска вспышек в двух цветах. Ввиду того, что наша фотографическая система В' получалась без фильтра, что приводило к некоторому участию U лучей в создании изображения, полученные нами значения $m_u - m_{B'}$ в действительности, несколько занижены. Очевидно, что и длительность экспозиций также занижает эти значения. В случае всех наблюдаемых вспышек происходит посинение излучения.

2. Двухцветные наблюдения „медленной“ вспышки звезды ВЗП 203

ВЗП 203 была обнаружена в Бюракане [2]. По фотометрическим данным в минимуме $m_{pg} = 17^m$, $m_u = 18^m6$, $Sp \sim M2-M3$ она вероятный член Плеяд. Кроме обсуждаемой ниже медленной вспышки в 1967—1971 гг. у нее были наблюдаемы шесть других вспышек. Данные о всех наблюдаемых вспышках этой звезды приведены в табл. 2.

Несмотря на то, что ВЗП 203 находится в центральной части Плеяд, области, которая всегда под наблюдением, до 1970 г. зарегистрированы только две ее вспышки. Между тем в 1970 г. наблюдались три вспышки. Возможно, что в течение 1970—1971 гг. звезда находилась или еще находится в фазе вспышечной активности. Вспышка № 5, амплитуда которой в U-лучах превосходила восемь величин, была обнаружена на пластинке с единичной экспозицией в 45 мин. Несомненно, что это была вспышка большой продолжительности. Весьма возможно, что она также была «мед-

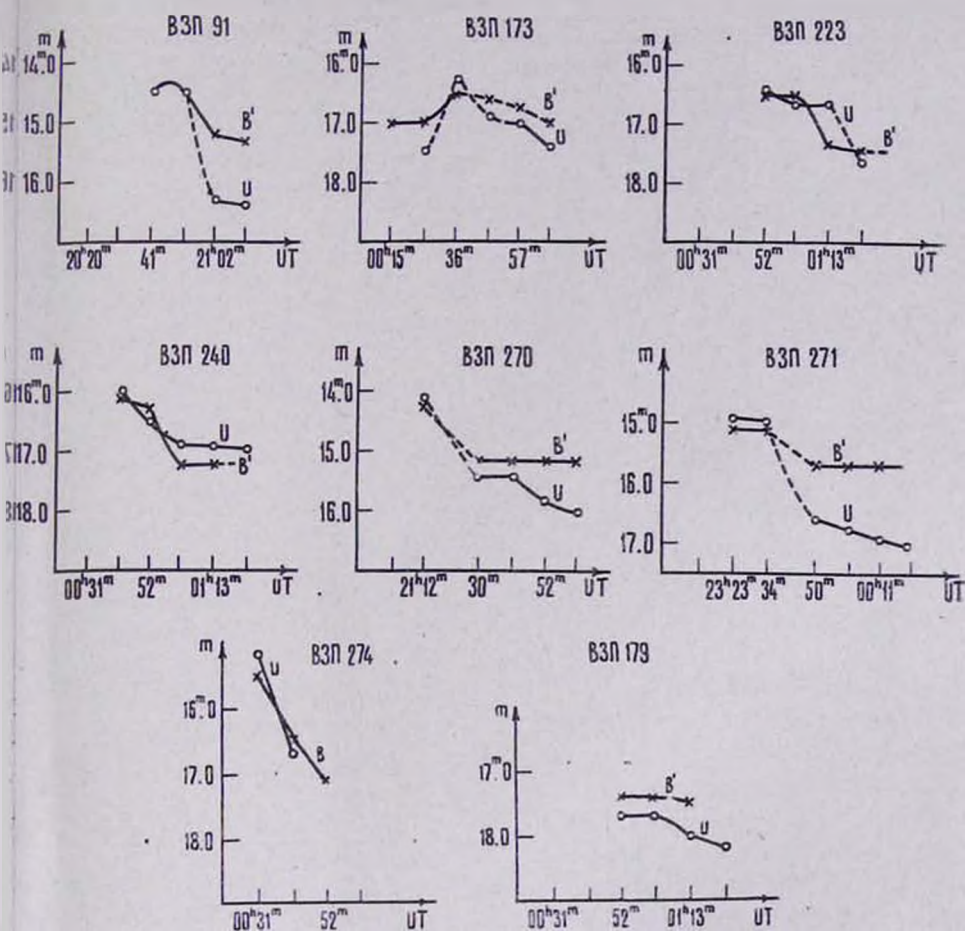


Рис. 1. Кривые блеска вспыхивающих звезд во время вспышек в двух цветах.

ленной». Слово «медленная» мы пишем в кавычках, поскольку в рассматриваемом случае продолжительность подъема блеска лишь немного превосходит продолжительность подъема блеска при обычных (быстрых) вспышках (см. определение медленных вспышек у Аро [5]). Седьмая вспышка является упомянутой «медленной» вспышкой. Наблюдения велись строго синхронно. Каждая экспозиция в цепочке из шести изображений длилась 10 мин, предельная величина в лучах U была равна 17^m6 , а в лучах B' — 17^m5 . Оценки яркостей во время вспышки приводятся в табл. 3. На предыдущей пластинке, снятой в 00^h11^m — 00^h21^m, нет следа подъема, по-видимому, подъем блеска начался в промежутке времени при смене пластинки.

Некоторая неточность в измерении последних трех изображений в лучах B' возникла из-за частичного наложения изображений соседней звезд.

Таблица 2

Пронаблюдаемые вспышки ВЗП 203

№	Дата	Тел.	Δm	Примечание
1	08.XI.67	26"	2 ^m 3 _u	[3]
2	19.IX.69	40"	0.6 _{pg}	[4]
3	0.9.I.70	"	3.3 _{pg}	[2]
4	01.IX.70	"	0.7 _{pg}	[2]
5	12.IX.70	"	8.4 _u	[2]
6	14.IX.71	"	0.9 _{pg}	
7	20.IX.71	"	6.0 _u	
		20"	3.6 _{pg}	
8	16.XI.71	26"	2.0 _{pg}	[3]

Таблица 3

Оценки яркостей ВЗП 203 во время медленной вспышки

U. T.	m_u	$m_{B'}$	Δm_u	$\Delta m_{B'}$	$m_u - m_{B'}$
00 ^h 11 ^m	18 ^m 6	17 ^m 6	—	—	1 ^m 0
31	>18.2	17.3	—	0 ^m 3	>0.9
42	>17.6	17.2	—	0.4	>0.4
52	15.4	16.6	3 ^m 2	1.0	<-1.2
02	12.6	~14.0	6.0	~3.6	<-1.4
13	14.8	~15.6	3.8	~2.0	<-0.8
24	15.5	~16.3	3.1	~1.3	<-0.8

ды. Пластика, на которой зарегистрирована вспышка, была последней за ночь, поэтому о продолжении вспышки можно составить представление, лишь экстраполируя кривую блеска (рис. 2).

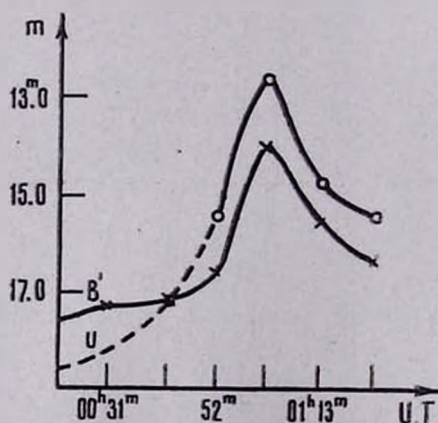


Рис. 2. Кривая блеска звезды 203 во время вспышки в двух цветах.

По имеющимся данным очень трудно определить действительную продолжительность затухания, так как несколько резкий спад яркости после максимума переходит в более медленный, продолжительность которого трудно определить. Во всяком случае затухание длилось больше двух часов.

Приведенные в табл. 3 данные показывают, что медленный характер вспышки, в основном, определяется наблюдениями в фотографических лучах. Если бы нам пришлось судить о характере вспышки по наблюдениям в ультрафиолетовых лучах, где имеется только одно домаксимальное изображение, то естественно было предположить, что в данном случае имела место или вспышка промежуточного типа, или же быстрая вспышка, где вспышка произошла в середине или конце предыдущей экспозиции. Здесь следовало бы подчеркнуть, что согласно представлениям В. А. Амбарцумяна [6] отличие между вспышкой промежуточного типа и медленной заключается лишь в глубине слоя, где последняя произошла.

В случае ВЗП 203 благодаря двухцветным наблюдениям удалось определить характер вспышки и проследить за изменением показателя цвета $m'' - m_B$ до достижения максимума и после него.

В начальный период подъема блеска медленная вспышка имела положительный показатель цвета $m'' - m_B$ (табл. 3), далее с приближением к максимуму началось ее посинение. После максимума опять медленное увеличение.

Наблюдаемое явление можно объяснить, исходя из представлений о медленной вспышке, развитых В. А. Амбарцумяном [6]. Как предполагает В. А. Амбарцумян, в случае медленных вспышек освобождение энергии происходит под фотосферическими слоями. «При этом процесс повышения блеска звезды должен протекать гораздо медленнее, чем в тех случаях, когда освобождение энергии происходит над поверхностью звезды, а цвет дополнительного излучения должен зависеть от амплитуды яркости. Чем меньше эта амплитуда, тем ниже должна быть цветовая температура дополнительного излучения».

В случае ВЗП 203 освобождение энергии произошло, по-видимому, в слое относительно небольшой линейной толщины под фотосферой. При этом до того, как часть энергии вышла на поверхность, где уже коэффициент конверсии очень мал, произошла термализация выделяемой энергии, поэтому показатель цвета до некоторого момента подъема вспышки был положительный. Так как амплитуда вспышки $\Delta m'' = 6^m$, то цветовая температура дополнительного излучения должна быть относительно высокой, и в максимуме вспышки $m'' - m_B < -1^m4$.

Октябрь 1973 г.

ԲՈՆԿՎՈՂ ԱՍՏՎԵՐԻ ԵՐԿԳՈՒՅՆ ԴԻՏՈՒՄՆԵՐԸ ԲԱԶՈՒՄԲՈՒՄ

Ա Վ Փ Ո Ւ Մ

Բերված են բազումքի արագ և մեկ դանդաղ բռնկումների երկգույն դիտումների արդյունքները: Դիտումները կատարվել են Բյուրականի աստղադիտարանի 40" և 21 Շմիդտի սխտեմի աստղադիտակներով, ուլտրամանուշակագույն և լուսանկարչական ճառագայթներում: 12^h40^m ժամանակամիջոցում դիտվել է 9 բռնկում երկու գույնում: Բռնկումների պայծառության կորերը բերված են 1, 2 նկարներում. 203 աստղի դանդաղ բռնկման դիտումները ցույց են տալիս, որ պայծառության բարձրացման սկզբնական շրջանում $m_u - m_B$ գույնի ցուցիչը դրական է, այնուհետև մոտենալով մաքսիմումին, գույնը կապտում է: Մաքսիմումից հետո դիտվում է $m_u - m_B$ -ի դանդաղ ավելացում:

Դիտվող երևույթը գտնում է իր բացատրությունը Է. Ս. Չավուշյանի դանդաղ բռնկումների վերաբերյալ պատկերացումից [6]:

E. S. PARSAMIAN, H. S. CHAVUSHIAN

TWO COLOUR OBSERVATIONS OF FLARE STARS IN PLEIADES

S u m m a r y

The results of two colour observations of rapid and one „slow“ flare-ups in Pleiades are given. The observations were made on 40" and 21" Schmidt telescopes of Byurakan observatory in ultraviolet and photographic region. During the 12^h40^m nine flare-ups in two colours were found. In the table 1, 2 the photometric data are given. The light curves of flare-ups are on the fig 1, 2. The observation of „slow“ flare in the stars 203 shows that from the beginning of the increasing of brightness the colour indices $m_u - m_B$ is positive, then with approaching to maximum the colour become bluer. After maximum the slow increasing of $m_u - m_B$ is observed. The observational features can be explained by the ideas of B. A. Ambartsumian [6] about „slow“ flares.

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. Յ. Ս. Փարսամյան, Օ. Ս. Չավուշյան, Сообщ. Бюрак. обс., 44, 17, 1972.
2. Յ. Ս. Փարսամյան, Сообщ. Бюрак. обс., 44, 3, 1972.
3. G. Haro and G. Gonzalez, Bol. Obs. Ton., 6, No. 38, 149, 1972.
4. В. А. Амбарцумян и др., Астрофизика, 8, вып. 4, 1, 1972.
5. G. Haro, Stars and Stellar Systems, vol. 7, ed. B. M. Middlehurst and L. H. Aller Chicago, 1968, p. 141.
6. В. А. Амбарцумян, Астрофизика, 7, вып. 4, 1, 1972.

М. А. ЕРИЦЯН

ПОЛЯРИМЕТРИЧЕСКИЕ И ФОТОМЕТРИЧЕСКИЕ НАБЛЮДЕНИЯ ВСПЫШЕК ЗВЕЗДЫ EV Lac

В настоящем сообщении приводятся результаты поляриметрических наблюдений и кривые блеска вспышек EV Lac, наблюдавшейся с 13 сентября по 24 ноября 1971 г. с помощью смонтированного на 16" рефлекторе специального электрополяриметра, который был изготовлен с целью измерения степени поляризации света вспышки звезды. Подробное описание электрополяриметра и методики поляриметрических наблюдений вспыхивающих звезд во время вспышки приведены в работе [1].

В качестве приемника светового излучения использовался фотоэлектронный умножитель типа ФЭУ-79 с мультищелочным фотокатодом.

Эти наблюдения проводились через желтый и синий фильтры, максимальные пропускания которых соответствуют длинам волн 5500 Å и 4500 Å.

Всего звезда EV Lac наблюдалась в течение 98,0 час. За время наблюдений были зарегистрированы девять вспышек. Сводка этих наблюдений приведена в табл. 1.

Таблица 1

№ пп	Дата наблюдений 1971 г.	Продолжитель- ность наблю- дений UT	Δm	Время мак- симума UT	Продолжи- тельность вспышки	Используй- ваемые све- тофильтры
1	2	3	4	5	6	7
1	13—14.IX	16.55—18.20	—	—	—	ж.
		19.20—22.50	—	—	—	—
2	14—15.IX	19.10—23.00	—	—	—	—
3	16—17.IX	17.20—17.50	—	—	—	син.
		18.00—19.40	0 ^m 42	18 ^h 53 ^m 30 ^s	2 мин	"
		20.15—21.00	—	—	—	"
4	17—18.IX	17.25—19.25	—	—	—	"
		20.10—21.15	—	—	—	"
		21.30—24.05	—	—	—	"
5	18—19.IX	17.30—19.20	—	—	—	"
		20.00—23.35	—	—	—	"
6	19—20.IX	18.30—22.10	0.5	21.07.50	4.5 мин	"
7	20—21.IX	18.34—22.00	1.5	20.00.10	2.5 мин	"

1	2	3	4	5	6	7
8	21—22.IX	17.10—17.15 17.20—20.00	— —	— —	— —	син.
9	15—16.X	16.20—24.00	—	—	—	"
10	16—17.X	16.10—23.00	0 ^m 45	16 ^h 39 ^m 20 ^s	1 мин	"
11	17—18.X	16.30—21.00	0.53	17.46	5.5 мин	"
12	18—19.X	15.40—19.45 20.05—21.20	— —	— —	— —	"
13	21—22.X	15.50—21.15	0.27	17.28.30	1.5 мин	"
14	25—26.X	19.45—20.15	—	—	—	"
15	7.XI	15.30—18.40	—	—	—	"
16	8.XI	15.25—15.40 16.15—17.00 17.15—19.45	— — —	— — —	— — —	ж. " "
17	11.XI	15.30—18.20	0.85 0.3	18.58.07 16.33	1 мин 2 мин	син. "
18	12—13.XI	15.25—20.25	—	—	—	"
19	19—20.XI	15.00—15.30 15.50—20.30	1.25 —	19.35.40 —	15 мин —	ж. "
20	20—21.XI	15.30—21.00	—	—	—	"
21	21—22.XI	15.25—17.00 17.40—21.25	— —	— —	— —	" "
22	23—24.XI	18.10—21.20	—	—	—	"
23	24—25.XI	19.20—20.40	—	—	—	"

При определении амплитуды вспышек учитывался дополнительный световой поток от компоненты двойной звезды EV Lac так, как это сделано в работе [2].

Кривые блеска вспышек приведены на рис. 1—3, где по оси абсцисс отложено мировое время, а по оси ординат — величина $i_B = \frac{n_{ис}}{n_{нор}} - 1$, представляющая собой поток избыточного излучения, возникающего при вспышке, выраженная в единицах потока от звезды в нормальном состоянии («поток вспышки»).

Обработка результатов поляриметрических наблюдений этих вспышек звезды EV Lac показала, что степень поляризации была не выше ошибок измерений ($\tau_p = \pm 0,5\%$, $\tau_\theta = \pm 5^\circ$).

Это говорит в пользу сделанного ранее предположения [3, 4] о том, что поляризация во время вспышки звезды EV Lac с малой амплитудой незаметна.

Представляет интерес оценить полную энергию, излучаемую во время вспышек EV Lac в соответствующих участках спектра (синий, желтый). По

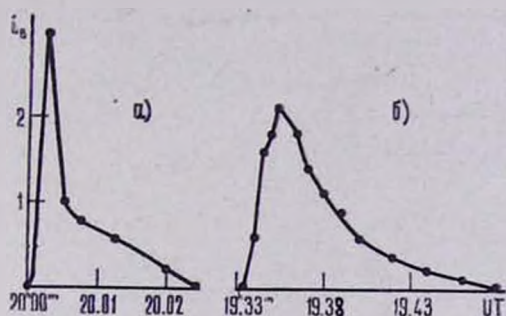


Рис. 1. Кривые блеска вспышек EV Lac, зарегистрированных в 1971 г. а — 20.IX.1971, б — 19.XI.1971.

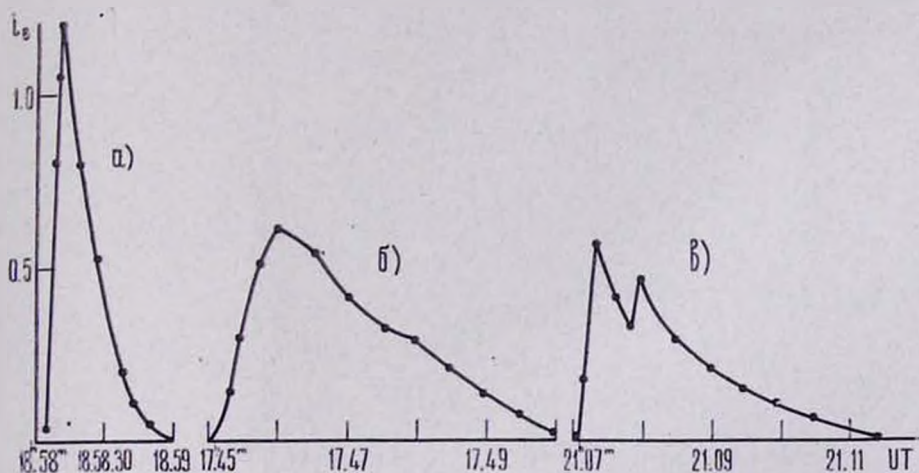


Рис. 2. Кривые блеска вспышек EV Lac, зарегистрированных в 1971 г. а — 11.XI.1971, б — 17.X.1971, в — 19.IX.1971.

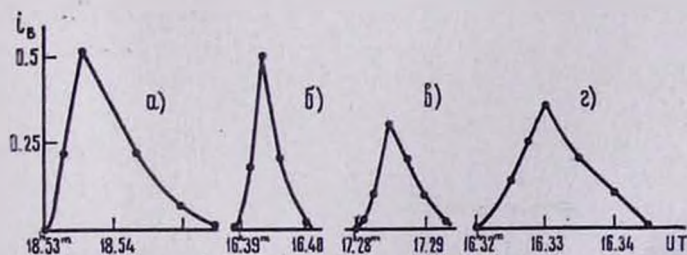


Рис. 3. Кривые блеска вспышек EV Lac, зарегистрированных в 1971 г. а — 16.IX.71, б — 16.X.71, в — 21.X.71, г — 11.XI.71.

известной звездной величине EV Lac ($m_r = 10^m09$, $m_B = 11^m47$) [5], расстояние до звезды ($P = 0.199$) [6] и потоку излучения от звезды нулевой величины в области В ($F_B = 6.3 \cdot 10^{-6}$ эрг/см² сек) и V

($F_V = 3,3 \cdot 10^{-6}$ эрг/см² сек)[7, 8, 9] можно оценить полную светимость EV Lac в области В и V в спокойном состоянии ($J_V = 5 \cdot 10^{29}$ эрг/сек, $J_V = 9,4 \cdot 10^{29}$ эрг/сек). Используя эту величину и кривые блеска вспышек, можно определить светимость вспышек в момент максимума блеска и полную энергию излучения вспышек в данных областях спектра. Эти результаты приведены в табл. 2.

Таблица 2

№ пп	Дата наблюдений 1971 г.	Светимость вспышки в момент максимума блеска (эрг/сек)	Полная энергия излучения во вре- мя вспышки (эрг)	Использован- ный свето- фильтр
1	16.IX	$2,6 \cdot 10^{29}$	$1,3 \cdot 10^{31}$	син.
2	19.IX	$2,9 \cdot 10^{29}$	$2,6 \cdot 10^{31}$	"
3	20.IX	$1,5 \cdot 10^{30}$	$5 \cdot 10^{31}$	"
4	16.X	$2,5 \cdot 10^{29}$	$6 \cdot 10^{30}$	"
5	17.X	$3,1 \cdot 10^{29}$	$5 \cdot 10^{31}$	"
6	21.X	$1,4 \cdot 10^{29}$	$4,5 \cdot 10^{30}$	"
7	11.XI	$6,0 \cdot 10^{29}$	$1,2 \cdot 10^{31}$	"
8	11.XI	$1,7 \cdot 10^{29}$	$1,4 \cdot 10^{31}$	"
9	19.XI	$1,0 \cdot 10^{30}$	$5,8 \cdot 10^{32}$	жел.

Апрель 1972 г.

Մ. 2. ԵՐԻՑՅԱՆ

EV Lac ԱՍՏՂԻ ԼՈՒՍԱԶԱՓԱԿԱՆ ԵՎ ԲԵՎԵՌԱԶԱՓԱԿԱՆ ԴԻՏՈՒՄՆԵՐԸ

Ա մ փ ո փ ու մ

Ներկա աշխատանքում բերված են EV Lac աստղի լուսաչափական և բևեռաչափական դիտումների արդյունքները: Դիտված 98 ժամվա ընթացքում գրանցվել է 9 բռնկում, որոնց արդյունքները բերված են № 1 աղյուսակում և 1—3 նկարների վրա:

Բևեռացման արժեքները այս բռնկումների ժամանակ չի տարրերվել աստղի հանդիստ վիճակում եղած բևեռացման արժեքից և եղել է չափման սխալի սահմաններում ($\sigma_p = \pm 0,4 \div 0,6\%$, $\sigma_\theta = +5 \div 10^\circ$).

Աշխատանքում բերված է նաև այս բռնկումների լրիվ էներգիան և լուսատվությունը պայծառության մաքսիմումում (աղ. 2):

M. A. ERITSIAN

POLARIMETRIC AND PHOTOMETRIC OBSERVATIONS
OF EV Lac

S u m m a r y

The results of photometric and polarimetric observation of star EV Lac are given. During 98 hours of observation 9 flares have been registered. The data concerning these flares are presented in the table 1 and on the Figures 1—3.

The polarimetric data, obtained during the flares, do not differ from those obtained during the quiet state of the star and are of the order of the observational errors ($\sigma_p = \pm 0.4-0.6\%$, $\sigma_Q = 5-10^\circ$).

The total energy of these flares and the luminosity at their maximum (table 2) are given as well.

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. М. А. Ерицян, Сообщ. Бюрак. обс., 43, 33, 1971.
2. П. Ф. Чукайнов, Изв. КрАО, 26, 171, 1961.
3. К. А. Григорян, М. А. Ерицян, Сообщ. Бюрак. обс., 42, 41, 1970.
4. К. А. Григорян, М. А. Ерицян, Астрофизика, 7, 304, 1971.
5. G. S. Mumford, A. J., 61, 213, 1956.
6. М. Пти, Переменные звезды, 12, 13, 1959.
7. Р. Е. Гершберт, П. Ф. Чукайнов, Астрон. ж., 44, 260, 1967.
8. Р. Е. Гершберт, П. Ф. Чукайнов, Астрон. ж., 43, 1168, 1966.
9. F. A. Matthews, A. R. Sundage, Ap. J., 138, 30, 1963.

Р. Х. ОГАНЕСЯН

О СПЕКТРОФОТОМЕТРИЧЕСКИХ И КОЛОРИМЕТРИЧЕСКИХ ПАРАМЕТРАХ О—В ЗВЕЗД

Исправленные за межзвездное поглощение значения спектрофотометрического градиента φ_1 (для области $\lambda\lambda$ 3900—4700 Å) и показателя цвета $B-V$ обусловлены распределением энергии в спектре звезды. Исходя из этого, можно попытаться установить между ними некоторое простое соотношение в виде

$$\varphi_1 = \varphi_1^0 + K(B - V), \quad (1)$$

где φ_1^0 и K суть постоянные.

Средние значения истинных показателей цвета для нормальных звезд типа О—В в системе UVB и для каждого спектрального подкласса отдельно взяты нами из [1]. Для этих же звезд из [2] были взяты средние величины спектрофотометрического градиента φ_1 , исправленные за межзвездное поглощение. С помощью этих данных были найдены числовые величины постоянных φ_1^0 и K . Тогда полученная методом наименьших квадратов эмпирическая зависимость примет следующий вид:

$$\varphi_1 = 1,00 + 1,31 (B - V). \quad (2)$$

С помощью этой формулы были вычислены φ_1 для ряда О—В звезд с известными из наблюдений значениями $B-V$ [3—6]. Графическое сравнение найденных таким путем значений φ_1 с их наблюдаемыми значениями [2, 7] представлено на рис. 1, где $\varphi_{1(\text{выч.})}$ — значение спектрофотометрического градиента, вычисленное по (2). Усредненные по отдельным спектральным подклассам вычисленные значения и соответствующие им значения спектрофотометрических температур приведены в табл. 1. Там же для сравнения приведена сводка взятых из литературы спектрофотометрических температур.

Таким образом, наблюдаемый показатель цвета $B-V$ после исправления за межзвездное поглощение может быть использован для определения параметра непрерывного спектра φ_1 .

Хотя соотношение (2) получено лишь по звездам типа В, характер зависимости позволяет надеяться, что оно может быть экстраполировано и в сторону более горячих звезд, поскольку у них изменения цветов и параметров непрерывного спектра сами по себе очень невелики.

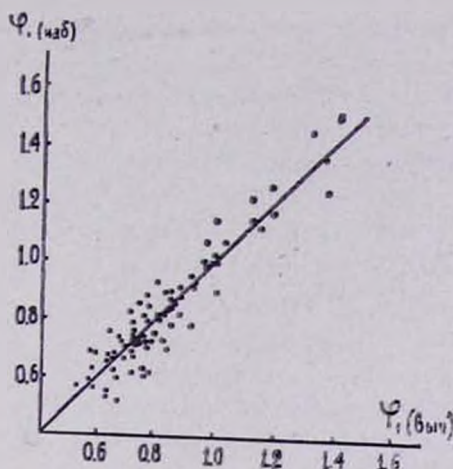


Рис. 1. Сравнение наблюдаемых и вычисленных значений спектрофотометрического градиента (γ_1) в области $\lambda\lambda$ 3900—4700 Å.

Таблица 1

Сводка различных шкал температур О—В звезд

Sp	φ_1 (2)	T_1 (2)	T_1 [2]	T_1 [11]	T_1 [12]
O7	0.58	50000	—	—	—
O9	0.59	47500	—	—	—
B0	0.61	43500	40000	40000	29000
B1	0.66	34500	36500	36500	28000
B2	0.69	31000	33000	33500	26500
B3	0.74	26500	29000	30000	25000
B5	0.79	23300	24500	26000	23000
B7	0.84	21000	20600	23500	19300
B8	0.88	19500	19000	22000	18000
B9	0.92	18500	17600	—	17000
A0	1.00	16500	16500	16500	16500

Из сравнения данных, приведенных в табл. 1 и рис. 1, видно, что значения спектрофотометрических градиентов и соответствующие им значения цветовых температур, найденные из формулы (2), хорошо согласуются с данными других авторов.

Известно также, что эффективные длины волн для величин B и U в системе UBV расположены в спектре по разные стороны от бальмеровского скачка и не очень далеки от него. Связь между D и $U-B$ можно попытаться представить следующей эмпирической формулой:

$$D - D_0 = 0.4 (U - B), \quad (3)$$

где D и D_0 величины бальмеровских стачков исследуемых О—В звезд и звезд сравнения типа АО—V соответственно.

Как известно, единственный из спектрофотометрических параметров звезд, который свободен от влияния межзвездного поглощения,— это баль-

меровский скачок, величина которого определяется с большой точностью для О—В звезд. Следовательно, полученное по формуле (3) значение $U-B$ должно быть независимым от межзвездного поглощения и соответствовать истинной величине показателя цвета $(U-B)_0$.

Так как из фотоэлектрических наблюдений известны истинные средние для данного спектрального типа значения величины $(U-B)_0$ [1], то с помощью этих данных по формуле (3) были вычислены средние для данного типа значения $\bar{D}$. Значения $(U-B)_0$ и $\bar{D}$, вычисленные по формуле (3), приведены в табл. 2, где в последнем столбце приводятся для сравнения средние значения $\bar{D}$, полученные Д. Шалонжем и Л. Диван из наблюдений [2]. Кроме того, для проверки точности формулы (3) интересно произвести аналогичные сравнения значений величины бальмеровского скачка D , вычисленных по этой формуле и полученных из наблюдений для большого количества звезд. Для этой цели формула (3) была применена более чем для ста звезд типа О—В, для которых имеются полученные из наблюдений величины бальмеровских скачков [2, 7—10] и показатели цвета $U-B$, исправленные за межзвездное поглощение [3—6].

Таблица 2
Средние показатели цвета $U-B$ и величины
бальмеровских скачков О—В звезд

Sp (MK)	$(U-B)_0$	$\bar{D}_{\text{выч}}$	$\bar{D}_{\text{наб}}$
07—08	—1.14	0.054	0.045
09	—1.12	0.062	0.060
B0	—1.08	0.078	0.080
B1	—0.93	0.138	0.110
B2	—0.86	0.166	0.140
B3	—0.71	0.226	0.210
B5	—0.56	0.286	0.290
B7	—0.42	0.342	0.330
B8	—0.30	0.390	0.380
B9	—0.19	0.434	0.470
A0	—0.00	0.510	0.510

Найденные с помощью формулы (3) величины $D_{\text{выч}}$ для этих звезд сравнивались затем с наблюдаемыми значениями бальмеровского скачка $D_{\text{наб}}$. Это сравнение осуществлено путем графического сопоставления величин $D_{\text{наб}}$ и $D_{\text{выч}}$, приведенного на рис. 2

Из данных, приведенных в табл. 2, и из рис. 2 можно сделать заключение, что эмпирическая формула $(U-B)_0 = 2,5(D - D_0)$ для звезд О—В в достаточной степени верна. Поэтому, имея из спектрофотометрических наблюдений величину бальмеровского скачка D , можно определять истинные значения $U-B$ (принимая $D_0 = 0,51$ для звезд А0 V), после чего по наблюдаемым значениям $U-B$ — избыток цвета $E_{U-B} = (U-B)_{\text{наб}} - (U-B)_{\text{наб}}$.

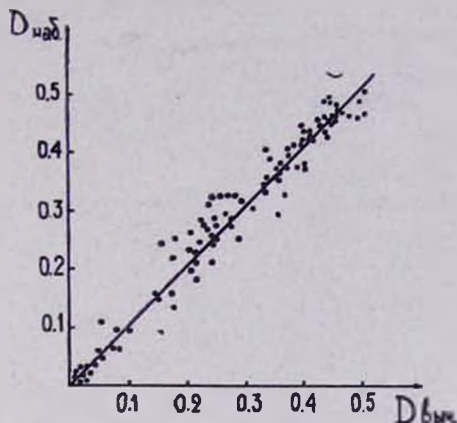


Рис. 2. Сопоставление наблюдаемых и вычисленных величин бальмеровских скачков.

Это дает возможность определять для О—В звезд величину межзвездного поглощения в системе UBV и, в конечном счете, свободные от межзвездного поглощения звездные величины в этих цветах.

Май 1972 г.

Филиал БАО по космическим исследованиям

В. Б. ЗОЛТАНСКИЙ

О—В ԱՍՏՂԵՐԻ ՍՊԵԿՏՐԱԼՈՒՍԱԶԱՓԱԿԱՆ ԵՎ ԳՈՒՆԱԶԱՓԱԿԱՆ ՊԱՐԱՄԵՏՐԵՐԻ ՄԱՍԻՆ

Ա մ փ ո փ ո մ

Քննվում է մի առնչություն φ_1 սպեկտրալուսաչափական գրադիենտի ($\lambda\lambda 3900-4700 \text{ \AA}$ տիրույթում) և $B-V$ գույնի ցուցչի միջև, օգտագործելով եղած դիտողական տվյալները, մեծ թվով Օ—Յ տիպի աստղերի համար (բանաձև 2), Հաստատվում է նաև մի առնչություն բալմերյան թռիչքի և $U-B$ գույնի ցուցչի միջև (բանաձև 3), Համեմատությունը φ_1 և D մեծությունների՝ հաշված (2) և (3) բանաձևերով և ստացված դիտումներից բխված են աղյուսակ 1, 2 և գծ. 1, 2-ում:

Դիտումներից ստացված բալմերյան թռիչքի մեծությունը (3 բանաձևով) կարելի է օգտագործել Օ—Յ տիպի աստղերի միջաստղային կլանման չափը որոշելու համար:

R. H. HOVHANESIAN

THE SPECTROPHOTOMETRIC AND COLORIMETRIC
PARAMETERS O—B STARS

S u m m a r y

An empirical relation between the spectrophotometric gradient (for λ 3900—4700 Å) and B—V colour was obtained using the observed data of φ_1 and B—V for a great number of O—B type stars (equation 2). A relation between the Balmer jump and (U—B) colour exists also (equation 3). A comparison of the values of φ_1 and D obtained both by these formulas and observations are given in Tables 1, and Fig. 1, 2.

The relationship mentioned above may be used for the determination of the amount of the interstellar extinction for O—B type stars.

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. B. M. Middlehurst and L. H. Aller, Stars and Stellar Systems, 7. p. 167, Univ. of Chicago Press, Chicago, 1968.
2. D. Chalonge, L. Divan, Ann d'Ap., 15, 201, 1952.
3. W. W. Morgan, D. L. Harries and H. L. Johnson, Ap. J., 118, 92, 1953.
4. W. A. Hiltner, Ap. J. Suppl., 2, 389, 1956.
5. W. A. Hiltner and H. L. Johnson, Ap. J., 124, 367, 1956.
6. A. Klemola, A. J., 67, 740, 1962.
7. Р. Х. Оганесян, Сообщ. Бюрок. общ., 42, 48, 1970.
8. D. Barbier, D. Chalonge et R. Canavaggia, Ann. d'Ap., 10, 195, 1947.
9. L. Divan, Ann. d'Ap., 17, 456, 1954.
10. W. L. Sargent and L. Searle, Ap. J., 152, 443, 1968.
11. Цой Дяй О, Астрон. ж., 33, 506, 1956.
12. Э. Р. Мустель, Успехи астрон. наук, 3, 155, 1947.

Р. А. ВАРДАНЯН

СВОДКА РЕЗУЛЬТАТОВ ПОЛЯРИМЕТРИЧЕСКИХ НАБЛЮДЕНИЙ ЗВЕЗД, ОБЛАДАЮЩИХ СОБСТВЕННОЙ ПОЛЯРИЗАЦИЕЙ

Как мы уже сообщили [1], в Бюраканской обсерватории ведутся поиски и исследования собственной поляризации света звезд поздних типов, начатые К. А. Григоряном еще в 1957 г. [2].

К настоящему времени нами наблюдаены почти две сотни долгопериодических, полуправильных и неправильных переменных звезд и сто звезд поздних типов с постоянным блеском. Среди этих звезд только у 18 переменных было обнаружено существование достоверной собственной поляризации. Сводка результатов поляриметрических наблюдений звезд, обладающих достоверной собственной поляризацией, приведена в таблице, где представлены время наблюдений, средние значения параметров поляризации ($\bar{P}$, $\bar{\theta}$), использованные светофильтры (с эффективными длинами волн λ_{eff} (ультраф.) = 3700 Å, λ_{eff} (син.) = 4500 Å, λ_{eff} (ж.) = 5400 Å, λ_{eff} (кр.) = 6300 Å) и количество наблюдений. Часть результатов наблюдений была опубликована нами в работах [1, 3—8] и отчасти подтверждена в дальнейшем другими авторами [9—11].

Из результатов наблюдений света звезд поздних типов и их статистического анализа мы пришли к следующим выводам [3—8] (частично подтвержденным в работах [11—13]).

1. Наличие собственной поляризации света звезд поздних типов сопровождается выполнением одного из следующих двух условий:

а) Степень поляризации света звезд в ультрафиолетовом или синем участке спектра $> 1.0\%$ при незначительной степени поляризации окружающих звезд.

б) Степень поляризации меняется с изменением блеска звезды.

2. Заметная собственная поляризация и ее изменения наблюдаются у звезд, показывающих изменения блеска.

3. Степень собственной поляризации света звезд уменьшается с увеличением длины волны. Исключением пока что является звезда AE Car, для которой, по нашим данным [6], не замечена зависимость степени собственной поляризации от длины волны.

4. Минимальному значению блеска звезд соответствует более высокая степень поляризации, чем максимальному.

Таблица

Время наблюдений	$\bar{P}$	$\bar{t}$	Фильтр	n
1	2	3	4	5

AB Cux

2.VIII.1967	4.0°	56°	син.	4
	3.2	59	ж.	2
	2.4	50	кр.	2
11.VIII.1967	4.1	50	син.	5
	2.8	52	ж.	2
	2.1	52	кр.	2
10.IX.1967	3.2	48	син.	9
	2.4	47	ж.	6
	1.9	47	кр.	8
11.IX.1967	3.0	50	син.	5
	2.2	46	ж.	5
	1.4	45	кр.	4
12.IX.1967	3.2	44	син.	2
	2.0	43	ж.	3
	0.9	42	кр.	2
13.IX.1967	3.2	48	син.	2
	2.5	50	ж.	1
	1.9	49	кр.	5
31.IX.1967	3.7	53	син.	6
	2.7	52	ж.	3
	3.4	56	кр.	6
27.XI.1967	4.0	41	син.	4
	2.5	43	ж.	4
	2.5	40	кр.	3
30.XI.1967	4.3	46	син.	1
	3.5	48	ж.	2
	3.4	46	кр.	1
31.III.1968	3.5	39	син.	1
	2.2	43	ж.	1
	2.9	44	кр.	2
28.IV.1969	3.2	48	син.	2
	3.1	42	ж.	3
	1.9	49	кр.	1
24.V.1968	3.6	50	син.	2
	2.3	45	ж.	2
18.VII.1968	5.2	53	син.	1
	4.6	52	ж.	1
	3.9	52	кр.	1
25.IX.1968	5.1	53	син.	2
	3.3	48	ж.	2
	3.0	50	кр.	2
18.X.1968	5.3	48	син.	1
	3.8	48	ж.	2
	3.5	46	кр.	3
17.XI.1968	4.9	47	син.	2
	2.8	50	ж.	3
	3.7	50	кр.	2
13.XI.1969	2.7	51	син.	2
	1.6	49	ж.	1
	1.4	53	кр.	1
22.VI.1971	4.3	51	син.	1
	3.2	43	ж.	1

Продолжение таблицы

1	2	3	4	5
25.VIII.1971*	9.0	33	син.	5
	6.5	36	ж.	4
	6.8	37	без фл.	4
27.VIII.1971*	9.0	42	син.	3
	5.0	41	ж.	4
	7.5	53	син.	2
19.IX.1971*	5.6	49	ж.	2

AK Peg

13.VI.1967	1.2	50	без фл.	2
12.IX.1967	2.4	47	"	7
13.IX.1967	2.1	51	"	7
14.IX.1967	2.6	51	"	5
	2.6	55	син.	2
	2.1	52	ж.	1
31.X.1967	2.3	47	без фл.	2
20.XI.1967	2.3	37	"	3
27.XI.1967	1.8	43	"	4
28.XI.1967	1.6	55	"	3
30.XI.1967	0.7	56	"	1
	2.1	60	син.	1
	1.2	55	без фл.	2
18.VII.1968	4.0	50	ж.	2
21.IX.1968	5.7	55	син.	2
	2.6	58	кр.	2
	5.1	48	без фл.	2
25.IX.1968	4.6	45	без фл.	2
	4.9	47	син.	2
	3.4	47	ж.	2
17.XI.1968	2.3	56	без фл.	2
13.IX.1969	4.7	50	син.	1
	2.9	53	ж.	1
	1.7	50	кр.	1

V CVn

2.IV.1967	6.0	106	син.	4
	4.9	110	ж.	4
	3.9	109	кр.	3
12.IV.1967	5.9	106	син.	3
	3.7	105	ж.	4
	4.6	110	кр.	4
15.IV.1967	4.0	100	син.	2
	3.2	103	ж.	2
	3.0	111	кр.	2
2.V.1967	4.5	98	фиол.	2
	3.6	112	син.	2
	2.4	106	ж.	2
10.V.1967	2.7	113	син.	2
	1.8	119	ж.	4
	1.6	110	кр.	1
28.V.1967	2.0	125	син.	3
	2.1	123	ж.	3
	1.9	124	кр.	2
4.VI.1967	2.1	115	син.	4
	1.7	111	ж.	2
	1.4	116	кр.	2
5.VI.1967	1.3	118	син.	2
	1.2	120	ж.	4
	1.9	124	кр.	2

Продолжение таблицы

1	2	3	4	5
10.VI.1967	1.7	126	син.	5
	1.4	126	ж.	2
	1.8	135	кр.	2
13.VI.1967	2.0	119	син.	2
	1.9	113	ж.	2
	1.7	118	кр.	3
7.VII.1967	1.6	115	син.	3
	1.6	112	ж.	1
	1.7	114	кр.	2
10.XII.1967	2.4	125	син.	2
	1.3	122	ж.	2
	1.2	117	кр.	2
24.II.1968	2.0	116	син.	5
	1.1	113	ж.	1
	0.9	105	кр.	2
22.III.1968	2.2	114	син.	2
	2.1	110	ж.	2
	1.4	111	кр.	2
31.III.1968	3.6	116	син.	2
	2.8	119	ж.	2
	2.1	126	кр.	2
28.IV.1968	5.0	110	син.	3
	4.5	112	ж.	3
	4.3	109	кр.	2

RX Boo

15.IV.1967]	1.8	55	син.	5
	0.8	45	ж.	2
	<0.3	—	кр.	1
5.VI.1967	2.3	56	син.	7
	1.6	53	ж.	3
	<0.4	—	кр.	4
10.VI.1967	1.7	56	син.	5
	1.4	52	ж.	1
13.VI.1967	1.8	52	без фл.	2
	2.2	54	син.	3
29.VI.1967	1.9	79	"	3
	1.0	51	ж.	2
7.VII.1967	0.9	58	син.	2
	0.4	46	ж.	4
	0.8	41	кр.	2
24.II.1968	0.8	66	син.	3
	0.7	64	ж.	2
	0.6	43	кр.	2
22.III.1968	1.4	60	син.	5
	1.0	51	ж.	4
	1.0	50	кр.	2
24.III.1968	1.3	66	син.	2
	1.0	56	ж.	2
	1.0	60	кр.	2
27.III.1968	1.2	67	син.	3
	0.7	58	ж.	3
	<0.4	—	кр.	4
31.III.1968	1.3	77	син.	3
	1.0	67	ж.	3
	0.6	54	кр.	2
26.IV.1968	0.6	74	ж.	2
	0.5	52	кр.	3

Продолжение таблицы

1	2	3	4	5
28.IV.1968	1.0	88	син.	8
	1.0	73	ж.	4
	0.8	69	кр.	3
18.VII.1968	< 0.3	—	син.	2
	< 0.3	—	ж.	3
	< 0.3	—	кр.	1
25.IX.1968	1.3	51	син.	2
	< 0.3	—	кр.	1
19.VI.1971	0.7	35	син.	1
	< 0.5	—	ж.	1

AE Cap

25.IX.1968	2.9	148	син.	3
	2.3	146	кр.	3
	2.8	148	ж.	2
26.IX.1968	2.4	158	син.	2
	2.7	156	кр.	2
	2.2	160	ж.	1
2.XI.1969	5.0	155	без фл.	2
	6.0	157	ж.	1
	5.4	160	син.	3
3.XI.1969	5.0	152	без фл.	1
	5.5	153	ж.	2
	5.2	152	син.	2
	4.8	154	кр.	2
5.XI.1969	4.8	153	син.	4
	4.3	151	кр.	2
	4.4	154	ж.	2
13.XI.1969	4.0	153	кр.	1
	3.8	159	ж.	4
	4.1	156	син.	2
13°.XI.1969	3.8	158	без фл.	4
	3.6	158	ж.	2
	4.0	148	син.	2

TW Peg

21.IX.1968	2.54	94	син.	8
	1.4	96	ж.	4
	1.5	97	кр.	3
25.IX.1968	1.9	88	син.	5
	1.8	96	ж.	2
	1.2	94	кр.	2
15.X.1968	2.4	89	син.	2
	1.3	96	кр.	2
	1.7	95	ж.	2
7.XI.1968	1.5	93	син.	3
	1.1	100	ж.	2
	0.8	96	кр.	2
13.XI.1969	0.6	97	ж.	2
	0.7	104	син.	2
	0.4	110	кр.	2

W Tau

19.XII.1968	4.7	108	син.	2
	3.3	106	ж.	2
	3.7	103	без фл.	6
14°.IX.1969	3.3	88	"	4

Продолжение таблицы

1	2	3	4	5
9.X.1969	2.0	82	без фл.	2
10*.X.1969	2.4	84	"	1
14*.X.1969	1.4	80	"	1
16*.X.1969	1.7	83	"	1
2.XI.1969	2.2	81	"	1

R LMi

13.XI.1969	5.1	49	ультраф.	4
	3.8	49	син.	5
	1.6	45	ж.	2
	0.7	50	кр.	4
9.I.1970	1.0	33	син.	2
	0.5	10	ж.	1
	0.5	10	кр.	1

RS CrB

30.V.1970*	1.5	51	син.	4
3.VI.1970*	2.0	51	"	1
	1.7	60	ж.	1
7.VII.1970*	3.6	35	син.	1
	1.6	32	ж.	2
	1.4	39	кр.	2
8.VII.1970	2.4 ^{9/10}	35	син.	1
	2.3	30	ж.	1
26.VIII.1970	2.6	39	син.	1
	2.4	42	ж.	2
	1.7	38	кр.	2
27.VIII.1970*	2.1	46	син.	2
	1.5	65	ж.	1
1.IX.1970*	2.5	30	син.	3
	2.3	36	ж.	2
	1.8	34	кр.	3
2.IX.1970	3.1	47	син.	2
	2.5	46	ж.	2
	2.2	46	кр.	2
6.X.1970	3.7	49	син.	2
	2.1	45	ж.	1
	1.7	50	кр.	2
19.VI.1971	3.2	43	син.	2
	1.6	40	ж.	1

BR Eri

5.XI.1969	1.6	50	син.	1
	1.4	52	ж.	1
1.IX.1970	1.0	42	син.	2
	<0.7	—	кр.	2
10.IX.1970	1.8	36	ультраф.	1
	1.0	44	син.	3
	0.5	47	кр.	2

R Gem

19.III.1968	3.5	103	син.	5
	1.9	98	ж.	6
	1.7	94	кр.	2
22.III.1968	2.9	101	син.	5
	1.8	109	ж.	3
	1.7	90	кр.	3

Продолжение таблицы

1	2	3	4	5
25.III.1968	2.9	102	син.	2
	1.9	99	ж.	2
	1.8	95	кр.	2
27.III.1968	3.7	92	син.	2
	1.6	99	ж.	2
	0.5	75	кр.	2
27.III.1968	1.8	76	ж.	1
	0.8	76	кр.	1
28.IV.1968	<0.7	—	син.	2
	<0.4	—	ж.	1
	<0.4	—	кр.	2

Z Cas

27.III.1968	1.2	54	син.	2
	1.0	35	кр.	1
27.III.1968	1.0	53	син.	2
	0.8	48	ж.	2
30.III.1968	1.5	39	син.	2
	0.8	35	ж.	2
28.IV.1968	2.0	41	син.	1
	1.1	39	ж.	2

CD Ser

29.IV.1968	3.2	64	син.	4
	1.8	61	ж.	1
	2.3	63	без фл.	3
1.V.1968	3.2	66	син.	4
	2.0	58	ж.	2
	2.5	61	без фл.	1

Z Eri

30.IX.1968	1.5	159	фиол.	3
	1.0	149	син.	2
	0.7	153	ж.	1
17.XI.1968	1.1	140	син.	2
	0.8	138	ж.	2
	0.5	148	кр.	2

T Aqr

25.IX.1968	1.0	110	син.	2
26.IX.1968	1.2	114	"	8

V 450 AqL

19.IX.1971*	1.7	76	син.	2
	0.8	84	ж.	2

U Ori

8.X.1969*	1.9	34	без фл.	2
9.X.1969	3.6	23	син.	3
	2.2	25	ж.	1
	2.3	31	без фл.	2
10.X.1969*	1.7	24	"	2
14.X.1969*	2.1	33	"	2
15.X.1969*	2.5	30	"	2
4.XI.1969	3.3	22	син.	3

Продолжение таблицы

1	2	3	4	5
1.IX.1970	0.5	—	син.	1
	0.5	—	кр.	1
2.IX.1970	0.5	—	ультраф.	1
	0.5	—	син.	1
W Ori				
4.XI.1969	1.2	62	син.	3
	0.6	76	кр.	1
9.I.1970	<0.5	—	син.	1
T Cep				
12.IX.1969*	1.0	123	без фл.	2
20.IX.1969*	1.7	118	"	2
30.IX.1969*	2.2	95	син.	2
	1.2	111	без фл.	3
9.X.1969	1.9	89	син.	1
16.X.1969*	1.0	126	без фл.	2
2.XI.1969	1.2	85	син.	2
	<0.5	—	кр.	2
T Tau				
20.XII.1968	1.2	108	без фл.	2
14.IX.1969*	2.0	113	"	3
20.IX.1969*	2.3	86	"	3
10.X.1969*	1.3	93	"	3
16.X.1969*	2.3	86	"	2
RY Tau				
20.XII.1968	5.1	30	син.	2
	4.2	23	ж.	2
	4.4	29	без фл.	2
14.IX.1969*	5.5	27	"	2
20.IX.1969*	4.9	24	"	3
10.X.1969*	1.6	17	"	2
16.X.1969*	2.5	19	"	12
Z Psc				
15.X.1968	1.7°/°	129°	син.	2
	1.7	135	"	2
	1.5	132	кр.	2
18.X.1968	1.3	129	син.	2
	1.2	130	ж.	2
	1.1	131	кр.	2
17.XI.1968	1.4	134	син.	3
	1.1	136	ж.	3
	1.3	136	кр.	2
26.VIII.1970*	1.4	145	син.	1
	1.2	129	кр.	1
27.VIII.1970*	1.4°/°	134°	син.	4
	1.6	141	ж.	4
	1.6	143	кр.	3
2.IX.1970	1.4	136	син.	8
	1.3	134	кр.	4
6.IX.1970	1.4	125	син.	6
	1.1	127	кр.	
6.IX.1970*	1.4	132	син.	1
	1.3	136	кр.	1
7.IX.1970	1.6	157	ультраф.	1
	1.6	123	кр.	1

* Результаты наблюдений, проведенных на 40" телескопе БАО.

5. Среди долгопериодических полуправильных и неправильных переменных звезд примерно 10% обладают заметной ($P > 1,0\%$) собственной поляризацией.

6. Высокая степень поляризации наблюдается у звезд с периодом $P > 350^d$ и $P < 200^d$. Благодаря этому вероятность обнаружения у них собственной поляризации больше, чем у звезд с другими периодами.

7. Большинство звезд, имеющих собственную поляризацию, обладает вторичными периодами ($P_2 > 500^d$) и их основной период в основном уменьшается со временем.

8. Более чем 90% звезд, обладающих собственной поляризацией, входят в каталог CIT [14] и многие из них (90%) имеют показатель цвета $1-K > 3,5$ и величину $K < 1,5$, из чего следует, что значительная часть инфракрасных объектов обладает собственной поляризацией.

9. Кроме молекулярного рассеяния света одним из механизмов образования собственной поляризации света для отдельных звезд поздних типов может являться нетепловой компонент излучения.

Өевраль 1973 г.

Ռ. Ա. ՎԱՐԴԱՆԻԱՆ

ՍԵՓԱԿԱՆ ԲԵՎԵՌԱՏՈՒՄ ՈՒՆԵՑՈՂ ԱՍՏՂՆՐԻ ԴԻՏՄԱՆ ԱՐԴՅՈՒՆՔՆԵՐԸ

Ա մ փ ո փ ո մ

Աշխատանքում բերվում են սեփական բեկոացում ունեցող աստղերի դիտման արդյունքները և նրանց հիման վրա կատարած վիճակագրական հետազոտությունից ստացած եզրակացությունները:

R. A. VARDANIAN

THE RESULTS OF OBSERVATIONS OF STARS WITH INTRINSIC POLARIZATION

S u m m a r y

The results of observation of stars with intrinsic polarization and the conclusions, made from the statistical investigation of observational data are given in this paper.

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. Р. А. Вардиан, Астроном. циркуляр, 433, 1967.
2. К. А. Григорян, Сообщ. Бюрак. обс., 37, 23, 1966.
3. Р. А. Вардиан, Астрофизика, 4, вып. 1, 152, 1968.
4. Р. А. Вардиан, Астроном. циркуляр, 471, 1968.

5. *R. A. Vardanian*, Non-Periodic Phenomena in Variable Stars, IAU Colloquium Budapest, 1968.
6. *P. A. Варданян*, Астроном. циркуляр, 550, 1970.
7. *P. A. Варданян*, Астрофизика, 6, вып. 1, 77, 1970.
8. *P. A. Варданян*, Астроном. циркуляр, 608, 1971.
9. *A. Kruszevski, T. Genrels, K. Serkowski*, A. J., 73, № 8, 677, 1968.
10. *K. Serkowski*, Polarimetric Observations of Red Variable Stars to be Published, in Contributions from Kitt Peak Observatory.
11. *H. Melvin Dyck*, A. J., 73, № 8, 688, 1968.
12. *K. Serkowski*, IAU Colloquium „New Directions and Frontiers in Variable Stars Research“ in Bamberg, August 3—Sept. 3, 1971.
13. *H. Melvin Dyck and C. Jennings*, A. J., 76, № 5, 431, 1971.
14. *G. Neugebauer, R. B. Leighton*, Two-Micron Sky Survey a Preliminary Catalog, Washington, 1969.

Э. Е. ХАЧИКЯН. ДЖ. А. ЭЙНАТЯН

КОЛОРИМЕТРИЯ ТУМАННОСТЕЙ NGC 6914b и ПАРСАМЯН 22

Диффузные туманности NGC 6914b и Парсамян 22 расположены в темном облаке, которое проектируется на довольно обширную эмиссионную туманность в области γ Лебедя. Расстояние между ними равно $5'$. По внешнему виду туманности резко различаются: NGC 6914b имеет сферическую форму, в то время как Парсамян 22 является кометарной туманностью.

В настоящей работе приведены результаты колориметрического исследования этих туманностей в трех цветах: U, B, V . Снимки туманностей получены одним из авторов (Э. Хачикян) на метровом телескопе системы Шмидта Бюраканской обсерватории, в системе, близкой к системе U, B, V . Сведения о снимках приведены в табл. 1.

Таблица 1

№ пл.	Дата	Сорт пл.	Фильтр	Экспозиция (мин)
30	2—3.XII.64	Agfa AS	UG2	60
31	7—8.XII	"	"	76
32	17—18.VIII.66	Zu2	"	110
2	7—8.IX	Agfa AS	б/ф	30
10	13—14.IX	"	"	15
11	"	"	"	15
17	31.X—1.XI	IIa—E	GG11	25
23	29—30.XI	IIa—F	"	50
27	1—2.XII	IIa—F	"	50

Обе туманности сфотографированы одновременно на одних и тех же пластинках, так что время экспонирования, условия проявки и т. д. для них совершенно одинаковы.

Калибровка и стандартизация* снимков производилась с помощью внефокальных изображений звезд стандартной области NPS .

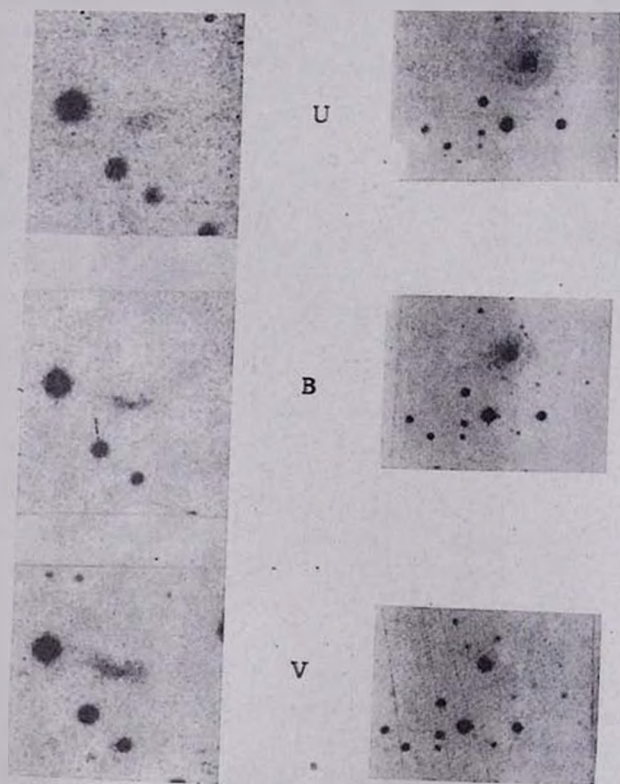
Учет атмосферной экстинкции производился обычным способом.

Величина поправки находилась в пределах $0^m04—0^m38$.

Парсамян 22 ($\alpha = 20^{\text{h}} 21^{\text{m}} 7^{\text{s}}$, $\delta = 42^{\circ} 10'$)

Туманность включена в список кометарных туманностей, составленный Э. Парсамян [1]. Кометарные туманности особо выделяются среди разнообразных форм диффузной материи в Галактике. Они имеют своеобразные очертания, напоминающие веер или комету, и в большинстве случаев связаны с нестационарными объектами типа Т Тельца. При этом расположение звезды относительно туманности столь характерно, что их физическая связь обычно не подлежит сомнению.

Парсамян 22 является двухвеерной кометарной туманностью, по форме напоминающей кометарную туманность Апоп $6^{\text{h}} 04^{\text{m}}$, ядром которой является звезда LkHa 208 [2]. Между веерами Парсамян 22 расположена слабая звезда, которая, по всей вероятности, является красной звездой: в лучах В и V она отчетливо выделяется на фоне туманности (в отличие от ядра известной кометарной туманности Хабла NGC 2261), в лучах же U ядра не видно. Сама туманность в лучах U едва заметна. На рис. 1 приведены фотографии этой туманности в трех цветах: U, B, V.



Парсамян 22

NGC 6914 b

Рис. 1. Фотография туманностей NGC 6914b и Парсамян 22 в лучах U, B, V.

Как видно из рис. 1, туманность вытянута почти вдоль направления восток—запад, причем величина угла раствора веера различна для западной и восточной ветвей туманности и зависит от того, в каких лучах сфотографирована туманность. В лучах V восточная ветвь имеет угол раствора примерно такой же, что и западная $\sim 70^\circ$, в лучах же В восточная ветвь имеет угол раствора $\sim 60^\circ$, а западная $\sim 45^\circ$. Интересно отметить, что восточный и западный вееры расположены несимметрично относительно центральной звезды: они несколько загнуты к северу, причем южные стороны этих вееров являются одна продолжением другой, т. е. угол между ними равен 180° . Восточная ветвь ярче, чем западная на всех пластинках.

Измерения снимков Парсамян 22 выполнены на микрофотометре МФ-2 с квадратной диафрагмой, вырезающей на туманности области площадью $23.5 \square''$. Измерено около 80 областей. Туманность измерена сплошным образом, что позволяет составить детальную картину распределения яркостей и цветов по всей туманности. На рис. 2 приведена схематическая карта распределения значений V, U—B и B—V по туманности. Центральная звезда отмечена черным кружком.

Для оценки точности измерений вычислена средняя арифметическая ошибка поверхностной яркости для каждой области туманности и для каждого цвета (как среднее из трех пластинок). Среднее значение $\bar{\mu}$ представлено в табл. 2, где в последнем столбце указано число измеренных областей.

Таблица 2

Цвет	$\bar{\mu}$	n_{μ}
U	0.11	11
B	0.10	31
V	0.12	79

Путем фотометрического сложения поверхностных яркостей отдельных областей туманности можно оценить интегральную яркость туманности в трех цветах с помощью формулы

$$m_{\Sigma} = -2,5 \lg \Sigma I_i.$$

Получены следующие значения:

$$U_{\Sigma} = 17.75 \text{ (для 11 областей),}$$

$$B_{\Sigma} = 15.75 \text{ (для 31 области),}$$

$$V_{\Sigma} = 14.38 \text{ (для 79 областей).}$$

График зависимости цвета туманности (B—V) от расстояния до ядра туманности (r) представлен на рис. 3. При этом туманность концентрическими окружностями с центром в ядре туманности была разделена на ряд

23.91													
E	23.35	23.11	23.04	23.21	23.42	23.41	23.88	23.78	23.47	23.90	23.84	23.69	
	0.30	0.48							0.66			0.42	
		23.42	22.84	22.37	22.47	22.51	23.31	22.83	32.61	22.71	23.33		23.24
		0.26				0.80	0.41		1.03	0.76			0.39
		23.70	23.10	22.00	21.37	21.38	21.80	21.90	21.55	22.05	22.68	22.95	23.50
	0.04				0.45	1.19				1.05			23.92
		0.45				0.45				0.94	0.72	0.77	
			23.37	22.56	71.52	21.13	20.83	21.14	21.50	21.87	22.33	22.93	23.45
											-0.06		
				1.21								0.86	
		23.49	22.89	22.18	32.07			21.93	22.10	22.34	22.68	23.30	23.30
	0.48					★							
		0.35								0.88	0.47	0.77	
		23.70	23.32	23.36	23.40	23.29	23.18	23.21	22.95	23.26	23.45	23.89	23.96
									-0.03				
		0.77	0.52								0.62		0.28
		23.47	23.71	23.48				23.51	23.44	25.35	23.68		
			0.39					0.77	0.46				

$$\boxed{24.50^{\circ}} \quad \left(\begin{array}{c} V \\ U-B \\ B-V \end{array} \right)$$

Рис. 2. Схематическая карта распределения яркостей и цветов по туманности Парсамин 22.

колец равной ширины (порядка $5''$). Те области туманности, которые попадали в данное кольцо, считались находящимися на одном и том же расстоянии от ядра, причем расстояние до ядра отсчитывалось от середины кольца. Эти расстояния и отложены по оси абсцисс на рис. 3.

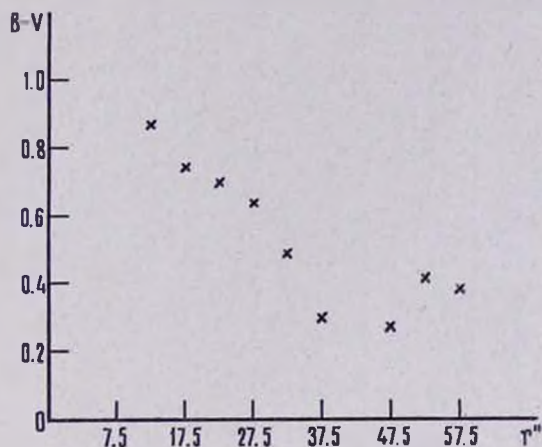


Рис. 3. График зависимости $B-V$ от расстояния r до ядра туманности Парсамян 22.

Средние значения цветов, вычисленные по общим точкам в соответствующих лучах, оказались равными:

$$(U-B) = + 0.45,$$

$$(B-V) = + 0.63.$$

NGC 6914b. Эта туманность отличается своей симметричной формой. Она представляет собою слабую однородную, диффузную туманность, ядром которой служит звезда $BD+41^{\circ}3731$. Радиус наиболее яркой части туманности составляет около 50 угловых секунд. Сама звезда не находится в точности в центре туманности, а смещена немного к северу. Туманность хорошо видна в лучах B и U и очень слаба в лучах V . Спектр $BD+41^{\circ}3731$ в 1954 г. исследован Хербигом [2], который отмечает наличие в нем слабых эмиссионных линий водорода: H_{α} , H_{β} , H_{γ} . Звезда имеет спектральный тип $B2-B3e$, избыток цвета (для $B-V$) равен 0^m9 ($A_B=3^m6$ при $\gamma=4$), модуль расстояния — $10.^m8$. Блеск этой звезды по Рожковскому и Курчакову равен $m_B = + 9^m57$ [3].

Фотография туманности в лучах U , B , V приведена на рис. 1.

Измерение туманности выполнено на новом микрофотометре, разработанном в лаборатории электроники Бюраканской астрофизической обсерватории под руководством М. А. Мартиросяна. Микрофотометр работает в сочетании с электронновычислительной машиной «Наири». Измерено около 170 областей туманности, с квадратной диафрагмой площадью $94''$. Результаты измерений помещены в табл. 3, в первом столбце кото-

Таблица 3

№ сечения	№ области	U	B	V	U-B	B-V
1	2	3	4	5	6	7
I	5	24.08				
	6	23.94				
	7	23.89				
	8	24.26				
	9	23.90				
	10	24.02				
	11	24.10				
	12	23.76				
	13	23.59				
	14	23.99				
II	17	22.55	24.18	23.49	-1.63	0.69
	18	21.06	21.60		-0.54	
	1	21.19	21.52	21.18	-0.33	0.34
	2	22.69	23.88	23.54	-1.19	0.34
	3	23.87				
	4	23.93				
	5	23.66				
	6	23.58	24.15		-0.57	
	7	23.58				
	8	23.71				
III	9	23.79				
	10	24.03				
	11	23.68				
	12	23.93				
	13	23.72				
	14	24.65				
	5	23.23	23.73	23.10	-0.50	0.63
	6	23.88				
	7	24.11				
	8	24.01				
IV	9	23.75				
	10	23.50	24.04		-0.54	
	11	23.61	23.93		-0.32	
	12	23.42				
	13	23.46	24.16		-0.70	
	14	23.48	24.20		-0.72	
	15	24.08				
	16	24.98				
	4	23.95				
	5	28.45	23.99		-0.54	
V	6	23.40	23.69		-0.29	
	7	23.23	23.55		-0.32	
	8	23.03	23.41	23.74	-0.38	-0.33
	9	23.13	23.52	23.68	-0.39	-0.04
	10	23.47	23.75		-0.28	
	11	23.40				
	12	23.66				
	4	24.14				
	5	23.92				
	6	23.45				
	7	23.29	23.89		-0.60	
	8	23.19	23.66		-0.47	
	9	23.08	23.61		-0.53	

Продолжение таблицы 3

1	2	3	4	5	6	7
VI	10	22.90	23.37	23.94	-0.47	-0.57
	11	22.88	23.53		-0.65	
	12	22.91	23.39		-0.48	
	13	23.09	23.58		-0.49	
	14	23.24	23.75		-0.51	
	15	23.37	24.09		-0.72	
	16	23.54				
	2	24.04				
	3	23.39				
	4	23.22	24.07		-0.85	
	5	22.98	23.41		-0.43	
	6	22.89	23.18		-0.29	
	7	22.69	23.31	23.83	-0.62	-0.52
	8	22.74	23.32		-0.58	
	9	22.73	23.18	23.57	-0.45	-0.39
	10	22.79	28.38	23.86	-0.59	-0.28
VII	11	22.89	23.45	23.69	-0.56	-0.24
	12	22.94	23.65	23.68	-0.71	-0.03
	13	23.31	24.00		-0.69	
	14	23.88				
	15	23.85				
	16	24.01				
	5	23.53				
	6	23.08	23.87	23.89	-0.79	-0.02
	7	22.84	23.34		-0.50	
	8	22.72	23.36		-0.64	
	9	22.24	22.97	23.45	-0.73	-0.48
	10	21.36	21.99	21.71	-0.63	0.28
	11	21.96	22.43	22.56	-0.47	-0.13
	12	22.58	22.94	23.55	-0.36	-0.61
	13	22.75	23.13	23.94	-0.38	-0.81
	14	22.82	23.42		-0.60	
VIII	15	23.26	23.79		-0.53	
	16	23.62				
	17	23.90				
	18	23.90				
	3	23.85				
	4	23.31	23.60		-0.29	
	5	22.98	23.31	23.87	-0.33	-0.56
	6	22.65	22.82	23.72	-0.17	0.10
	7	22.36	22.46	23.07	-0.10	-0.61
	10	21.00	21.82	21.89	-0.82	-0.07
	11	22.62	23.08	23.55	-0.46	-0.47
	12	22.73	23.32	23.83	-0.59	-0.51
	13	22.90	23.56	23.94	-0.66	-0.38
	14	23.72				
	15	23.76				
	16	24.02				
IX	2	24.23				
	3	23.80				
	5	23.79				
	6	23.26	23.79		-0.53	
	7	22.92	23.43		-0.31	
	8	22.51	22.96	23.50	-0.45	-0.54
	9	21.47	21.89	22.35	-0.42	-0.46
	11	21.22	21.27	21.34	-0.05	-0.07
	12	22.49	22.69	23.41	-0.20	-0.72

1	2	3	4	5	6	7
	13	22.83	22.93	23.70	-0.10	-0.77
	14	23.11	23.53		-0.42	
	15	23.59	23.97		-0.38	
	16	23.83				
X	3	23.81				
	4	23.61				
	5	23.47	23.92		-0.45	
	6	22.98	23.30	23.83	-0.32	-0.53
	7	22.74	23.05	23.80	-0.31	-0.75
	8	22.37	22.54	23.22	-0.17	-0.68
	9	22.09	22.26	22.70	-0.17	-0.44
	10	22.29	22.54	23.20	-0.25	-0.66
	11	22.71	23.05	23.56	-0.34	-0.51
	12	23.09	23.74		-0.65	
	13	23.43	23.97		-0.54	
	14	24.03				
	15	23.99				
XI	5	23.91				
	6	23.67				
	7	23.38	23.86		-0.48	
	8	22.93	23.39		-0.46	
	9	22.86	23.17	23.72	-0.31	-0.55
	10	22.77	23.09	23.73	-0.32	-0.64
	11	22.83	23.27	23.76	-0.44	-0.49
	12	23.13	23.62		-0.49	
	13	23.33	23.67	23.82	-0.34	-0.15
	14	23.85				
	15	23.74				
	16	23.92				
XII	5	23.84				
	6	23.43	23.87	23.97		
	7	23.44			-0.44	-0.10
	8	23.27	23.61		-0.34	
	9	23.01	23.48		-0.47	
	10	23.32	23.78	24.02	-0.46	-0.24
	11	23.26	23.86		-0.60	
	12	23.36	24.04		-0.68	
	13	24.00				
	16	24.18				
XIII	4	24.15				
	5	24.12				
	6	23.80				
	7	23.50				
	8	23.10	22.85	22.27	0.25	0.58
	9	23.81	23.86		-0.05	
	10	23.46	23.90		-0.44	
	11	23.61	22.95		-0.34	
	12	23.88				
	13	23.72				
	14	23.96	24.21		-0.25	
	15	24.04				
XIV	4	23.73				
	7	23.84				
	8	23.85				
	11	23.99				
	13	24.11				

Продолжение таблицы 3

1	2	3	4	5	6	7
XV	5	24.06				
	9	24.00				
	10	23.85				
	14	24.04				
XVI	4	22.86	23.17	22.69	-0.31	0.48
	5	24.12				

рой даны номера сечений, вдоль которых велись измерения, во втором — порядковые номера исследованных областей, поверхностные яркости которых в лучах U, B, V (в звездных величинах с квадратной секунды) помещены соответственно в третьем, четвертом и пятом столбцах, а в последних двух столбцах даны соответственно значения $U-B$ и $B-V$.

Среднее значение μ представлено в табл. 4 (как среднее из двух пластинок).

Таблица 4

Цвет	$\bar{\mu}$	n_{μ}
U	0.11	172
B	0.08	90
V	0.10	50

Таким же методом, как и для Парсамян 22, построен график зависимости цвета NGC 6914b от расстояния до ядра. Ширина каждого кольца в этом случае выбрана равной $\sim 9.''7$, расстояние первого кольца от ядра — $14.''5$, а радиус наименьшей окружности около $10''$. График этой зависимости приведен на рис. 4. Так же как и для Парсамян 22, вычислены интегральные величины NGC 6914b в лучах U, B, V и средние цвета:

$$U_z = 12.6 \text{ (по 172 областям),}$$

$$B_z = 13.4 \text{ (по 90 областям),}$$

$$V_z = 14.0 \text{ (по 44 областям),}$$

$$(\overline{B-V}) = -0.27,$$

$$(\overline{U-B}) = -0.47.$$

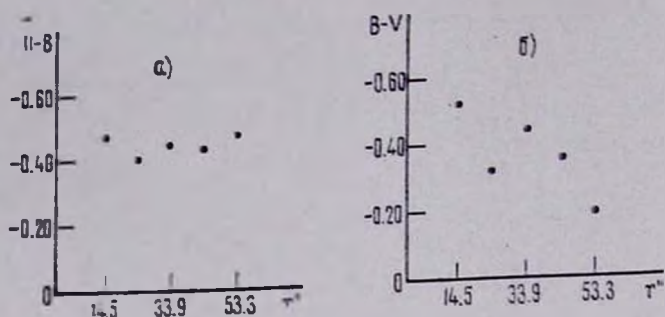


Рис. 4. График зависимости $U-B$ и $B-V$ от расстояния r до ядра туманности NGC 6914b.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

При рассмотрении рис. 2 и 4 сразу бросается в глаза тот факт, что во всех областях туманности NGC 6914b (за редким исключением) значения $(U-B)$ и $(B-V)$ отрицательные, а у Парсамян 22 — положительные. Так как туманности находятся рядом и фотографированы в одинаковых условиях, то можно сделать вывод, что NGC 6914b значительно голубее, чем Парсамян 22.

Туманность NGC 6914b голубая и в абсолютном смысле. Дело в том, что вышеприведенные данные относительно цветов туманностей должны быть исправлены за межзвездное поглощение. Учет межзвездного поглощения должен привести к уменьшению значений $(U-B)$ и $(B-V)$. Для NGC 6914b межзвездное поглощение можно учесть, если считать, что ее ядро находится на одинаковом с ней расстоянии, что, по-видимому, можно с уверенностью принять. В этом случае, учитывая величину избытка цвета $BD+41^{\circ}3731$ (0^m9), получаем, что значение $(B-V)$ для туманности в действительности порядка или меньше, чем -1^m . То же самое справедливо и для значения $(U-B)$: оно также должно быть значительно меньше, чем -1^m . Насколько нам известно, таким голубым цветом обладает еще одна туманность — IC 432 [4]. Однако между этими туманностями имеется существенная разница: IC 432 имеет сложную структуру с рядом ярких прожилок и разную форму, в разных лучах, в то время как NGC 6914b совершенно однородная и имеет одинаковую форму в разных цветах.

В [3] туманность NGC 6914b причисляется к типу отражательных. Обычно при отражении туманность может стать голубее ядра на 0^m25 — 0^m30 . Если NGC 6914b отражательная туманность, то ее ядро должно быть очень голубым ($(B-V)$ порядка -0.7 , и $(U-B)$ — 1.0). Но ядро NGC 6914b, как уже отмечалось выше, имеет спектр типа B, которому соответствует показатель -0.3 .

Обусловить при отражении наблюдаемый голубой цвет туманности такая звезда в обычных условиях не может.

Однако при Релеевском рассеянии показатель цвета туманности может иметь отрицательное значение и доходит до -1.0 , -1.2 , даже если ядро окажется типа В. В этом случае размеры частиц туманности должны быть меньше или порядка 10^{-6} см.

Не исключена возможность, что в случае NGC 6914b имела место случайная встреча звезды типа В2 с облаком, состоящим из частиц, размеры которых меньше, чем 10^{-6} см. Но в этом случае свечение туманности должно быть сильно поляризовано. С этой точки зрения поляриметрические наблюдения NGC 6914b представляют большой интерес.

Следует обратить внимание также на тот факт, что NGC 6914b, будучи сама голубой, с удалением от центра краснеет, а Парсамян 22, наоборот, будучи красной, синееет (рис. 3 и 4б). Что же касается значения $(U-B)$, то у NGC 6914b оно как будто не меняется с удалением от ядра (рис. 5а).

Парсамян 22 является типичной кометарной туманностью с двумя веерами. К сожалению, не имеется каких-либо данных о ядре этой туманности. Ясно только, что ядро имеет красный цвет. В лучах В оно слабее, чем в лучах V, а в ультрафиолетовых лучах его вообще не видно. Правда, снимки в лучах U несколько размытые, но никакого следа звезды на этих снимках нет.

Май 1973 г.

Է. Ե. ԽԱՉԻԿՅԱՆ, Ջ. Ա. ԷՅՆԱՏՅԱՆ

NGC 6914b եւ ՊԱՐՍԱՄՅԱՆ 22 ՄԻԳԱՄԱԾՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԻ
ԳՈՒՆԱԶԱՓՈՒԹՅՈՒՆ

Ա մ փ ո փ ու մ

Քերվում են NGC 6914b և Պարսամյան 22 երկու դիֆուզ միգամածությունների գունաչափության արդյունքները: Լուսանկարները ստացված են Բյուրականի աստղադիտարանի մեկ մետրանոց Շմիդտի դիտակի օգնությամբ: Չափված են միգամածությունների առանձին տիրույթների մակերևութային պայծառությունները և նրանց $(U-B)$ և $(B-V)$ գույները:

Գտնվելով երկնքի միևնույն տիրույթում այդ միգամածությունները խրստիվ տարբերվում են գույնով NGC 6914b շատ կապույտ է, իսկ Պարսամյան 22-ը՝ շատ կարմիր:

E. Ye. KHACHIKIAN, J. A. EJNATIAN

THE COLOURIMETRY OF NEBULAE NGC 6914b
AND PARSAMIAN 22

S u m m a r y

The results of colour observations of two diffuse nebulae NGC 6914b and Parsamian 22 are presented. The plattes have been

received with the 1 m. Schmidt camera of Byurakan observatory. The surface brightnesses and (U—B), (B—V) colours of separate parts of these nebulae are measured. The colours of these nebulae differ strongly from each other, though both nebulae are located in the same region of sky: NGC 6914b is very blue, but Parsamian 22 is very red.

ЛИТЕРАТУРА

1. Э. С. Парсамян, Изв. АН АрмССР, 18, 16, 1965.
2. G. H. Herbig, Contr. Lick observ, ser. 11, 99, 1960.
3. Д. А. Рожковский, А. В. Курчаков, Труды Астроф. ин-та АН Казахской ССР, 11, 1968.
4. Э. Е. Хачикян, ДАН АрмССР, 23, 8, 1956.

О. В. ОГАНЕСЯН

ФОТОМЕТРИЧЕСКОЕ ИЗУЧЕНИЕ НЕКОТОРЫХ БИПОЛЯРНЫХ ПЛАНЕТАРНЫХ ТУМАННОСТЕЙ

Биполярные планетарные туманности, имеющие две яркие «шапки», расположенные симметрично относительно ядра, обычно объясняются существованием в туманностях магнитного поля квазидипольного типа [1, 2] или вообще магнитного поля [3, 4].

Детальный осмотр снимков планетарных туманностей, приведенных в каталоге Перека и Коутека [5], показывает, что из 210 планетарных туманностей, структура которых может быть выявлена на этих снимках более или менее уверенно, почти половина (115) имеет биполярную структуру. Поскольку «шапки» могут наблюдаться лишь тогда, когда малая ось туманности будет направлена не по лучу зрения, то среди остальной части туманностей, надо полагать, также могут быть биполярные. Поэтому биполярность формы следует считать одной из важных структурных особенностей планетарных туманностей.

Детальное изучение структуры планетарных туманностей в известной степени зависит от возможности иметь их изофоты в тех или иных лучах. С этой целью осенью 1970 г. на 21" телескопе системы Шмидта Бюраканской обсерватории были получены снимки трех планетарных туманностей—NGC 650-1, 6905 и 7008 в фотографических лучах. Кроме того был использован снимок планетарной туманности апоп. 07^h 07^m, полученный Г. А. Гурздяном в красных лучах в 1962 г. на 40" телескопе системы Шмидта Бюраканской обсерватории. Данные о собранном нами материале для указанных четырех планетарных туманностей приведены в табл. 1.

Таблица 1

Сводные данные изученных планетарных туманностей

Планетарные туманности	Телескоп	Пластика	Кол-во снимков	Дата	Область фотографир.	Экспозиция (мин)
NGC 650-1	21"	ZU-2 (Special)	2	7-8-9.IX.70	pg	20
NGC 6905	21"	ZU-2 (Special)	3	7-8-9.IX.70	pg	20
NGC 7008	21"	ZU-2 (Special)	1	7-8.IX.70	pg	20
апоп. 07 ^h 07 ^m	40"	Kodak 103a-E+RG1	1	24-25.IX.62	H _α	20

Характеристические кривые для измерения изображений туманностей были построены по внефокальным изображениям звезд NPS [6] — в случае NGC 650-1, 6905, 7008 и Плеяды [7] — в случае ап. 07^h07^m. Обработка фотопластинок проведена на микрофотометре МФ-2 через диафрагмы квадратной формы с линейными размерами 0,02×0,02 мм (для NGC 6905, 7008) и 0,05×0,05 мм (для NGC 650-1 ап. 07^h07^m).

В результате измерений были построены системы изотоп для упомянутых планетарных туманностей в фотографических и в фотокрасных лучах (в произвольных единицах): они представлены на рис. 1—4. Кроме того, были найдены также интегральные (m_n) и поверхностные яркости $\left[H\left(\frac{m}{\square}\right) \right]$ этих туманностей, исправленные за эффект межзвездного по-

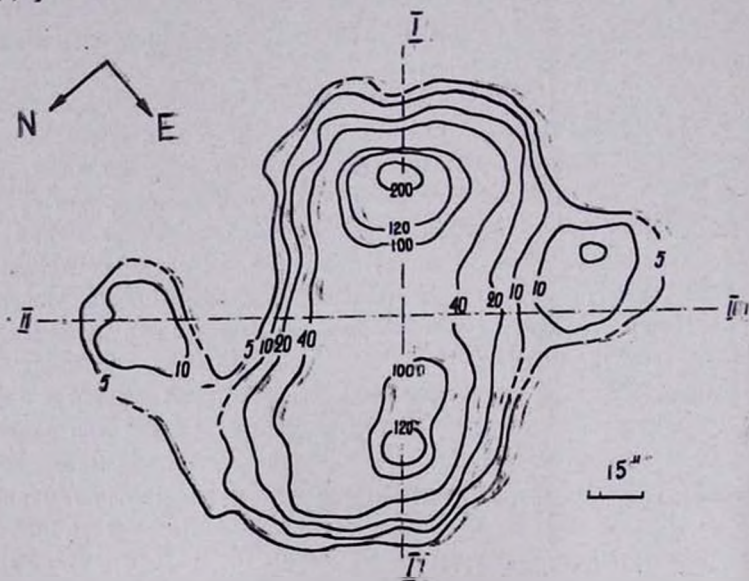


Рис. 1. Изофоты планетарной туманности NGC 650-1 в фотографических лучах (интенсивности — в произвольных единицах).

глошения (по методу П. П. Паренато [8]). Эти результаты представлены в табл. 2, где A есть принятая величина межзвездного поглощения на тысячу парсек в направлении данной туманности.

Для планетарных туманностей NGC 6905 и 7008 изофоты в фотографических лучах построены впервые. В приведенных на рис. 2 и 3 изофотах их биполярная структура выявляется довольно четко.

Что касается туманности NGC 650-1, то она была изучена более подробно. Согласно эволюционной классификации планетарных туманностей [9], эта туманность является биполярной и одновременно спиралевидной. Для этой туманности был применен астрофизический метод определения расстояния, детально рассмотренный Г. А. Гурздяном [10]. Этот метод

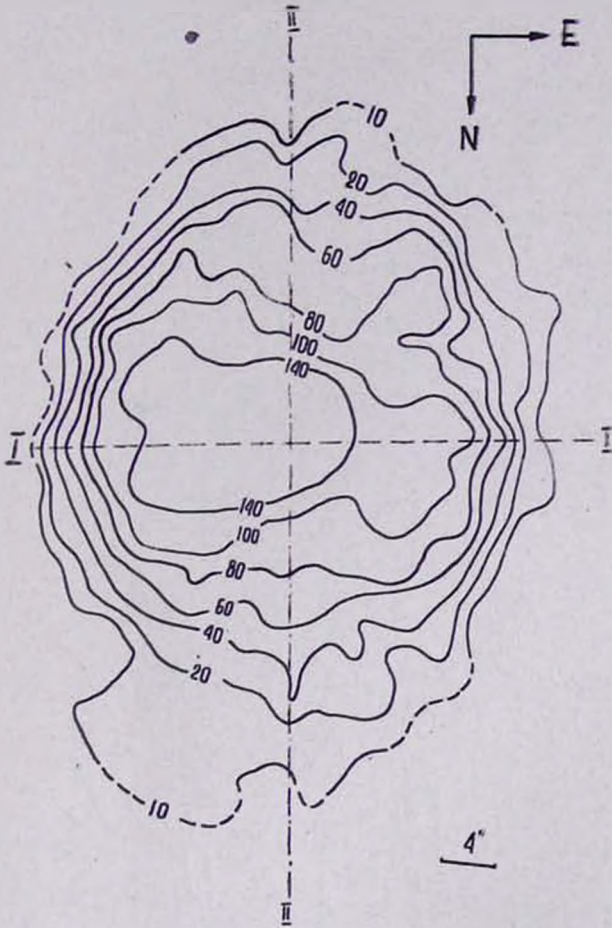


Рис. 2. Изофоты планетарной туманности NGC 6905 в фотографических лучах (интенсивности — в произвольных единицах).

Найденные интегральные (m_n) и поверхностные (H_s) яркости изученных планетарных туманностей

Таблица 2

Планетарные туманности	A	m_n	D''	$H \left(\frac{m}{\square'} \right)$
NGC 650—1	1 ^m 4	10 ^m 0	148×105"	11 ^m 5 (pg)
NGC 6905	1.5	10.6	44×37	9.8 (pg)
NGC 7008	2.4	10.3	89×53	10.4 (pg)
апоп. 07 ^h 07 ^m	0.3	11.7	100×65	12.9 (H_s)

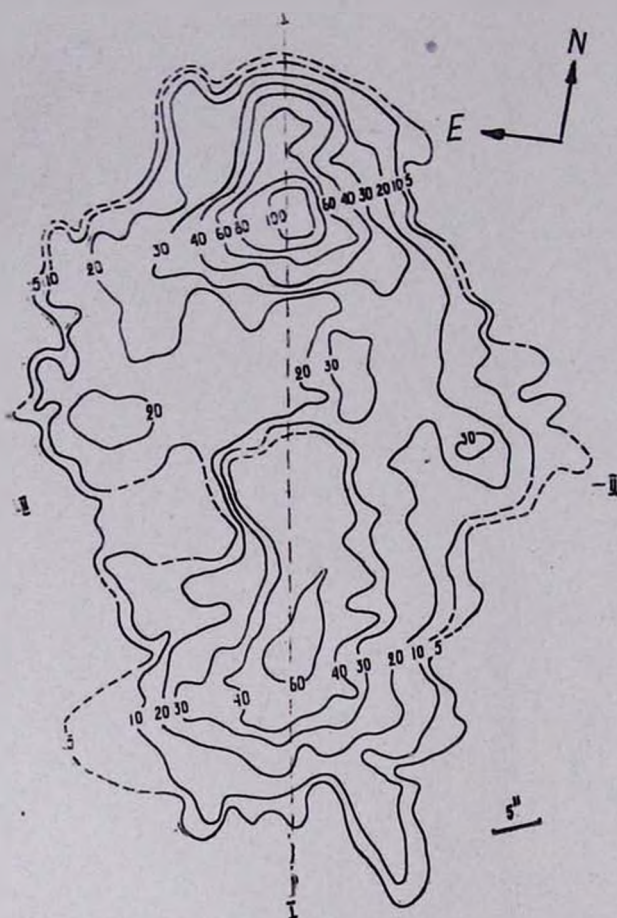


Рис. 3. Изофоты планетарной туманности NGC 7008 в фотографических лучах (интенсивности — в произвольных единицах).

основан на одновременном использовании системы изофот туманности и известной хотя бы в одной точке туманности электронной концентрации, найденной с помощью отношения интенсивностей линий 3726 [OII] и 3729 [OI]. Применение этого метода с использованием полученных нами изофот и электронной концентрации из [11] дает для расстояния NGC 650-1 $r=400$ пс. Для массы этой туманности мы нашли $M = 0.065 M_{\odot}$. Отсутствие данных об электронных концентрациях, найденных методом отношений линий 3726—3729 [OII], не дает возможности применить указанный метод определения расстояний для отдельных планетарных туманностей.

С динамической точки зрения особый интерес представляет туманность ап. 07^h07^m. Она имеет почти прямоугольную форму (тип «песочные часы»), напоминающую известную планетарную туманность на южном небе IC 4406, и почти не была изучена [5]. Изофоты этой туманности, по-

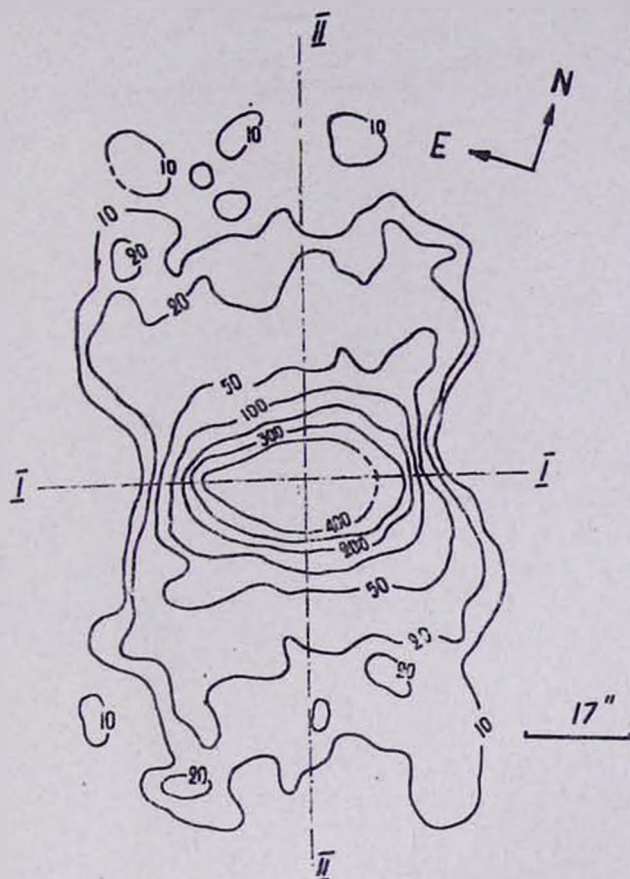


Рис. 4. Изофоты планетарной туманности в коор. $07^h 07^m$ в фото-красных лучах (интенсивности — в произвольных единицах).

строенные нами также впервые в H_α лучах, приведены на рис. 4. Поверхностная яркость этой туманности в H_α лучах по нашим измерениям равна $12^m 9$, что немногим отличается от оценок Б. А. Воронцова-Вельяминова — $12^m 4$ [12] и Коутека — $13^m 3$ [5]. Оценка ее расстояния, сделанная по методу И. С. Шкловского [13], дает ~ 500 пс, а оценка средней электронной концентрации, сделанная по методу Мензела и Аллера [14], дает $n_e \sim 300 \text{ см}^{-3}$.

Июнь 1972 г.

Филиал Бюраканской астрофизической
обсерватории по космическим исследованиям
АН Армянской ССР.

Ա. Վ. ԱՆՎԱՆԻՍՅԱՆ

ՄԻ ՔԱՆԻ ԵՐԿԻՐԵՎԵՌ ՄՈԼՈՐԱԿԱԶԵՎ ՄԻԳԱՄԱԾՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԻ
 ԼՈՒՍԱԶԱՓԱԿԱՆ ՈՒՍՈՒՄՆԱՍԻՐՈՒՄԸ

Ա Մ Փ Ո Փ Ո Ւ Մ

Կատարվում է չորս երկրեևս մոլորակաձև միգամածությունների լուսա-
 չափական ուսումնասիրումը: Դիտումները կատարվել են Բյուրականի աստ-
 ղադիտարանի Շմիտդի տիպի 21" և 40" դիտակներով օգնությամբ:

Դիտման արդյունքները ներկայացված են աղյուսակ 1-ում, իսկ ստացված
 արդյունքները՝ աղյուսակ 2-ում: Միգամածությունների իզոֆոտները, ինտեն-
 սիվության կամավոր միավորներով, բերված են նկ. 1—4-ում: NGC 6905-ի
 և 7008-ի համար առաջին անգամ կառուցվել են իզոֆոտները լուսանկարչա-
 կան ճառագայթներում:

NGC 650—1-ի համար որոշվել է հեռավորությունը աստղաֆիզիկական
 մեթոդով և ստացվել է $r \approx 400$ պարսեկ, իսկ զանգվածը՝ $0.065 M_{\odot}$ anon. 07^m
 07^m-ի համար առաջին անգամ կառուցվել է իզոֆոտները լուսանկարմիր ճա-
 ռագայթներում (նկ. 4): Գնահատվել է միջին էլեկտրոնային խտությունը
 ($n_e \sim 300$ սմ⁻³), և հեռավորությունը Շկլովսկու մեթոդով ($r \sim 500$ պարսեկ):

H. V. HOVHANESIAN

THE PHOTOGRAPHIC PHOTOMETRY OF SOME BIPOLAR PLANETARY NEBULAE

S u m m a r y

A photographic photometry of four bipolar planetary nebulae —
 NGC 650—1, 6905, 7008 and anon. 07^h07^m — is carried out. Observations
 are made by 21" and 40" Shmidt telescops of Burakan observatory. The
 results of our observations and measurements are given in Tables 1 and
 2. The isophots in photographic rays for the nebulae NGC 650—1,
 6905 and 7008 are shown in Fig. 1—3 in arbitrary units of the intensi-
 ty.

The distance of the nebula NGC 650—1, obtained by an astro-
 physical method, is 400 ps, the mass — $0.065 M_{\odot}$.

The isophots in H₂ rays for a less known but a very interesting-
 form nebula — anon. 07^h07^m — are derived also (Fig. 4).

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. Г. А. Гурзадян, Сообщ. Бюрак. обс., 24, 33, 1958.
2. Г. А. Гурзадян, ДАН СССР, 120 № 4, 734, 1958.
3. D. H. Menzel, IAU Symposium № 34, Planetary Nebulae, p. 279, Holland (1968).
4. E. Woyk, IAU Symposium № 34, Planetary Nebulae, p. 275, Holland (1968).

5. *L. Perek, L. Kohoutek, Catalogue of Galact. Planetary Nebulae, Praha (1967).*
6. *В. В Шаронов. Курс астрофизики и зв. астр., том I.*
7. *L. Binnedijk, Ann. van der Stern, Leiden, XIX, 1946.*
8. *А. С. Шаров, Астрономич. журн., 40, 900, 1963.*
9. *Г. А. Гурздян, Планетарные туманности, М., 1962.*
10. *Г. А. Гурздян, Сообщ. Бюрак. обс., 34, 59, 1963.*
11. *R. Minkowski, Ap. J., 95, 243, 1942.*
12. *Б. А. Воронцов-Вельяминов, Астрономич. журн., 38, 75, 1961.*
13. *И. С. Шкловский, Астрономич. журн., 33, 3, 1956.*
14. *D. H. Menzel, L. H. Aller, Ap. J., 93, 195, 1941.*

С. Г. ИСКУДАРЯН

ЦВЕТА ЯДЕР Sc ГАЛАКТИК

Работа, которая велась в Бюраканской обсерватории с целью классификации галактик по пятибалльной системе, основанной на внешней форме ядра и окооядерной области [1, 2], включала и приближенную колориметрию ядер большинства подвергнутых изучению галактик [3—6]. Настоящая статья является частью этой работы и относится к колориметрии звездообразных и звездоподобных ядер, а также некоторых некомпактных ядер Sc галактик из списка [7]. Она ставит себе целью сравнение цветов ядер Sc галактик с цветами галактик других Хаббловских типов, а также исследование соотношений между следующими величинами: цвет ядра, интегральный цвет галактики, бюраканский класс, спектральный тип.

С самого же начала отметим, что говоря о яркостях и цветах ядер галактик, мы имеем в виду результаты наших измерений, которые относятся к центральным сгущениям, куда ядра, имеющие меньшие размеры, входят как составные части. В большинстве случаев истинные ядра оказываются по размерам ниже разрешающей способности применяемых инструментов. Но для удобства мы будем называть центральные сгущения, размеры которых определяются в большинстве случаев разрешающей силой снимков, ядрами соответствующих галактик.

Для наблюдений и обработки снимков в желтых лучах применялась та же методика, что и в работе [7] для снимков в фотографических лучах. Снимки в желтых лучах были получены так же на 21" рефлекторе Шмидта, в большинстве случаев на пластинках Kodak OAD в сочетании со светофильтром GG 11. Эта комбинация соответствует интернациональной фотовизуальной системе. Часть снимков получена на пластинках Agfa Panch в сочетании со светофильтром OG 1. В этой комбинации наша цветовая система представляется следующим уравнением:

$$CI_{\text{int}} = 0.762 CI + 0.061.$$

Данные об определенных нами цветах ядер Sc галактик приводятся в табл. 1. В столбцах таблицы последовательно даются: порядковые номера галактик, номера по NGC или IC, определенные нами фотовизуальные звездные величины ядер и цвета ядер в интернациональной системе, спектральные типы галактик по Хюмассону, Мейоллу и Сандейджу [8], интегральные показатели цвета по Петтиту [9] или Холмбергу [10], абсолютные звездные величины ядер в фотографических лучах и бюраканский класс

Таблица 1

№	NGC IC.	m_{pv}	CI (я)	СТ	CI _{интер.}	M_{pk} (я)	БК
1	2	3	4	5	6	7	8
1	157	14 ^m .8	+1 ^m .4	G4	0 ^m .50	-15 ^m .8	5
2	514	15.8	+0.4	G0	0.61	17.0	4
3	598	13.1	0.8	A7	0.40 _Г	10.4	5
4	1058	15.2	0.5	—	0.44	14.1	4
5	1087	15.6	0.2	F0	0.58	15.8	4
6	342	12.2	0.5	F0	0.97	14.6	4
7	1637	14.4	1.3	F8	0.60	14.3	4
8	2268	14.4	1.2	—	0.69	17.0	4
9	2276	15.4	0.4	—	0.62	16.9	4
10	2964	14.4	1.6	F5	0.79	15.1	4
11	3055	15.3	0.2	—	0.56	16.3	4
12	3162	14.9	0.4	F5	—	16.0	4
13	3184	14.6	0.3	F3	0.66	15.1	4
14	3344	13.2	1.1	F5	0.65	15.8	5
15	3370	14.8	0.7	—	—	15.7	4
16	3396	15.0	-0.6	—	—	17.2	4
17	3486	14.2	+0.5	G3	0.35	16.1	4
18	3512	15.3	0.7	—	0.59	15.4	4
19	3646	14.3	1.4	—	0.62	18.1	4
20	3726	14.7	0.3	A8	0.36 _Г	15.6	4
21	3810	14.0	1.5	G0	0.43	14.4	4
22	3893	14.3	1.2	F2	—	15.3	4
23	3995	15.0	-0.1	—	—	18.3	5
24	4038	15.4	0.0	F0	—	16.0	4
25	4039	15.1	+0.5	F5	—	15.8	4
26	4136	15.5	0.3	F8	—	14.4	4
27	4162	15.2	0.8	—	—	16.6	4
28	4212	14.4	1.0	—	0.63 _Г	15.2	4
29	4254	14.3	1.0	—	0.47 _Г	15.3	4
30	4303	12.6	0.4	G0+	0.57	17.6	4
31	4535	14.4	0.8	—	0.51 _Г	15.4	4
32	4559	15.5	0.9	A7	0.29 _Г	13.9	5
33	4567	14.3	-0.2	—	0.64 _Г	16.5	5
34	4793	14.1	+0.5	—	0.61	18.0	4
35	5194	13.3	1.1	F8	0.38	13.1	4
	5195	14.7	1.1	F5	0.77	11.7	3
36	6207	13.4	0.1	F8	0.45	17.3	5
37	6217	13.7	0.0	F8	0.58	18.0	5
38	6412	15.7	0.3	—	0.45	15.8	4
39	6946	13.8	0.8	F5	0.79	13.6	4
40	7448	14.1	1.4	G2	0.41	17.3	4
41	7678	15.4	0.3	F5	0.63	17.7	4
42	7769	14.3	0.7	—	0.52	18.9	5
43	214	15.8	1.5	G3	0.67	16.7	2
44	428	17.3	0.8	—	0.40	12.9	2
45	628	16.3	1.1	F5	0.55	12.3	2
46	925	17.1	0.2	F0	0.55	12.5	2
47	1003	16.9	0.6	F0	0.46	12.3	2
48	2537	16.3	0.6	E _m	0.59	11.5	2
49	2903	13.2	0.0	F0	0.64	16.3	2 ₅
50	3395	16.6	0.9	—	—	14.3	2
51	3430	17.4	-0.4	—	0.67	14.8	2
52	3556	17.5	-0.8	F0	0.56	12.6	2
53	3684	17.8	-0.2	F0	0.60	13.6	2
54	3949	15.1	+1.6	G0	—	13.3	2
55	4178	17.6	0.3	—	0.33 _Г	12.7	2
56	4414	14.9	0.7	G2	0.65	14.5	2
57	4490	17.4	-1.4	A5	0.28 _Г	15.7	2

1	2	3	4	5	6	7	8
58	4568	$16^m 2$	$+1^m 2$	—	$0^m 77\gamma$	$-13^m 2$	2
59	4631	16.5	0.4	A	0.42	11.7	2
60	5033	15.1	1.7	G1	0.46	13.6	2
61	5248	15.7	1.2	F8	0.53	14.0	2
62	5364	18.1	-1.0	G2	0.59	14.2	2
63	5457	15.6	+1.6	F8	0.50	10.1	2
64	5585	16.5	0.6	—	0.35γ	10.2	2
65	5668	17.9	-0.4	F0	0.62	14.3	2
66	5676	16.0	+1.0	—	0.71	15.5	2
67	5678	16.6	1.2	—	—	14.8	2
68	5962	15.5	1.8	G0	0.59	14.9	2
69	6015	17.8	0.1	F8	0.54	12.9	2
70	6070	17.3	-0.3	F8	0.62	15.3	2 ₃
71	6181	15.7	+1.4	G2	0.53	15.3	2
72	6503	16.1	0.6	—	0.63	12.9	2
73	7541	16.6	0.9	F2	0.73	15.4	2
74	7606	15.8	1.7	G2	0.73	15.1	2

γ — интегральный цвет по Холмбергу [10].

α — спектральный тип по Мейоллу, Моргану [11].

$+$ — спектральный тип по Стеббинсу, Уитфорду [12].

[7]. Здесь отметим, что оценки класса центральных частей галактик в желтых лучах, за одним исключением, не отличаются от оценок в голубых лучах, т. е. класс галактик не зависит от цвета.

Из таблицы видно, что цвета ядер Sc галактик меняются в очень большом интервале. Для звездобразных и звездоподобных ядер цвет меняется в интервале от $-0^m 6$ до $+1^m 6$, а для центральных сгущений галактик класса 2 — в интервале от $-1^m 4$ до $+1^m 8$. Отметим здесь, что яркости этих сгущений оценены глазомерным путем. Для галактик класса 2 результаты этих глазомерных оценок на разных парах пластинок близки друг другу, тем не менее следует отметить, что они дают лишь весьма приближенное представление о цветах ядер этих галактик.

Интегральные цвета тех же галактик меняются в более узком интервале, чем цвета их ядер. Интегральный показатель цвета галактик классов 5 и 4 меняется в интервале от $+0^m 3$ до $+1^m 0$, а для галактик класса 2 он находится в интервале от $+0^m 3$ до $+0^m 8$. Несомненно, что вследствие относительно больших ошибок наших фотометрических определений дисперсия полученных нами показателей цвета ядер должна быть больше истинной.

Хотя среди галактик с компактными ядрами встречаются более красные объекты, чем галактики класса 2, тем не менее средние интегральные показатели цвета для галактик классов 5, 4 и 2 оказались одинаковыми, порядка $+0^m 6$.

Нами рассмотрено распределение галактик разных бюраканских классов по цветам их ядер. Было подсчитано число галактик для трех интервалов цвета:

1. $CI(я) < +0^m5$, 2. $+0^m5 \leq CI(я) < +1^m0$, 3. $CI(я) \geq +1^m0$.

Результаты подсчетов приведены в табл. 2, в которой каждому заданному морфологическому типу и каждому бюраканскому классу соответствует одна строка, а каждому интервалу цвета соответствуют два последовательных столбца. В первом из них дается число галактик n в данном интервале цвета, а во втором — процент, составляемый этими галактиками среди суммарного числа галактик всех цветов данной строки. В последнем большом столбце табл. 2 приведены интервалы значений цветов ядер галактик соответственного Хаббловского типа и бюраканского класса.

Таблица 2

HT	БК	Интервалы CI (я)						Определенные интервалы зна- чений CI (я)
		CI (я) < +0 ^m 5		+0 ^m 5 < CI (я) < +1 ^m 0		CI (я) > +1 ^m 0		
		n	%	n	%	n	%	
Sc	5	4	44	3	33	2	22	-0 ^m 2 — +1 ^m 4
	4	13	39	10	30	10	30	-0.6 — +1.6
	2	12	38	8	25	12	38	-1.4 — +1.8
Sb	5	2	29	4	57	1	14	+0.1 — +1.0
	4	3	9	21	62	10	29	+0.4 — +1.3
	3	1	3	21	70	8	27	+0.4 — +1.4
Sa	5	2	33	3	50	1	17	+0.2 — +1.1
	4	1	4	14	64	7	32	+0.4 — +1.5
	3	0	0	6	33	12	67	+0.5 — +1.5
	2	0	0	3	60	2	40	+0.6 — +1.3

При рассмотрении таблицы бросается в глаза сравнительно большая доля звездообразных ядер всех Хаббловских типов галактик в интервале цветов $CI(я) < +0^m5$ и галактик с некомпактными ядрами в интервале $CI(я) \geq +1^m0$. Интересен также тот факт, что голубые ядра встречаются только среди Sc галактик. На рис. 1 в первую очередь бросается в глаза совершенно отличающийся вид гистограмм для Sc галактик от гистограмм Sa и Sb галактик, что поневоле приводит к мысли, что у Sc галактик по существу совершенно другие ядра, чем у Sa и Sb галактик. Здесь отметим, что данные о цветах ядер Sa и Sb галактик взяты из работ [5, 6].

Остановимся на рис. 1 подробнее:

Класс 5. Для Sc галактик этого класса характерен значительный диапазон цветов ядер. Встречаются очень голубые и очень красные ядра. У Sb галактик этого класса нет объектов с очень голубыми или очень красными ядрами. Максимум находится в интервале цветов $+0^m5 \leq CI(я) < +1^m0$. Почти сходную картину показывают галактики Sa этого класса.

Класс 4. У Sc галактик этого класса диапазон для цвета ядер еще шире. Максимум оказывается в интервале цветов $0^m0 \leq CI(я) < +0^m5$, и правее максимума — в сторону красных цветов число ядер уменьшается постепенно. У Sb галактик сравнительно голубых ядер мало, максимум на-

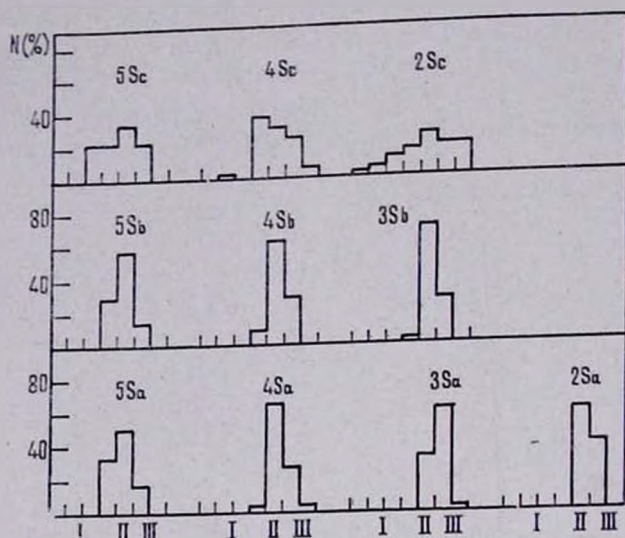


Рис. 1. Распределение Sc, Sb, Sa галактик разных бюрократических классов по следующим интервалам показателей цвета их ядер: I. $CI(я) < +0^m5$; II. $+0^m5 \leq CI(я) < +1^m0$; III. $CI(я) \geq +1^m0$. Каждому делению на рисунке соответствует 0^m5 .

ходится во втором интервале, заметный процент составляют и очень красные ядра. Почти сходную картину показывают галактики Sa этого класса.

Класс 3. Интересно, что среди галактик этого класса встречаются объекты со сравнительно голубой центральной частью (3%). Заметный максимум (70%) находится во втором интервале, а очень красных ядер тоже мало, всего 27%. Обратная картина у Sa галактик этого класса: максимум (61%) находится в интервале больших показателей цвета, во втором интервале — сравнительно малый процент (3%), а сравнительно голубых центров вообще нет.

Класс 2. Объекты этого класса у Sc галактик характерны очень широким диапазоном для цвета своих центральных частей. Распределение по интервалам цветов показывает максимум во II интервале цветов. Большинство Sc галактик этого класса имеют красные и очень красные центральные части. У Sa галактик максимум находится во втором интервале цветов, а само распределение по интервалам цветов представляет картину почти обратную распределению класса 3. У нас нет данных о цветах центральных сгущений Sb галактик класса 2.

Таблица 3

СТ		А			F			G			Интервал интегрального цвета галактик
НТ	БК	n	%	интервал CI (я)	n	%	интервал CI (я)	n	%	интервал CI (я)	
Sc	5	1	20	$+0^m.8$	3	60	$0^m.0 - +1^m.1$	1	20	$+1^m.4$	$+0^m.3 - +0^m.6$
	4	1	5	$+0.3$	14	68	$0.0 - +1.6$	4	26	$+0.4 - +1.5$	$+0.4 - +1.0$
	2	1	5	—	11	55	$0.0 - +1.6$	8	40	$-1.0 - +1.8$	$+0.3 - +0.8$
Sb	5	2	33	$+0.6 + 0.7$	3	50	$+0.2 - +0.8$	1	17	$+1.0$	$+0.3 - +0.8$
	4	0	0	—	5	28	$+0.4 - +0.7$	13	72	$+0.6 - +1.3$	$+0.4 - +1.0$
	3	0	0	—	6	19	$+0.6 - +1.4$	26	81	$+0.4 - +1.2$	$+0.4 - +1.0$
	2	0	0	—	3	43	—	4	57	—	$+0.4 - +0.9$
Sa	5	1	17	$+0.2$	3	50	$+0.2 - +1.1$	2	33	$+0.5 + 0.8$	$+0.5 - +1.0$
	4	0	0	—	5	36	$+0.4 - +0.9$	9	64	$+0.5 - +1.2$	$+0.5 - +1.0$
	3	0	0	—	2	8	$+0.6 - +1.0$	24	92	$+0.5 - +1.5$	$+0.7 - +1.2$
	2	0	0	—	1	25	$+1.2$	3	75	$+0.6 - +0.9$	$+0.8 - +1.0$

Из данных последнего столбца табл. 2 видно, что по нашим наблюдениям значения цветов ядер всех Хаббловских типов разных бюраканских классов показывают значительную дисперсию, однако это несравненно резче проявляется у ядер Sc галактик разных бюраканских классов. Более того, у Sc галактик при переходе от класса 5 к классу 2 диапазон значений цветов все расширяется, тогда как у Sb и Sa галактик этот диапазон от одного бюраканского класса к другому почти не меняется. Такое расширение диапазона цветов ядер Sc галактик при переходе к классу 2, по-видимому, обусловлено составом звездного населения, так как в классе 2 яркость и цвет центрального сгущения определяются почти исключительно звездным населением [13].

Спектры галактик всех Хаббловских типов охватывают довольно широкий диапазон: от A5 до G8. Для определения распределения галактик с компактными и некомпактными ядрами по основным спектральным типам из списка [2] были взяты все Sa, Sb и Sc галактики с известными спектральными типами. Полученное распределение галактик данного бюраканского и данного Хаббловского типа по спектральным классам приведено в табл. 3.

Таблица имеет три основных столбца, соответствующих трем основным спектральным типам A, F, G. В последнем столбце дается интервал интегрального цвета галактик. Каждый основной столбец состоит из трех узких столбцов. В первом дается число галактик n соответствующего Хаббловского типа и бюраканского класса в данном спектральном типе, во втором — процент, составляемый этими галактиками среди галактик всех спектральных типов данного Хаббловского типа и бюраканского класса. В третьем узком столбце дается интервал интернационального показателя цвета ядер галактик.

Для наглядности это распределение дается также в виде гистограммы на рис. 2. Из таблицы и рисунка можно видеть, что среди Sa и Sb галактик встречаются объекты, показывающие более ранние спектральные признаки, чем можно было бы ожидать по их морфологическому типу, о чем известно также по работе Б. Е. Маркаряна [14], а среди Sc галактик встречаются объекты, показывающие аномально поздние для этого типа спектральные признаки. В табл. 4 мы приводим список тех галактик типа Sc, которые показывают аномальный для своего типа спектр в том смысле, что

Таблица 4

№	NGC	CI (я)	БК	СпТ	CI интегр.
1	157	$+1^m.4$	5	G4	$+0^m.50$
2	3486	0.5	4	G3	0.35
3	3810	1.5	4	G0	0.43
4	5033	1.7	2	G1	0.46
5	5194	1.1	4	F8	0.38
6	7448	1.4	4	G2	0.41

спектры их более поздние, чем можно ожидать по их интегральному цвету. Средний интегральный показатель цвета этой группы сравнительно голубой $CI_{\text{интегр.}} = +0^m42$. Члены группы явно имеют компактные ядра, кроме NGC 5033, у которой слабое компактное ядро подозревается [7].

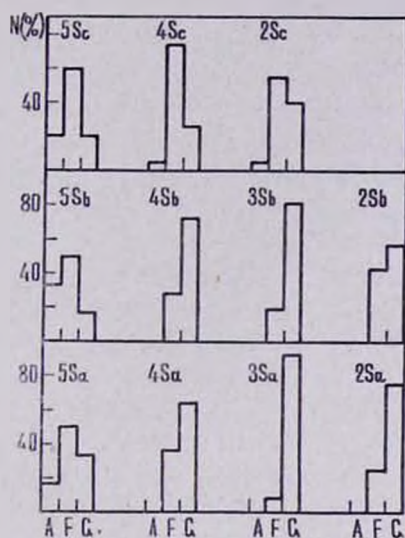


Рис. 2. Распределение Sc, Sb, Sa галактик разных бюрократических классов по основным спектральным типам A, F, G.

За исключением NGC 3486, ядра этих галактик имеют очень большие показатели цвета.

Оказалось, также, что Sc галактики с некомпактными ядрами и спектрального типа G в основном имеют соответствующий своему спектру интегральный цвет. В табл. 5 приводим список этих галактик.

Таблица 5

№	NGC	БК	CI (я)	Сп. Т	CI интегр.
1	214	2	$+1^m5$	G3	$+0^m67$
2	3949	2	1.6	G0	—
3	4414	2	0.7	G2	0.65
4	5248	2	1.3	F8	0.53
5	5364	2	-1.0	G2	0.59
6	5457	2	-1.6	F8	0.50
7	5962	2	1.8	G0	0.59
8	6015	2	0.1	F8	0.54
9	6181	2	1.4	G2	0.57
10	7606	2	1.7	G2	0.73

Средний интегральный показатель цвета для этих галактик равен $+0^m63$, что на 0^m21 больше, чем средний интегральный показатель цве-

та для галактик с компактными ядрами (табл. 4). Однако здесь тоже центральные сгущения показывают очень красные показатели цвета.

Создается впечатление, что за эти поздние спектральные типы ответственны именно эти высокие показатели цвета центральных сгущений. В табл. 5 исключение составляет NGC 5364.

Обычно принимается, что у галактик ранних Хаббловских типов спектры А и F наблюдаются в тех случаях, когда имеется нетепловая компонента излучения их ядер и удовлетворяются условия $B-V > 0$, $U-B \leq 0$. Возможно, что спектральный тип G у перечисленных аномальных Sc галактик также связан с излучением их самых центральных областей и представляет результат нового типа активности этих центров. Но характер этой активности пока не ясен.

Для галактик списка Б. Е. Маркаряна [14] характерно то, что их интегральный цвет значительно краснее, чем это можно было ожидать по их спектральным типам. Эта особенность встречается у некоторых Sc галактик нашего списка, хотя их спектральный тип соответствует морфологическому типу. В табл. 6 мы приводим список этих галактик.

Таблица 6

№	NGC (IC _o)	CI (я)	БК	Сп. Т	CI интеграл
1					
2	2903	0 ^m 0	2	F0	+0 ^m 69
3	2964	+1.6	4	F5	0.79
4	3184	0.3	4	F3	0.66
5	3684	-0.2	2	F0	0.60
	5668	-0.4	2	F0	0.62
6	6946	+0.8	4	F5	0.79
7	7541	0.9	2	F2	0.73
8	342 _o	0.5	4	F0	0.97

В список почти в равном числе входят галактики как с компактными, так и некомпактными ядрами. Средний интегральный показатель цвета для всей группы довольно большой +0^m73. Из группы только NGC 2903 и IC 342 показывают признаки галактик Маркаряна. NGC 2903 входит в первоначальный список Маркаряна [14]. Нельзя отрицать существование среди Sc галактик таких объектов, ядра которых имеют сходные или близкие к ядрам галактик Маркаряна признаки, потому что исходя из современных представлений о роли ядра в галактиках, можно предполагать, что всякое ядро, независимо от морфологического типа галактики, в своем излучении может иметь компоненту нетеплового происхождения. Возможно, у разных типов это излучение проявляется по-разному в смысле своей мощности.

Среди Sc галактик, для которых известны и спектральный тип, и интегральный цвет, и цвет ядра, встретились только одна галактика, у которой и интегральный цвет, и цвет ядра очень голубые и есть соответствие со спектральным типом. Это NGC 4490 — очень интересная пекулярная галактика с интенсивным радиоизлучением [15, 16]. Этот пример подсказы-

дает нам мысль, что вообще, если галактика имеет ранний спектральный тип по Хьюмассону и Мейоллу, то излучение ее ядра, возможно, имеет компоненту нетеплового происхождения. Поскольку Хьюмассон и Мейолл получили эти спектры для определения лучевых скоростей, то они в основном есть спектры центральных частей галактик. И если активность ядер некоторых ранних морфологических типов галактик привела к несоответствию спектрального типа и интегрального цвета, это несоответствие естественно, потому что эти объекты красные, а процессы активности все же происходят в их ядрах. А у Sc галактик дело обстоит по-другому. Здесь активность ядра, выражающаяся в «наличии раннего спектрального типа», не противоречит интегральному цвету, который сравнительно голубой почти для всех Sc галактик. Но другая форма активности ядер Sc галактик, которая выражается «наличием поздних спектральных типов», уже приводит к противоречию между спектральным типом и интегральным цветом у одной группы Sc галактик и между морфологическим типом и спектральным типом у другой группы Sc галактик, а вообще между морфологическим типом и спектральным типом Sc галактик.

Вообще широкий диапазон спектров галактик почти всех Хаббловских типов и всех бюраканских классов, с которыми связано частое несоответствие между морфологическим и спектральным типами галактик, говорит в пользу той идеи, что ядра галактик являются самыми активными частями в галактиках и что эта активность носит разный характер и проявляется по-разному, играя большую роль в жизни, в эволюции галактик.

Автор выражает благодарность академику В. А. Амбарцумяну, академику Б. Е. Маркарян за внимание, оказанное ими при выполнении настоящей работы и за обсуждение некоторых вопросов, относящихся к настоящей работе.

Февраль 1973 г.

Ս. Գ. ԻՍԿՈՒԿԱՐՅԱՆ

Sc ՏԻՊԻ ԳԱԼԱԿՏԻԿԱՆԵՐԻ ԿՈՐԻՋՆԵՐԻ ԳՈՒՑՆԵՐԸ

Ա մ փ ո փ ու մ

Աղյուսակ 1-ում բերված են Sc տիպի գալակտիկաների կոմպակտ կորիզների և ոչ կոմպակտ կորիզների մի մասի գունաչափության արդյունքները: Այդ գույների համեմատությունը Հաբլյան մյուս տիպերի պարույրների կորիզների գույների հետ, կապի ուսումնասիրությունը հետևյալ պարամետրերի միջև՝ կորիզի գույնի, գալակտիկայի ինտեգրալ գույնի, բյուրականյան դասի և սպեկտրալ տիպի, թույլ են տալիս եզրակացնելու.

1. Sc տիպի գալակտիկաների կորիզների դույնը ցույց է տալիս շատ մեծ դիսպերսիա: Բոլոր բյուրականյան դասերում հանդիպում են շատ կապույտ և շատ կարմիր կորիզներ:

2. Որոշ Sc տիպի գալակտիկաների սպեկտրալ տիպերը չեն համապատասխանում այդ ձևարանական տիպին: Գունաչափության արդյունքները

ցույց են տալիս, որ այդպիսի Sc գալակտիկաները ունեն շատ կարմիր կորիզներ, որոնք բնականաբար, ապահովում են այդ ուշ սպեկտրալ դասերը: Կարելի է մտածել, որ որոշ Sc գալակտիկաների կորիզների չափազանց կարմիր գույնը հետևանք է այդ կորիզներում տեղի ունեցող մի նոր բնույթի ակտիվության: Sc գալակտիկաների կորիզների մի մասն էլ ցույց է տալիս Մար-գարյանի օբյեկտներին հատուկ բնութագրեր:

S. G. ISKUDARIAN

THE COLOURS OF HUBBLE Sc GALAXIES NUCLEI

S u m m a r y

The results of colorimetry of the compact and some non compact nuclei of Sc galaxies are given (table 1). The comparison with the other Hubble type spirales, the investigation of the correlations between the following parameters: the colour of the nucleus, the integral colour of the galaxy, the byurakan class, the spectral type, permit to conclude:

1. The colours of the nuclei of Sc galaxies have rather large dispersion. Very blue and very red nuclei are among all byurakan classes.

2. There are discrepancy between the morphological types and spectral classes of some Sc galaxies. The results of colorimetry show that such Sc galaxies have very red nuclei, which stipulates their late spectral classes. One may think, that such discrepancy indicates on a new form of activity of the nuclei of these Sc galaxies, the character of which, however, for the present, is not clear.

There are also nuclei among Sc galaxies, which are like to Markarian type objects.

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. V. A. Ambartsumian, Transactions IAU, XIIB, 578, 1966.
2. S. G. Iskudarian, A. T. Kallogltan, K. A. Sahakian, G. M. Tovmassian, Communication IAU, 1967, Praha.
3. А. Т. Каллоілян, Г. М. Товмасын, Сообщ. БАО, 36, 31, 1964.
4. Г. М. Товмасын, Астрофизика, 1, 197, 1965.
5. К. А. Сиукян, Астрофизика, 5, 593, 1969.
6. К. А. Сиукян, Астрофизика, 4, 41, 1968.
7. С. Г. Искударян, Астрофизика, 4, 385, 1968.
8. M. L. Humason, N. U. Mayall and A. R. Sandage, A. J., 61, 97, 1956.
9. E. Pettit, Ap. J., 120, 413, 1954.
10. E. Holmberg, Medd. Lund., 11, 136, 1958.
11. W. W. Morgan and N. U. Mayall, PASP, 69, 291, 1957.
12. J. Stebbins and A. E. Whitford, Ap. J., 86, 247, 1937.
13. С. Г. Искударян, Размеры ядер Sc галактик (готовится к печати).
14. Б. Е. Маркарян, Сообщ. БАО, 34, 3, 1963.
15. D. S. Heeschen and C. M. Wade, A. J., 69, 277, 1964.
16. O. De La Beaujardière, J. Kazés, A. M. Le Squeren, Nguyen-Quang-Rieu, Ann. d. Astrophysique, 31, 387, 1968.

С. Г. ИСКУДАРЯН

О СВЯЗИ МЕЖДУ МЕХАНИЗМОМ ОБРАЗОВАНИЯ ГАЛАКТИК И СПОСОБОМ ВОЗНИКНОВЕНИЯ ИХ ОТДЕЛЬНЫХ СТРУКТУРНЫХ ОСОБЕННОСТЕЙ*

С появлением идей об активности ядер галактик и их роли в эволюции самих галактик внегалактические исследования приобрели новое содержание. Только тщательный анализ наблюдательных фактов мог привести Амбарцумяна к революционным для внегалактической астрономии выводам об активности ядер. Когда-то забытые центры галактик стали центром внимания не только астрономов-наблюдателей, но и теоретиков. Критика Амбарцумяном [1] гипотезы столкновения галактик, предложенной для объяснения радиогалактик, и убедительное обоснование связи явлений радиогалактик с процессами, имеющими место в ядрах галактик, выразительным примером чего являются радиогалактика NGC 4486, из центра которой выходит струя с тремя сгущениями, а также радиогалактики Лебедь А и Центавр А, в которых прямо очевидны бурные процессы, происходящие в области ядер, позволила по-новому подойти к исследованию явлений в галактиках. Возможно, что в те времена прямых систематизированных наблюдательных данных, указывающих на активность ядер галактик, казалось, было настолько мало, что трудно было поверить новым идеям. Между тем в их формулировке решающее значение имело подробное изучение и анализ наблюдательных данных. В 1958 г. на Сольвейской конференции доклад Амбарцумяна об эволюции галактик [2] не был до конца понят. Именно в этом докладе наряду со многими проблемами он выдвинул впервые мысль о теснейшей связи между механизмом образования галактик и способом возникновения их отдельных структурных особенностей. В этом докладе говорится: «Изучение некоторых кратных систем галактик привело нас к заключению, что между механизмом образования компонент и способом возникновения отдельных особенностей в структуре галактики существует интимная связь. Пока еще трудно понять точный характер этой связи, но нам кажется, дальнейшее изучение этой стороны проблемы должно открыть большие перспективы в решении вопроса о происхождении наблюдаемых структур отдельных галактик». Однако эта идея, как нам кажется, осталась в тени, может быть, потому, что даже в

* Предусматривается ряд работ, которые содержат в пределах возможности полный и детальный анализ наблюдательных данных относительно упомянутых в статье объектов и объектов, сходных с ними по физическим характеристикам.

настоящее время, когда накопилось столько наблюдательных фактов, указывающих на активность ядер галактик, все же часть исследователей внегалактических явлений не верит в то, что ядро в состоянии создать вокруг себя галактику. Они как будто сомневаются в генетической роли ядра. Тем не менее, идеи об активной, важной, можно сказать решающей роли ядер в эволюции галактик в настоящее время все более начинают доминировать, так как накоплен огромный наблюдательный материал, указывающий на грандиозные масштабы активности ядер, не могущий не влиять на строение соответствующих галактик. Идея же о теснейшей связи между механизмом образования галактик и способом возникновения их отдельных структурных особенностей долго продолжала оставаться в тени.

Между тем, уже в своем докладе, сделанном на Генеральной Ассамблее МАС в Беркли в 1961 г., Амбарцумян [3] продолжал развивать идеи, выдвинутые им в 1958 г. на Сольвейской конференции. В этом докладе наряду со многими важнейшими вопросами он подробно останавливается на происхождении отдельных подсистем в галактиках. Он приходит к выводу, что развитие галактики обусловлено последовательным образованием различных подсистем. Амбарцумян указывает на концентричность подсистем, указывающую на их рождение из ядра галактики. Однако встречается также немало случаев, когда та или иная подсистема или группа подсистем с новым центром становятся спутниками основной галактики. Отсюда вытекает, что явления возникновения новых подсистем в пределах данной галактики родственны с явлениями образования галактик-спутников. А это есть обобщение мыслей, высказанных в 1958 г. на Сольвейской конференции, о том, что между обычными сгущениями в рукавах галактики и галактиками-спутниками нет резкой границы, что в случае активности ядра осколки, удаляющиеся от него, продолжают оставаться потенциальными центрами активных космогонических процессов.

Ярким доказательством этих идей является работа Саржента и Сили [4] об изолированных HII областях. Две карликовые компактные галактики, которые составляют двойной объект IZW 0930+55, показывают спектр, в котором распределение энергии такое, как у гигантских областей HII в близких галактиках, как например, 30 Doradus в БМО и NGC 5471 в M101. Большинство гигантских HII областей во внешних галактиках представляют собой сверхассоциации. Эти объекты довольно интенсивно изучались в Бюраканской обсерватории [5—8]. Факты, связанные с ними, ярко иллюстрируют вышеупомянутые идеи Амбарцумяна. На фотоснимках [8] большинство из них выглядит как автономное образование в галактиках, особенно когда они находятся на перифериях галактик. С этой точки зрения весьма примечателен пример комплекса 30 Doradus в БМО.

§ 1. *Вторичные центры активности.* Остановимся на этом комплексе несколько подробнее. Если внимательно смотреть на фотоснимок этого объекта [9], можно истолковать явления так, что следы спиральной структуры БМО берут начало из этого комплекса. Особенно бросается в глаза самый

длинный спиральный рукав, который проектируется на бар. При всей сложности структурных взаимоотношений в БМО, особенно между баром и системой 30 Doradus, нельзя не видеть, что мы имеем дело с суперпозицией двух подсистем, центры которых не совпадают. Интересно также, что спиральную структуру комплекс 30 Doradus развивал только в одну сторону (есть также примеры таких сверхассоциаций, которые развили спиральную структуру во все стороны: NGC 6412(8), NGC 3631(10)).

Поверхностные яркости этих двух подсистем — комплекса 30 Doradus и перемычки (бара) сильно отличаются друг от друга, что является косвенным свидетельством их разновременного образования. Очень ярко видны спиральная структура и ее связь с 30 Doradus на снимке в ультрафиолетовых лучах [11]. На этом снимке бар мало выделяется и поэтому не мешает видеть детали спиральной структуры.

Совершенно иначе представлена спиральная структура БМО в работах де Вокулера [12, 13] и в работе Корсо и Баскома [14]. Де Вокулер утверждает, что БМО определенно является спиралью с перемычкой. Изучая распределение звезд типа Вольф-Рае и долгопериодических цефеид, авторы работы [14] подтверждают его точку зрения, однако они встречаются с некоторыми трудностями в объяснении таких фактов, как например: 1) разные концы бара содержат разное звездное население. Тот конец, который попадает в область комплекса 30 Doradus, богат звездами типа Вольф-Рае, другой конец богат долгопериодическими цефеидами. Вместе с тем, недостаток на этом конце бара звезд типа Ве и III областей, а также не очень скученный вид этой части как будто говорят о том, что нельзя ожидать в этой области обнаружения новых звезд типа Вольф-Рае, т. е. разница в звездных населенностях в различных концах бара вряд ли может исчезнуть в результате новых исследований; 2) существование вблизи центра бара области, богатой звездами типа Вольф-Рае, долгопериодическими цефеидами и имеющей примыкающие газовые кольца с нетепловыми радиоисточниками. Подобная же область встречается и в северной части БМО. Эти две области только по размерам уступают 30 Doradus. Их диаметры порядка 400 пс, тогда как диаметр 30 Doradus больше 600 пс.

По-видимому, упомянутые здесь трудности являются следствием неправильного определения центра основной спиральной структуры в интерпретациях упомянутых авторов. Мы подчеркиваем слово «основной», потому что не исключаем возможности того, что бар тоже мог развивать спиральные штрихи со своих концов. В работе [14], ссылаясь на работу других исследователей, авторы отмечают также, что в ММО спиральная структура с перемычкой более определена для распределения долгопериодических цефеид, чем для голубых скоплений. Но, конечно, распределение короткопериодических цефеид и шаровых скоплений не связано со спиральной структурой. Факт этот, по-видимому, говорит о том, что ММО, отделившись в прошлом от БМО (это предположение естественно возник-

кает из рассмотрения снимка к статье [11], где единственный спиралеподобный хвост ММО обращен к БМО так, что если приблизить его к бару БМО, он станет продолжением бара в виде спирального рукава), с одной стороны носит в себе характерные для бара элементы (согласно [14], этот конец бара БМО богат долгопериодическими цефендами), с другой стороны, являясь самостоятельной подсистемой, отличается обилием населения такого типа, который характерен уже для этой подсистемы. Возможно, что у ММО есть свой активный центр развития. Иными словами, БМО и ММО отличные примеры, иллюстрирующие идеи, высказанные Амбарцумяном. С точки зрения этих идей сверхассоциации как результаты бурной активности ядер галактик и, в свою очередь, как потенциальные центры активности должны носить в себе некоторые свойства ядер галактик, хотя и в меньших масштабах. Например, их локальная активность должна быть недолговременной, потому что запасы дозвездной материи, заключенные в них, должны быть намного меньше, чем в ядрах, во-первых, потому, что сверхассоциации образуются из кусков вещества, прежде заключенного в ядрах, во-вторых, потому, что в них уже существует обильное звездное население. Очень интересна с этой точки зрения сверхассоциация в NGC 7448, которая, находясь на периферии галактики, развила спиральные рукава, конечно, пока без структурных деталей, и тесно прикасается к галактике-родителю. $U-B$ и $B-V$ цвета для этой сверхассоциации [8] соответственно равны $-0^m 86$ и $+0^m 19$. Это яркая иллюстрация мысли Амбарцумяна [6] о том, что, возможно, есть нечто общее между сверхассоциациями и очень голубыми ядрами галактик. Для NGC 5615, связанной с галактикой NGC 5614 (тип Sa), в атласе Хаббла тип не отмечен. Она представляет собой сгущение типа сверхассоциации в рукаве NGC 5614, которое в свою очередь развило собственный довольно мощный рукав. Картина настолько очевидная и убедительная, что не оставляет места для сомнений.

Можно предполагать, что способностью создания вокруг себя локальной структуры обладают и более яркие из обычных ассоциаций. Только эта их способность должна, по-видимому, намного уступать по своим масштабам способностям сверхассоциаций.

Мысль о влиянии обычных ассоциаций на окружающую их структуру возникает хотя бы потому, что мы наблюдаем в изображениях галактик многочисленные и разнообразные разветвления. Такая структура не может в готовом виде выбрасываться из ядра. Эти микродетали, несомненно, образуются на месте. С точки зрения этой идеи мы рассмотрели изображения многих галактик в Хаббловском атласе, в атласе Арпа [15] и в Паломарском атласе [10]. Интересен тот факт, что в подавляющем большинстве случаев, в тех местах галактик, где есть разветвления, т. е. местах, откуда берут начало две или больше слабых второстепенных ветвей, обычно нет никаких сгущений, но в редких случаях, когда оно присутствует, оно является сверхассоциацией, яркой иллюстрацией чего является одна из

сверхассоциаций в NGC 6643 к юго-востоку от ядра [9]. Но чем объяснить это различие? По-видимому, тем известным свойством ассоциаций, что они имеют короткую продолжительность жизни (до 10^7 лет) и быстро становятся невидимыми в узлах этих ветвей. А для сверхассоциаций запаса дозвездного вещества хватает как для того, чтобы дать начало микроаркам, так и для того, чтобы создать в этой местной структуре свое центральное сгущение. Примером порождения микроструктуры со стороны ассоциаций может служить любопытная протяженная HII область, связанная с двумя спиральными структурами в H в галактике M101 [16]. Недавние исследования некоторых HII областей в нашей Галактике привели к интересным результатам: Харпер и Лоу зарегистрировали эмиссию в далекой инфракрасной области из некоторых HII областей Галактики [17], а Миберн наблюдал высокие скорости в некоторых HII областях Галактики [18].

С нашей точки зрения — с точки зрения совместного возникновения звезд, газа и темной материи из одного и того же дозвездного тела, путем деления последнего и выброса вещества, интересны факты, указывающие на присутствие в HII областях [19] компактных сгустков высокой плотности и небольших размеров, подобно четырем сгусткам вблизи трапеции Ориона [20]. Нам кажется, что эти сгустки являются результатом деятельности первоначального дозвездного тела, из которого образуется данная HII область. Это — маломасштабные конгломераты — потенциальные центры активности, которые, возможно, дадут начало отдельным звездным скоплениям или звездным группам.

Факты эти, по-видимому, подтверждают, что ассоциации могут в процессе местной активности влиять на локальные морфологические особенности.

§ 2. *Бурная активность ядер в начальных стадиях развития.* Что касается макроструктуры галактик, описанной в де Вокулеровской классификации и характеризуемой комбинациями букв SA, SAB, SB, то она, по-видимому, является результатом бурной активности огромного масштаба в начальных стадиях развития ядер. Из последствий подобной активности на изображениях галактик мы видим структуры, которые могут быть истолкованы, как результаты деления и взрыва-выброса вещества. Интересен тот факт, что это в подавляющем большинстве имеет место у эллиптических и сферических систем, отличными примерами чего могут служить так называемые «гнезда» и «цепочки» из атласа взаимодействующих галактик Б. А. Воронцова-Вельяминова [21]. О природе таких цепочек говорит Б. Е. Маркарян в своей работе [22]. Он отмечает, что в цепочках почти полностью отсутствуют спиральные галактики, а компоненты имеют высокую светимость. Вероятность появления таких цепочек, состоящих из более чем пяти компонент, в результате случайного проектирования независимых галактик практически ничтожна. Цепочки неустойчивы. Автор работы [22] делает вывод о том, что большинство из наблюдаемых цепочек

чек — реальные физические образования. Более того, возможно, они представляют собой одну из специальных форм возникновения малых групп галактик.

а) *Объекты типа Аро*. Интересны с этой точки зрения также объекты типа Аро [23], большинство которых представляет собой совокупность сгущений голубого цвета, имеющих светимости порядка сверхассоциаций и погруженных в диффузную (бесструктурную) среду. Это дает основание думать, что объекты типа Аро, которые имеют сильный ультрафиолетовый экссесс, тоже являются результатом деления первоначального массивного дозвездного тела. Каждая компонента может дать начало отдельным мощным рукавам или другим структурным особенностям. На это указывает тот факт, что некоторые из них содержат компоненты с хвостом, подобно NGC 3991, а часть их показывает ядро со струей [24].

Большее половины объектов списка Аро изучено Г. Мюнчем [25]. Среди них похожими на спиральные галактики считаются галактики NGC 3991, 3994—95, которые составляют физическую группу. По спектроскопическим исследованиям Мюнча объекты Аро напоминают центральные области высокой поверхностной яркости галактик гигантов или сверхгигантов. Воронцов-Вельяминов делит объекты Аро на две основные группы [26]: большие спиральные объекты и небольшие, неправильные карлики с яркой ядерной областью. Часть объектов Аро изучена Дю-Пуи [27]. На двухцветной диаграмме $U-B$, $B-V$, они лежат в маленькой области между квазизвездными объектами и линией главной последовательности. Поляриметрическое исследование 9 объектов типа Аро не показало сильной поляризации их излучения [28]. Возможно, что объекты типа Аро — это такая стадия развития центральной части галактики, когда бурная активность, выражающаяся в образовании сверхассоциаций и ассоциаций, только что закончилась.

б) *Взрывающаяся галактика М 82*. В связи с вопросом о бурной активности ядер в начальных стадиях развития галактик большую ценность представляют факты, связанные с взрывающейся галактикой М 82, на чем нам хотелось бы остановиться подробнее. Наблюдения М 82, выполненные американскими астрономами, привели к удивительным результатам, которые подсказывают нам мысль, что перед нами один из этапов процесса образования центральной части большой галактики. Работа ван ден Берга [29] содержит данные наблюдений центральных частей М 82 в близкой инфракрасной области. В этих лучах центральная часть галактики представляет концентрацию около дюжины ярких узлов. Пять из них образуют яркую вытянутую структуру. Это образование показывает сильный непрерывный спектр, на фоне которого выделяются балмеровские эмиссионные линии. Линия H_α явно показывает эмиссионное ядро в центре широкой абсорбционной линии. Это подтверждает наблюдение Линдса и Сандейджа, которые в свое время заметили сильный абсорбционный фон под эмиссионной линией H_α . Абсолютная визуальная величина каждого из этих пяти

узлов порядка $\sim 16^{10} 0$, т. е. по своей светимости они порядка сверхассоциаций. Но по размерам они намного уступают сверхассоциациям. Единственной причиной того, что автор работы [29] их не назвал сверхассоциациями, является то, что они расположены близко к ядру галактики, в то время как сверхассоциации, изученные Шахбазян [7, 8], — объекты, находящиеся в рукавах галактик или вообще на их перифериях. Поэтому ван ден Берг назвал свои объекты «сверхскоплениями», но с оговоркой, что это название не должно означать, что они — системы, имеющие отрицательные энергии. По данным ван ден Берга, центральная область М 82 очень богата HII областями. На пластинках с длинными экспозициями видна более слабая эмиссионная туманность, которая тянется в гало М 82. Автор считает, что образование сверхскоплений не является непосредственным результатом взрыва в ядре М 82 и что их образование указывает на нового типа нестационарное явление, т. е. явление активности большого масштаба. Эта нестационарность, кажется, ограничивается во внутренней, размером около половины кпс, части М 82. И до сих пор не ясно, как связаны радионисточники, находящиеся около центра галактики, со сверхскоплениями, которые видны в оптическом диапазоне.

Посмотрим на эти факты с нашей точки зрения — с точки зрения генетической роли ядра в жизни галактики.

Заранее отметим, что нельзя считать доказанным, что сверхассоциации обязательно должны находиться только в спиральных рукавах или на перифериях галактик. Тот факт, что сверхассоциации, изученные Шахбазян, находятся в основном в спиральных рукавах и на перифериях галактик, возможно, объясняется тем, что Шахбазян не имела возможности изучать такие сверхассоциации в околоядерных областях галактик из-за малой разрешающей способности телескопа.

Таким образом, узлы в околоядерной области М 82 могут оказаться сверхассоциациями в начальных стадиях своего развития. Центральная область М 82 богата также HII областями. Картина такая, как будто в центральной части галактики произошло интенсивное деление первоначального массивного дозвездного, находящегося в стадии перехода в звездное состояние тела. Интересен тот факт, что в М 82 нет ни одной детали, имеющей спиральный вид. Такой хаотический вид галактики, разрезанной абсорбционными прожилками, Линдс и Сандейдж объясняют, как последствие гигантского взрыва, имевшего место в ядре этой галактики.

Мы уже отметили, что сверхассоциации не только могут быть результатом взрывных процессов, во время которых из ядра выбрасываются массы дозвездного вещества, но и результатом интенсивного деления первоначального сверхмассивного дозвездного тела, находящегося в ядре галактики, и постепенного удаления получившихся фрагментов от ядра. Этот процесс отделения фрагмента может оставить след в виде спирального рукава галактики, а при местной активности фрагмент может создать и локальную спиральную структуру.

Таким образом, нестационарное явление нового типа и большого масштаба, на что указывает ван ден Берг, по-видимому, связывается с формированием сверхассоциаций и их активностью. При таком объяснении уже становится естественной прямая связь радионисточников с этими объектами.

в) *Формирование подсистем.* Таким образом, формирование спиральных ветвей может быть связано с процессами деления ядра и истечения вещества из него. У некоторых эллиптических галактик (NGC 5128, 4486, 3561) наблюдаются структуры, указывающие на взрывы, происшедшие прямо в центре галактики. Этот факт, по-видимому, можно объяснить тем, что у этих сферических систем настал этап образования спиральной подсистемы. Возможно, что образование двух подсистем — сферической и плоской в галактиках обусловлено двумя различными формами активности. Возможно также, что вокруг эллиптических галактик существуют дозвездные тела, являющиеся продуктом активности ядер этих галактик в ранних стадиях развития и находящиеся в процессе перехода в звездное состояние. На это указывает существование голубых объектов вокруг части эллиптических галактик, поисками которых занимались в Бюракане [30—32]. Исследованием некоторых из этих объектов занимались и зарубежные астрономы [33, 34]. В последней работе особое внимание уделяется системам, находящимся около NGC 3561 и IC1182. По размерам (2—3 кпс), по светимости ($-16^m 0$, $-17^m 0$), а также по сходству распределения энергии в непрерывном спектре объекты сходны с объектом Аро 4 и с конденсациями в ветвях спиральных галактик. Автор работ [33, 34] делает вывод, что наблюдаемые сгущения представляют собой недавно сформировавшиеся карликовые галактики. Интересно также нахождение двух весьма голубых объектов около D галактики [35]. Возможно, что эти объекты-спутники являются будущими очагами локальной активности и центрами образования местных структур, а может быть, начальными стадиями целых галактик-спутников.

Поскольку образование спиральных деталей связывается с мощными выбросами вещества из ядра, то особое внимание привлекают случаи, когда такие выбросы имеют место в эллиптических галактиках или в неправильных галактиках II типа, у которых отсутствует спиральная структура. Возникает мысль, что у этих систем только что наступил этап образования плоской подсистемы. Рассматривая снимок NGC 5128, невозможно не предположить, что у этой галактики именно теперь возникает спиральная подсистема в результате гигантского взрыва и выброса вещества (в частности, поглощающего вещества) из ядра. Работа Серсика [36], дающая результаты фотометрии этой галактики, говорит о том, что центральная часть галактики представляет собой сложную структуру, состоящую из цепочек сгущений, разделенных линиями поглощающей материи. Автор работы [36] допускает, что эти цепочки могут состоять из O—В звезд высокой светимости. Абсолютная фотографическая величина каждого сгущения порядка $-8^m 5$. Картина центральной части NGC 5128 более определена в

красных лучах и очень напоминает картину центральной части М82, описанную в работе [29], только у М82 сгущения по своей светимости порядка сверхассоциаций. Такая разница в светимостях сгущений в центральных частях NGC 5128 и М82, по-видимому, связана с различием природы самих галактик. NGC 5128 представляет собой гигантскую почти сферическую галактику, в то время как М82 — неправильная галактика весьма сплюснутой формы, т. е. сферическая подсистема в ней очень слаба. Возможно, что в случае М82 после взрыва прошло меньше времени, и мы наблюдаем более раннюю стадию развития выброшенной материи.

Спутник М51 по своему внешнему виду напоминает вышеупомянутые системы. Это убедительная иллюстрация идеи Амбарцумяна о том, что при взрывных процессах в ядрах галактик куски, удаляющиеся от ядра, продолжают оставаться потенциальными центрами активных космогонических процессов. В настоящий момент спутник М51 носит в себе следы двух последовательных взрывов. Первый доставил его на свое нынешнее место. На снимке в Хаббловском атласе, в виде так называемых «связывающих лоскутов, клочков» явно видна та тропа, по которой летел этот конгломерат.

Основной спиральный рукав связывает спутник с темной областью, по размерам примерно равной размерам спутника.

Следы второго, уже местного взрыва, который должен дать начало образованию местной структуры, хорошо видны как в Хаббловском атласе, так и в атласе Арпа. На снимке в Хаббловском атласе видна по направлению запад—восток, так называемая «трещина» вдоль всей западной половины. Такие «трещины», как известно, представляют собой полосы поглощающей материи и особенно ярко выделяются в таких системах, как спутник М51, в то время как наличие их в рукавах спиральных галактик считается естественным и не привлекает особого внимания. По-видимому, такие «трещины» представляют начало возникновения новых подсистем, новых структурных деталей. Картина взрыва в ядре NGC 5128, как мы видим, связана с выделением из ядра огромного количества диффузного вещества, включая сюда и поглощающую материю. Мы думаем, что такие гигантские взрывы в эллиптических и сферических системах, образуя подобные «трещины» и тем самым искажая облик галактики, дают начало появлению спиральных подсистем. Интересной иллюстрацией этой мысли является NGC 5128, юго-восточная половина которой в результате взрыва уже потеряла свою однородную сферическую форму. Или возьмем веретенообразную галактику NGC 2685 [9]. Очевидно, что половину галактики обвивает струя, выброшенная из ядра. И если бы эта струя имела возможность обвивать всю галактику, то вряд ли эта галактика была бы классифицирована как пекулярная линзовидная галактика (SO_p). Скорее всего она бы рассматривалась как неправильная галактика II типа, напоминающая галактику М82.

Таким образом, мощная активность ядер эллиптических и линзовид-

ных галактик может превратить эти галактики как в неправильные галактики, так и в спиральные, что, по-видимому, зависит, в основном, от масштаба активности ядра.

Удивительную структуру показывает галактика NGC 6217 на снимке в атласе Арпа (№ 185). Здесь явно существовал не один центр активности, а несколько. Иначе трудно объяснить существование трех, хотя и неполноценных, но очень похожих друг на друга баров, которые в отдельности дают начало как мощным, так и слабым рукавам. Яркое звездообразное ядро галактики связывается как будто с одним из них. Контакт баров с ядром очень слабый, поэтому складывается впечатление, что ядро не связано с ними. Возможно, что галактика в начальных стадиях развития была в состоянии объектов типа Арп, т. е. совокупностью нескольких массивных сгущений, из которых одно, центральное, продолжало действовать как ядро, а остальные развили структурные особенности. Галактика имеет слабое внешнее кольцо, которое характерно для сейфертовских галактик.

О процессах деления и взрывного характера, происходящих в ядрах галактик, Амбарцумян говорит, как об основных видах активности ядер, которые могут иногда приводить к формированию новой галактики или даже целого скопления галактик [37]. Такие процессы должны быть особенно часты в начальных стадиях развития ядер. Однако по некоторым снимкам атласа Арпа создается впечатление, что явления крупномасштабных взрывов возможны и после того, как ядро создало вокруг себя две основные подсистемы — сферическую и плоскую. Встречаются случаи, когда видны струи больших масштабов из ядерных областей спиральных галактик, находящиеся, по всей видимости, в другой плоскости и имеющие другое направление, чем рукава галактик. Возможно, такие взрывы из ядер спиральных галактик дают начало новым структурным особенностям, деталям, отдельным подсистемам или спутникам. Очень интересен в этом отношении фотоснимок галактики NGC 4051, сделанный с помощью камеры Лаллемана [38]. На снимке в состав всей системы входят также 8 образований или 4 пары объектов. Каждая пара представляет собой две очень похожие структурные детали, симметрично расположенные относительно ядра. NGC 4051 — сейфертовская галактика типа Sb. Большинство сейфертовских галактик принадлежит моргановскому типу g или gk. Между тем NGC 4051 принадлежит моргановскому типу f. Если допустить, что эволюция галактик идет в направлении от типов gk, g к типам f, af, a, то NGC 4051 окажется более поздней стадией развития сейфертовских галактик, следовательно, можно думать, что слабые образования в NGC 4051, обнаруженные с помощью камеры Лаллемана, возникли после того, как сформировалось центральное, более яркое тело галактики, и тем самым представляют продукт более поздней стадии активности ядра.

§ 3. Вторичные центры активности как центры звездообразования и вспышек. Таким образом, ядра время от времени в период своей активности могут выбрасывать в пространство вещество, из которого могут обра-

зоваться отдельные структурные детали галактик, подсистемы, спутники. Если не придерживаться взгляда, что все они возникают из выброшенного газа, то это означает, что в галактиках наряду со звездным населением и межзвездным газом может присутствовать дозвездное вещество, которое еще не перешло в звездное состояние. Значит, в галактиках можно наблюдать процесс звездообразования. Естественно, он должен протекать параллельно перечисленным нестационарным явлениям. На снимках некоторых галактик видны проявления этих процессов в отдельных участках галактик. Заранее отметим, что мы не допускаем возможности в течение всего нескольких лет быстрых изменений, связанных с отдельными, но целыми участками галактик, с целой ассоциацией или сверхассоциацией, ибо такие изменения требуют довольно длинных промежутков времени. Но если допустить, что в этих отдельных участках галактик или в их ассоциациях и сверхассоциациях существуют не очень массивные фрагменты дозвездного вещества, которые могут в какой-то фазе своей жизни вспыхнуть и этим в довольно короткий срок изменить как вид данной детали, так и ее яркость, то станут понятными нижеописанные нестационарные явления в галактиках.

Галактика NGC 6503, которая показывает слабую эмиссию в ядерной области в линии $\lambda 3727 \text{ \AA}$ (39), показала на наших снимках в течение полутора месяцев изменения в общем виде одной из своих ассоциаций. Это в особенности бросалось в глаза, когда полученные снимки сравнивались со снимками семилетней давности.

Появление и исчезновение слабых объектов были заметны на наших снимках в окооядерных областях галактик NGC 2268 и NGC 2276. Последняя галактика известна тем, что в течение шести лет в Бюракане в ней обнаружены вспышки трех сверхновых звезд [40—42]. Как раз после вспышки третьей Сверхновой, которая находилась в близком соседстве с ядром и в течение трех месяцев была еще видна, в период ее ослабления был обнаружен очень слабый объект, примыкающий к ядру с северной стороны. Он был виден на двух фотоснимках. На третьем фотоснимке, который был получен через неделю, его уже не было видно. Звезды, с которыми при оценках яркости сравнивались эти объекты (как у NGC 2268, так и у NGC 2276), на последующих снимках имеются. Интересен также тот факт, что некоторые ассоциации в галактике NGC 2276 показывают изменения в своей яркости и тем самым в цвете. Это оказалось возможным обнаружить, потому что галактика получилась на трех парах карт Паломарского атласа, а эти пары сняты в разные ночи, разделенные большими промежутками времени в следующей последовательности: август 1952 г., март 1953 г. и январь 1955 г. Южный рукав галактики населен несколькими ассоциациями, которые составляют цепочку, но расположены не очень близко друг к другу. Цепочка эта начинается ассоциацией, которая в свою очередь представляет собой комплекс более слабых сгущений. Затем следуют как будто одиночные ассоциации. Этот комплекс меняет свой звездный облик от одной кар-

ты к другой. Ассоциация, находящаяся рядом с этим комплексом, меняет свою яркость. Если на картах от августа 1952 г. и марта 1953 г. она по своей яркости гораздо слабее находящейся рядом, но с другой стороны ассоциации, то на карте от января 1955 г. обе ассоциации примерно равны по своей яркости. Яркости ассоциаций сравнивались между собой по изображениям галактики, которая занимает на картах площадь не более $2'.5 \times 2'.5$, что в известной степени исключает возможность таких изменений яркости в результате копирования негативов. Возможность подобных изменений яркости звездных ассоциаций в зависимости от атмосферных условий в данном конкретном случае также исключается, поскольку сравниваемые друг с другом звездные ассоциации являются довольно компактными объектами. Изменение атмосферных условий при переходе от одной карты к другой сильнее бы отразилось на более протяженных образованиях галактик. Такие различия не наблюдаются ни в NGC 2276, ни в других галактиках, составляющих с ней тесную группу.

В работе Уокера [43] говорится о переменности ядра галактики NGC 4254. Пересмотрев снимки пятидесятилетней давности и получив также новые снимки, он подтвердил открытие Лампланда [44] об изменении структуры ядерной области этой галактики и о небольшом изменении яркости ядра и сделал вывод, что за эти изменения ответствен звездообразный объект диаметром $2''.5$ (200 пс). Уокер предполагает, что этот объект должен иметь некоторое сходство с квазизвездными объектами. Эта галактика согласно Бюраканской классификации имеет звездоподобное ядро, подобно NGC 2268 и NGC 2276. У NGC 4254 речь фактически идет, в основном, об изменении формы ядра и лишь в меньшей степени об изменении его яркости. По-видимому, в примыкающей к ядру области в разное время имела место активность маломасштабных конгломератов, которые и давали ядру разный вид. Возможно, что у части звездоподобных ядер, а может быть, у всех звездоподобных ядер, для околоядерных областей характерно то, что в примыкающих к ядру областях находятся некоторые массы дозвездного вещества, способные вспыхивать на время или надолго. Постепенно должна создаваться состоящая из звезд оболочка вокруг ядра.

В галактике NGC 5406 (галактика с перемычкой, $m_{pk} = 13^m0$) на Паломарских картах нами обнаружены два голубых объекта, цвет которых в интернациональной системе порядка $-0^m.5$. Оба находятся в рукаве галактики близко друг к другу, с юго-западной стороны недалеко от ядра. Один из объектов — южный — звездообразный. Его след едва виден на красной карте. Северный более слабый объект имеет туманные края. Его следа нет на красной карте. Но этот слабый объект получился на наших фотоснимках в голубых лучах, сделанных с большими экспозициями для проверки реальности обоих объектов. По-видимому, красная звездная величина этого объекта ниже предела чувствительности красных карт Паломарского атласа, поэтому его следа нет на красной карте. А вот яркого звездообразного объекта на наших снимках не оказалось.

Подобный объект на расстоянии $10''$ от ядра другой галактики тринадцатой величины был найден Райлом и Пули [45]. Голубой звездообразный объект с угловым диаметром $< 2''$ является необычным радиоисточником.

§ 4. *О телах незвездной природы.* Все вышесказанное, по-видимому, есть результат активности тех конгломератов, которые, по Амбарцумяну, являются потенциальными центрами активных космогонических процессов. Мы имеем дело с процессами превращений дозвездного вещества, доставленного в разные части галактики в результате взрывных процессов в ядре или путем фрагментации и постепенного удаления этих фрагментов от ядра и дающего в процессе активности как бы сигнал о своем переходе в звездное состояние.

Все вышесказанное, по-видимому, ясно говорит о том, что связь между механизмом образования галактики и способом возникновения ее отдельных структурных особенностей определяется генетическими свойствами дозвездного вещества. Это хорошее доказательство того, что ядро, содержащее огромные запасы дозвездного вещества, создает вокруг себя галактику. Но создавая галактику, ядро само истощается и в конце концов может оказаться невозможным его обнаружить. Но и в таком истощенном состоянии ядра, возможно, иногда проявляют некоторую активность. Об этом говорит хотя бы тот факт, что часть некомпактных ядер галактик бюраканского класса 2 показывает радиоизлучение, по наблюдениям Товмасяна [46]. Может быть, для прекращения активности ядра необходимо, чтобы в нем кончились запасы дозвездного вещества. Итак, дозвездные тела отвечают за все те бурные и более спокойные процессы, которые происходят в ядрах и вокруг них, на что почти во всех своих работах, относящихся к проблемам ядер галактик, указывает Амбарцумян. Эти же тела ответственны за многие нестационарные явления, которые мы наблюдаем в разных частях, в разных уголках галактик. В этом сущность идеи об интимной связи механизма образования галактик со способом возникновения их отдельных структурных особенностей.

Автор сознает сложность вышеизложенной задачи и трудность не только ее решения, но и точной постановки в пределах одной статьи. Некоторые мысли, оформленные в статье, вероятно, требуют более строгого и критического подхода. Многие факты заслуживают более серьезной проверки, чем это сделали мы на основе имевшихся в нашем распоряжении данных. Наша цель заключалась в том, чтобы указать на интересные выводы, которые получаются, если исходить из представлений об активности ядер и понятия о вторичной активности при изучении строения галактик. Заметим также, что хотя отдельные факты, использованные выше, могут вызывать сомнение, все же в совокупности их нельзя отрицать. Поэтому и наши выводы, сделанные выше, должны быть близки к истине. Тем не менее мы полностью сознаем необходимость проверки этих выводов.

Автор выражает свою благодарность академику В. А. Амбарцумяну за обсуждение настоящей работы.

Февраль 1973 г.

ԱՍՏՂԱՅԻՆ ՀԱՄԱԿԱՐԳԵՐԻ ԱՌԱՋԱՑՄԱՆ ՄԵԽԱՆԻԶՄԻ ԵՎ ՆՐԱՆՑ
ԱՌԱՆՁԻՆ ԿԱՌՈՒՑՎԱԾՔԱՅԻՆ ԱՌԱՆՁՆԱՀԱՏՎՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԻ ՄԱԳՄԱՆ ՁԵՎԻ
ՄԻՋԵՎ ԿՈՅՈՒԹՅՈՒՆ ՈՒՆԵՑՈՂ ԿԱՊԻ ՄԱՍԻՆ

Ա մ փ ո վ ու մ

Կան որոշ փաստեր, որոնք խոսում են այն գաղափարի օգտին, որ գերաստղասփյուռները և պայծառագույն աստղասփյուռները աստղային համակարգերում կարող են համարվել որպես երկրորդական՝ տեղական ակտիվության կենտրոններ: Որոշ կառուցվածքային առանձնահատկությունների առաջացումը, որոնք դիտվում են աստղային համակարգերում, ըստ երևույթին պայմանավորված է հենց այդ տեղական ակտիվությամբ:

S. G. ISKUDARIAN

ON THE CONNECTION OF THE MECHANISM OF FORMATION
OF GALAXIES AND THE WAY OF ORIGIN OF THEIR
STRUCTURAL FEATURES

S u m m a r y

There are some evidences in favour to the idea, that super-associations and the brightest associations can be considered as secondary — local centres of active processes in the galaxies. The origin of some structural features, which are observed in the galaxies, apparently, are due to these local active processes.

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. В. А. Амбарцумян, Труды V совещания по вопросам космогонии, М., 413, 1956.
2. V. A. Ambartsumian, Solvay Conference Report, Brussels, 1958.
3. V. A. Ambartsumian, Transactions IAU, XIB, 145, 1962.
4. W. L. W. Sargent, L. Searle, Ap. J., 162, L155, 1970.
5. В. А. Амбарцумян, С. Г. Искударян, Р. К. Шахбазян, К. А. Сицкян, Сообщ. БАО, 33, 3, 1963.
6. V. A. Ambartsumian, IAU—URSI Symposium № 20, 122, Canberra, 1964.
7. Р. К. Шахбазян, Астрофизика, 4, 273, 1968.
8. Р. К. Шахбазян, Астрофизика, 6, 367, 1970.
9. A. R. Sandage, The Hubble Atlas of Galaxies, Washington, 1961.
10. Palomar Atlas of Sky Survey, California, 1955.
11. D. J. Faulkner, Sky and Telescope, 26, 69, 1963.
12. G. de Vaucouleurs, Observatory, 74, 23 and 157, 1954.
13. G. de Vaucouleurs, A. J., 60, 126, 1955.
14. G. Corso and W. Buscombe, Observatory, 90, 229, 1970.
15. H. Arp, Atlas of Peculiar Galaxies, Pasadena, 1966.
16. М. Демутен, М. Витон, И. Жоржелен, Симпозиум МАС № 29, 434, 1958, Ереван.

17. D. A. Hurper and F. J. Low, *Ap. J.*, 165, L9, 1971.
18. J. Meuburn, *Nature*, 228, 1068, 1970.
19. P. G. Mezger, National Radio Astronomy Observatory Reprint Series BN 204.
20. P. G. Mezger, National Radio Astronomy Observatory Reprint Series BN 218.
21. Б. А. Воронцов-Вильяминов, Атлас и Каталог взаимодействующих галактик, М., 1959.
22. Б. Е. Маркирян, *Сообщ. БАО*, 33, 29, 1963.
23. C. Haro, *Bol. Obs. Tonantzintla y Tacubaya*, № 14, 8, 1956.
24. T. Klung, *Dunsink Observatory Reprints*, № 52, 1967.
25. G. Munch, *Sky and Telescope*, 17, 231, 1958.
26. Б. А. Воронцов-Вильяминов, *Астрон. циркуляр*, № 455, 6, 1967.
27. D. L. DuPuy, *A. J.*, 73, 882, 1968.
28. W. Hiltner, B. Irlarte, *Ap. J.*, 128, 443, 1958.
29. S. van Bergh, *Astron. and Astrophys.*, 12, 474, 1971.
30. В. А. Амбарцумян, Р. К. Шахбазян, *ДАН АрмССР*, 25, 185, 1957.
31. В. А. Амбарцумян, Р. К. Шахбазян, *ДАН АрмССР*, 26, 277, 1958.
32. Р. К. Шахбазян, С. Г. Искусидарян, *ДАН АрмССР*, 28, 53, 1959.
33. A. Stockton, 129 th Amer. Astron. Soc. Meet., Honolulu, Haw., 1969.
34. A. Stockton, *Ap. J.*, 173, 247, 1972.
35. К. А. Сиакян, *Астрофизика*, 1, 126, 1965.
36. J. L. Sersic, *Observatory*, 78, 26, 1958.
37. V. A. Ambartsumian, *Solvay Conference Report, Brussels*, 1964.
38. G. Wlórlick, *Public. de l'Observatoire de Haute Provence*, 10, 787, 1970.
39. G. de Vaucouleurs, *Ap. J.*, suppl. ser., 5, № 48, 1961.
40. С. Г. Искусидарян, Р. К. Шахбазян, *Астрофизика*, 3, 133, 1967.
41. Р. К. Шахбазян, *Астрон. циркуляр*, № 461, 1968.
42. С. Г. Искусидарян, *Астрон. циркуляр*, № 480, 1968.
43. M. F. Walker, *PASP*, 79, 593, 1967.
44. C. Lampland, *PASP*, 34, 167, 1921.
45. M. Ryle, G. G. Pooley, *Ap. Letters*, 4, 137, 1969.
46. H. M. Tovmasian, *Aust. J. Phys.*, 21, 193, 1968.

В. Г. ПАНАДЖЯН

ЧАСТОТНАЯ КОРРЕЛЯЦИЯ МЕЖПЛАНЕТНЫХ МЕРЦАНИЙ

Одной из основных характеристик межпланетных мерцаний дискретных радионисточников малых угловых размеров является возмущение фазы волны на неоднородностях межпланетной плазмы. В частности, иногда необходимо бывает установить, на каких угловых расстояниях от Солнца ф возмущение фазы волны $\overline{\Delta S_0^2}$ меньше одного радиана на данной частоте. Отдельные наблюдения на одной частоте не решают эту задачу, поскольку кривая меры мерцаний $F(\varphi)$ имеет загиб вниз при приближении радионисточника к Солнцу. Вопрос о величине возмущения фазы волны можно решать также методом исследования частотной корреляции мерцаний. Кроме этого, по степени корреляции флуктуаций на разных частотах можно установить режим флуктуаций по Солпиту [1].

Для исследования частотной корреляции мерцаний интенсивности излучения радионисточников малых угловых размеров обычно их одновременно наблюдают на двух (или более) частотах на одном пункте. В случае когда $\overline{\Delta S_0^2} < 1$ на обеих частотах, мерцания на этих частотах должны коррелировать, т. е. флуктуации на разных частотах должны по фазе повторять друг друга, и, следовательно, коэффициент частотной корреляции должен быть достаточно велик ($R \approx 0,5$), а среднеквадратичный индекс флуктуаций — $F^{1/2}$ должен быть пропорционален длине волны применяемого радиоизлучения. В противном случае, когда $\Delta S_0^2 > 1$, корреляция на разных частотах резко ухудшается, поскольку в этом случае размер дифракционной картины зависит от возмущения фазы волны.

Экспериментальному исследованию функции частотной корреляции межпланетных мерцаний посвящены работы [2, 3]. В них изучение этой функции произведено по результатам нескольких сеансов наблюдений, охватывающих небольшой диапазон угловых расстояний радионисточников от Солнца. Хьюиш и сотрудники проводили 5 сеансов наблюдений ($\Delta\varphi = 16^\circ$) на частотах 81 и 178 МГц [2], а Т. Д. Антонова наблюдала частотную корреляцию мерцаний на частотах 60 и 86 МГц. У нее тоже 5 сеансов наблюдений, которые прикрывают угловые расстояния $\Delta\varphi = 10^\circ$ [3].

Наблюдения мерцаний одновременно на двух частотах нами, в основном, проводились на сравнительно низких частотах 40 и 60 МГц и реже на 60 и 86 МГц [4]. Эти наблюдения проводились в 1968 г. на антенне

ДКР-1000 на радиоастрономической станции ФИАН СССР. На рис. 1 и 2 приведены одновременные записи мерцаний радиоисточника 3С144 на частотах 86, 60 и 40 $M\mu$.

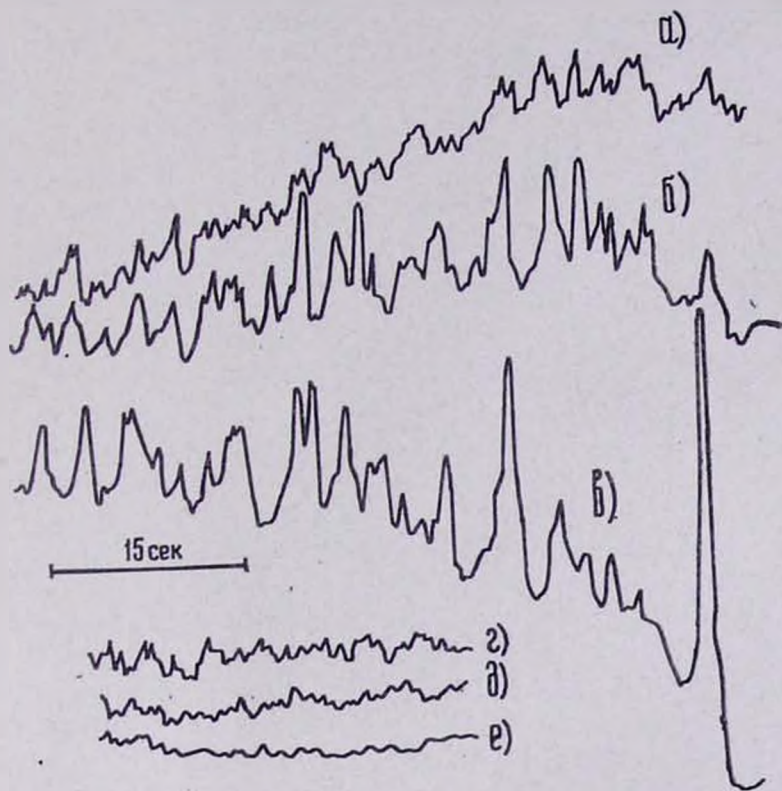


Рис. 1. Отрезки из одновременных записей радиоисточника 3С 144 на трех частотах: а) 86 $M\mu$, б) 60 $M\mu$, в) 40 $M\mu$. Внизу показаны соответствующие шумовые дорожки записей.

Из приведенных записей видно, что флуктуации интенсивности принимаемого радиоизлучения на разных частотах хорошо коррелированы, т. е. они на разных частотах достаточно хорошо повторяют друг друга.

Обработка одновременных записей мерцаний на разных частотах заключается в вычислении автокорреляционных и кросскорреляционных функций флуктуаций принимаемого излучения. Для этого из записей через интервалы 1 мм (1 мм соответствует 0,375 сек) были сняты значения флуктуаций интенсивности $\Delta I_i(t)$ относительно их среднего значения. Далее по значениям $\Delta I_i(t)$ вычислялись нормированные автокорреляционные и кросскорреляционные функции на ЭВМ.

По кросскорреляционным функциям определялись коэффициенты частотной корреляции мерцаний. При этом за коэффициент частотной корреляции брали максимальное значение кросскорреляционной функции, по-

скольку некоторые кросскорреляционные функции показали смещение максимального значения от нулевого временного (пространственного) разнорасстояния, обусловленные рефракцией радиоволн на радиальном градиенте элек-

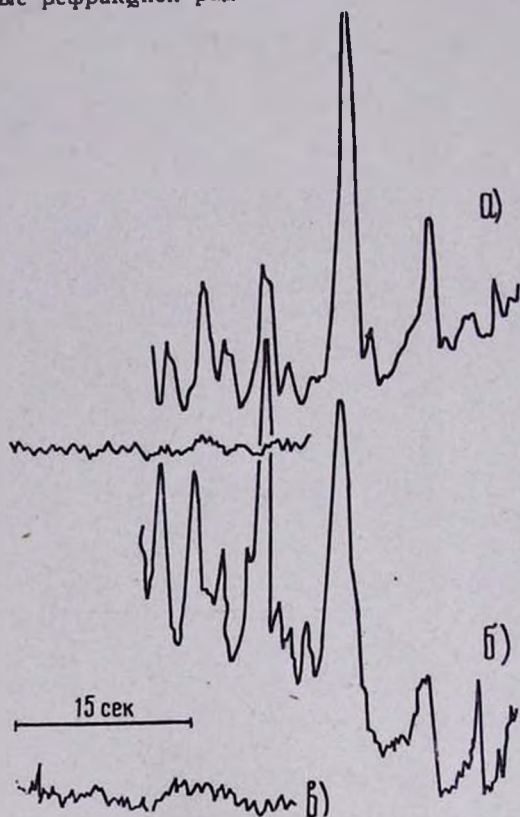


Рис. 2. Одновременные записи ЗС 144 на 60 (а) и 40 Мц (б). Внизу показаны соответствующие шумовые дорожки записей.

тронной концентрации от Солнца. На рис. 3 показаны полученные зависимости коэффициентов частотной корреляции от углового расстояния мерцающего радиоисточника от Солнца φ . Нанесенные на рис. 3 кривые соответствуют наиболее вероятному ходу изменения коэффициента частотной корреляции от φ . Как видно из рис. 3, коэффициенты частотной корреляции достаточно велики, т. е. имеется кросскорреляция на разных частотах в указанном интервале частот. Более того, поскольку на величину коэффициента частотной корреляции влияют накладываемые на мерцания шумы записи в сторону его уменьшения, то полученные значения коэффициента частотной корреляции практически надо увеличить на 10—20%, в зависимости от величины отношения интенсивностей флуктуации шумов. Из рис. 3а видно, что с увеличением углового расстояния радиоисточника от центра Солнца коэффициент частотной корреляции увеличивается и стре-

мится к единице. Поскольку коэффициент частотной корреляции (без учета его понижения из-за шумов записи) уже на угловых расстояниях $\varphi > 40^\circ$ достаточно велик ($R > 0,5$), а на сравнительно малых угловых рас-

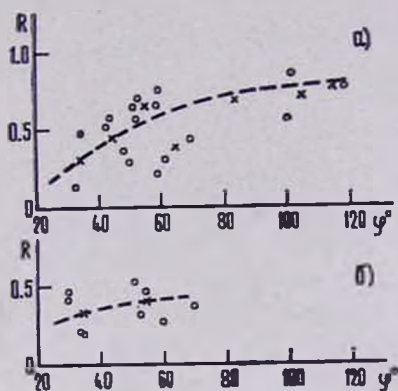


Рис. 3. Зависимость коэффициента частотной корреляции R от углового расстояния мерцающего радиоисточника от Солнца φ : а) частоты 60–40 МГц, б) частоты 86–60 МГц. $\circ$ — измеренные значения, $\times$ — усредненные значения за $\Delta\varphi = 10^\circ$.

стояниях от Солнца он падает иногда до 0,2, то это нам дает основание утверждать, что на угловых расстояниях $\varphi \geq 40^\circ$ (соответствующее радиальное расстояние луча зрения от центра Солнца $r \geq 0,65$ а. е.) возмущение фазы волны вплоть до частоты $\nu = 40$ МГц меньше одного радиана. Однако имеющиеся у нас данные недостаточны, чтобы уверенно сказать, при каких значениях φ возмущение фазы волны больше одного радиана на частотах 40 и 60 МГц. Таким же образом по кривой рис. 3б можно сказать, что для частот $\nu \geq 60$ МГц $\Delta\bar{S}_0^2 < 1$ на угловых расстояниях источника от Солнца $\varphi \geq 30^\circ$.

В заключение отметим, что наши оценки возмущения фазы волны на неоднородностях межпланетной плазмы хорошо согласуются с имеющимися данными $\Delta\bar{S}_0^2$, вычисленными из данных межпланетных мерцаний другим методом — по известным значениям индексов флуктуаций и размерам неоднородностей [5].

Апрель 1973 г.

В. Г. ФАНАДЖАН

ՄԻՋՄՈՂՈՐԱԿԱՍՅՈՒՆ ԱՌԿԱՅՄՈՒՄՆԵՐԻ ԷԱՃԱԽԱՅԻՆ ԿՈՐԵԼԱՑԻԱՆ

Ա. Մ. Բ. Ն. Մ. Ն. Մ.

Տարբեր հաճախությունների վրա (86, 60, 40 մհց) միջմոլորակային առկայծումների միաժամանակյա դիտումների հիման վրա հաշվված են առկայծումների հաճախային կորելացիոն ֆունկցիաները և, ըստ վերջիններիս

մաքսիմումի, ստացված են հաճախային կորելացիայի գործակիցները: Բերված են կորելացիայի գործակիցների փորձնական կորերը: Նրանց հիման վրա ցույց է տրված, որ $\nu \gg 40$ մհց հաճախությունների համար ռադիոալիքի ֆազի գրգռման միջին քառակուսային արժեքը փոքր է 1 ռադիանից Արեգակի կենտրոնից $r_0 \gg 0,65$ ա.մ. հեռավորությունների վրա:

V. G. PANADJIAN

FREQUENCY CORRELATION OF THE INTERPLANETARY SCINTILLATIONS

S u m m a r y

From the simultaneous records of interplanetary scintillations at different frequencies (86, 60, 40 MHz) the frequency correlation functions were computed and from their maximum the correlation factors are obtained. The experimental curves of frequency correlation factors are presented.

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. E. E. Salpeter, Ap. J., 147. 433, 1967.
2. L. T. Little, A. Hewish and P. A. Dennis, Plan. Sp. Sci., 14, 1221, 1966.
3. Т. Д. Антонова, Астрон. цирк., № 468, 1968.
4. В. Г. Панаджян, Канд. дисс., Горький, 1972.
5. L. T. Little, Astr. and Arh., 10, 301, 1971.

М. А. МНАЦАКАНЯН

К РЕШЕНИЮ ЗАДАЧИ ПЕРЕНОСА В ОДНОМЕРНОЙ ОДНОРОДНОЙ СРЕДЕ

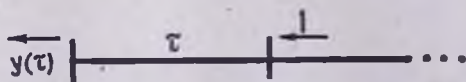
Хотя метод сложения слоев Амбарцумяна начиная с 1940 г. нашел широкое применение в теории переноса излучения, однако одна разновидность этого метода, в которой к рассматриваемой конечной среде добавляется не конечный слой, а слой полубесконечной толщины и ищутся оптические характеристики конечного слоя, осталась вне внимания. Между тем, по крайней мере в случае одномерной задачи, а возможно и в некоторых многомерных задачах, она оказывается более эффективной. Во всяком случае, при этом устанавливаются интересные соотношения между оптическими характеристиками конечного и полубесконечного слоев.

Мы проиллюстрируем сказанное на хорошо известном примере монохроматического рассеяния в одномерной однородной среде. В этом примере, вместо функциональных уравнений [1—3], мы получаем систему двух линейных алгебраических уравнений. В принципе так же просто решается задача монохроматического рассеяния в анизотропной одномерной среде.

Заметим, что после своих исследований о рассеянии света в трехмерной среде В. А. Амбарцумян считал необходимым опубликовать применение метода сложения слоев к одномерной задаче [1, 3], обратив также внимание на доходящую почти до тривиальности простоту этого применения. В рассматриваемой задаче, конечно, ни в коем случае нельзя претендовать на новизну самих результатов. Тем не менее, мы публикуем данную заметку — с целью иллюстрации одного возможного подхода, применимого к гораздо более общим многомерным задачам [4].

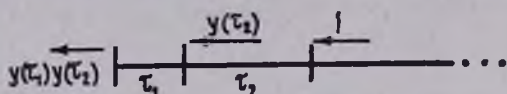
1. ИЗОТРОПНАЯ СРЕДА

1. Рассмотрим следующую вспомогательную задачу. Пусть в однородной полубесконечной среде на глубине τ находится квант, движущийся влево, в направлении к выходу. После многократных рассеяний во всей среде



он с некоторой вероятностью $y(\tau)$ в конце концов выйдет из среды. Найдем эту вероятность.

Представим мысленно, что слой τ разбит на два слоя — τ_1 и τ_2 . Тогда рассматриваемый квант должен выйти из полубесконечной среды, левой границей которой служит граница раздела слоев τ_1 и τ_2 , с вероятностью



$y(\tau_2)$, а затем из полубесконечного слоя с глубины τ_1 , с вероятностью $y(\tau_1)$. Следовательно,

$$y(\tau_1 + \tau_2) = y(\tau_1) y(\tau_2), \quad y(0) = 1. \quad (1)$$

Отсюда находим

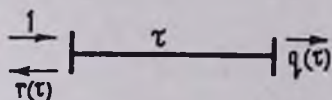
$$y(\tau) = e^{-k\tau}, \quad (2)$$

где k — постоянная, характеризующая свойства среды.

Введем еще коэффициент отражения от полубесконечной среды r_0 — вероятность того, что квант, падающий на полубесконечную среду, диффузно отразится от нее.

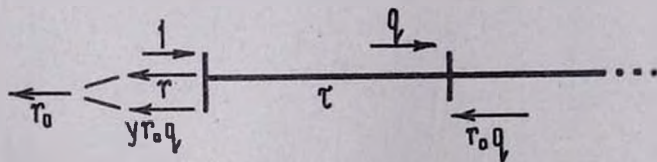


2. Обратимся теперь к задаче для слоя конечной толщины τ . Обозначим для него через $r(\tau)$ коэффициент отражения, а через $q(\tau)$ — коэффициент пропускания. Нашей целью является выразить их через r_0 , то есть свести решение конечной задачи к решению полубесконечной.



Выделим мысленно из полубесконечной среды слой толщины τ .

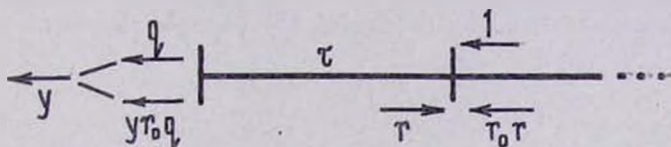
Квант, падающий на полубесконечную среду, диффузно отражается от нее с вероятностью r_0 . С другой стороны, чтобы отразиться от среды, этот квант должен либо отразиться непосредственно от слоя τ , либо пройти через этот слой, затем отразиться от оставшейся полубесконечной сре-



ды и, падая на слой τ справа, в конце концов выйти из среды. Сказанное означает, что

$$r_0 = r + q r_0 q. \quad (3)$$

Теперь рассмотрим квант на глубине τ в полубесконечной среде, движущийся влево. Он выйдет из среды с вероятностью $y(\tau)$. С другой стороны, чтобы выйти из среды, этот квант должен либо пройти непосредственно через слой τ , либо отразиться от этого слоя, затем от оставшегося полу-



бесконечного слоя и, падая на слой τ слева, в конце концов выйти из среды. Поэтому

$$y = q + r r_0 y. \quad (4)$$

Линейная система алгебраических уравнений (3—4) позволяет выразить коэффициенты отражения и пропускания для слоя конечной толщины через коэффициент отражения r_0 полубесконечного слоя:

$$r(\tau) = r_0 \frac{1 - e^{-2k\tau}}{1 - r_0^2 e^{-2k\tau}}, \quad (5)$$

$$q(\tau) = e^{-k\tau} \frac{1 - r_0^2}{1 - r_0^2 e^{-2k\tau}}. \quad (6)$$

3. Величины r_0 и k сами определяются из тех же уравнений (5—6), если рассматривать последние для очень тонкого слоя.

При малых τ из (5—6) имеем

$$r(\tau) \approx r_0 \frac{2k\tau}{1 - r_0^2}, \quad q(\tau) \approx 1 - k\tau - 2k\tau \frac{r_0^2}{1 - r_0^2}.$$

С другой стороны, из физических соображений ясно, что при малых τ , если учитывать только однократно рассеянные кванты,

$$r(\tau) \approx \tau a, \quad q(\tau) \approx 1 - \tau + \tau x.$$

Здесь x и a — вероятности рассеяния поглощенного кванта соответственно по и против направления падения кванта. Вероятность выживания кванта при элементарном акте рассеяния $\lambda = x + a$.

Сравнивая написанные для малых τ выражения друг с другом, легко получаем

$$k = \frac{a}{2} \frac{1 - r_0^2}{r_0}, \quad (7)$$

и квадратное уравнение относительно r_0 : $a r_0^2 - 2(1 - x) r_0 + a = 0$, физическое решение которого есть

$$a r_0 = 1 - x - \sqrt{(1 - x)^2 - a^2}. \quad (8)$$

4. Перейдем теперь к случаю чистого рассеяния $\lambda=1$. Согласно (8), (7) и (2), $r_0=1$, $k=0$, $y(\tau)=1$, и каждое из уравнений (3—4) переходит в условие

$$r + q = 1. \quad (9)$$

Решение задачи для чистого рассеяния можно, однако, получить предельным переходом $\lambda \rightarrow 1$ из решения (5—6). Устремляя $r_0 \rightarrow 1$ и $k \rightarrow 0$ согласно (7), находим

$$r(\tau) = \frac{\alpha\tau}{1 + \alpha\tau}, \quad q(\tau) = \frac{1}{1 + \alpha\tau}. \quad (10)$$

5. Рассмотрим случай изотропного рассеяния $\alpha = x = \lambda/2$. Пусть в полубесконечной среде (простирающейся в бесконечность вправо) на глубине τ поглощен квант. Вероятность $p(\tau)$ выхода этого кванта из среды складывается из вероятности $\frac{\lambda}{2} y(\tau)$ того, что квант испустится влево и в конце концов выйдет из среды, и вероятности $\frac{\lambda}{2} r_0 y(\tau)$ того, что квант испустится вправо, затем отразится от расположенной правее полубесконечной среды и в конце концов выйдет из среды. Учитывая (2), получаем

$$p(\tau) = \lambda \frac{1 + r_0}{2} e^{-k\tau}. \quad (11)$$

Рассмотрим теперь слой конечной толщины τ_0 и найдем вероятность $P(\tau)$ выхода кванта, поглощенного на глубине τ . Для этого добавим справа полубесконечный слой. Тогда вероятность выхода $p(\tau)$ кванта из суммарной полубесконечной среды, очевидно, равна

$$p(\tau) = P(\tau) + P(\tau_0 - \tau) r_0 y(\tau_0). \quad (12)$$

Действительно, квант выйдет либо непосредственно из слоя τ_0 , либо проникнув в добавленный полубесконечный слой (с вероятностью $P(\tau_0 - \tau)$) и отразившись от него.

Добавим к рассматриваемому конечному слою полубесконечный слой слева. Тогда получим уравнение, отличающееся от (12) заменой τ на $\tau_0 - \tau$. Складывая и вычитая эти два уравнения, получим отдельные уравнения для суммы $P(\tau) + P(\tau_0 - \tau)$ и разности $P(\tau) - P(\tau_0 - \tau)$. Найдя их и взяв от них полусумму, получим (сравни с [2], стр. 56):

$$P(\tau) = \lambda \frac{1 + r_0}{2} \frac{1 - r_0 e^{-2k(\tau_0 - \tau)}}{1 - r_0^2 e^{-2k\tau_0}} e^{-k\tau}. \quad (13)$$

Таким образом, не только задача об отражении и пропускании, но и нахождение внутреннего режима для конечного слоя также сводится к таковой для полубесконечной среды.

При чистом рассеянии из (12) следует $1 = P(\tau) + P(\tau_0 - \tau)$. Совершая, однако, в (13) предельный переход $\lambda \rightarrow 1$ и $k \rightarrow 0$ согласно (7), находим

$$P(\tau) = \frac{1 + \tau_0 - \tau}{2 + \tau_0}.$$

6. Заметим, что составленные выше уравнения (3—4) соответствуют формальному переходу в функциональных уравнениях Амбарцумяна [1] к пределу при стремлении толщины добавляемого слоя к бесконечности. Естественно, что получаемые предельные уравнения будут выглядеть сравнительно просто: вместо системы двух нелинейных дифференциальных уравнений мы получаем систему двух линейных алгебраических уравнений. При этом величина $y(\tau) = e^{-k\tau}$ представляет собой предел отношения $q(\tau + \tau_2)/q(\tau_2)$ при $\tau_2 \rightarrow \infty$.

II. АНИЗОТРОПНАЯ СРЕДА

1. Рассмотрим теперь более общий случай рассеяния в анизотропной среде. Такая постановка может оказаться формальной в задачах переноса излучения (разве лишь при наличии сильных магнитных полей), но она может быть интересна в вероятностных задачах о случайном блуждании. Свойство анизотропии среды состоит в следующем.

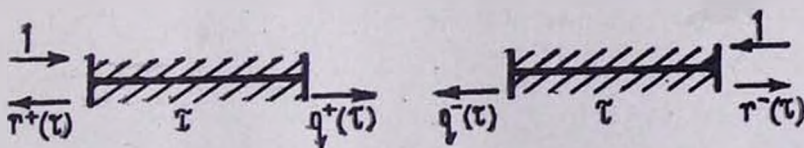
Если в среде поглощается квант, движущийся вправо, то он с вероятностью x^+ рассеивается в том же направлении и с вероятностью a^+ — влево. Если же поглощается квант, движущийся влево, то он с вероятностью x^- рассеивается в направлении падения и a^- — в обратном направлении. Вероятность выживания кванта при элементарном акте рассеяния есть $\lambda^\pm = x^\pm + a^\pm$ (можно, в частности, принять $\lambda^+ = \lambda^-$).

Введем величины $y^\pm(\tau)$ и $r_0^\pm$, аналогичные $y(\tau)$ и r_0 из пункта 1.2, для одной ориентации полубесконечной анизотропной среды. Если полубесконечная среда имеет обратную ориентацию (перевернута), то для нее обозначим эти величины через $y^-(\tau)$ и r_0^- . Совершенно аналогично (1) и (2), рассматривая в отдельности каждую ориентацию, получаем

$$g^\pm(\tau) = e^{-k^\pm \tau}, \quad (14)$$

где постоянные $k^\pm$ характеризуют свойства среды в зависимости от ее ориентации. Знак (—) везде будет приписываться соответствующим величинам для перевернутой среды.

2. Обозначим через $r^\pm(\tau)$ коэффициенты отражения и $q^\pm(\tau)$ — коэффициенты пропускания для прямой и перевернутой анизотропной среды конечной толщины τ .



Рассуждения, аналогичные изотропному случаю, приводят к следующим линейным соотношениям для этих коэффициентов:

$$\begin{cases} r_0^+ = r^+ + q^+ r_0^+ y^+ \\ y^+ = q^- + r^- r_0^+ y^+ \end{cases}, \quad (15)$$

$$\begin{cases} r_0^- = r^- + q^- r_0^- y^- \\ y^- = q^+ + r^+ r_0^- y^- \end{cases}. \quad (16)$$

Решая первое уравнение из (15) со вторым из (16) и второе из (15) с первым из (16), находим

$$r^\pm(\tau) = r_0^\pm \frac{1 - e^{-2k\tau}}{1 - r_0^2 e^{-2k\tau}}, \quad (17)$$

$$q^\pm(\tau) = e^{-k\tau} \frac{1 - r_0^2}{1 - r_0^2 e^{-2k\tau}}, \quad (18)$$

где введены обозначения $r_0^2 = r_0^+ r_0^-$, $2k = k^+ + k^-$.

Интересно заметить отсюда, что для слоя любой толщины

$$\frac{r^+(\tau)}{r^-(\tau)} = \frac{r_0^+}{r_0^-}, \quad \frac{q^+(\tau)}{q^-(\tau)} = e^{(k^+ - k^-)\tau}.$$

Решения (17—18) выражают коэффициенты отражения и пропускания конечного слоя через коэффициент отражения $r_0^\pm$ полубесконечного слоя.

3. Чтобы определить постоянные $k^\pm$ и $r_0^\pm$, рассмотрим слой малой толщины τ . Из (17—18)

$$r^\pm(\tau) \approx r_0^\pm \frac{2k\tau}{1 - r_0^2}, \quad q^\pm(\tau) \approx 1 - \tau + \tau x^\pm.$$

С другой стороны, из физических соображений, для тонкого слоя

$$r^\pm(\tau) \approx \tau a^\pm, \quad q^\pm(\tau) \approx 1 - x^\mp - a^\mp r_0^\pm.$$

Сравнивая их с предыдущими выражениями, получаем

$$r_0^\pm \frac{2k}{1 - r_0^2} = a^\pm, \quad k^\pm = 1 - x^\mp - a^\mp r_0^\pm. \quad (19)$$

Легко видеть, что

$$r_0^+/r_0^- = a^+/a^-,$$

$$2k = k^+ + k^- = a^\pm \frac{1 - r_0^2}{r_0^\pm} = \frac{1}{r_0^\pm} [a^\pm - a^\mp (r_0^\pm)^2],$$

$$k^+ - k^- = a^+ - a^- = x^- - x^+.$$

Из двух последних соотношений, складывая их и вычитая, находим

$$k^\pm = \frac{1 - r_0^2}{2r_0^\pm} (a^\pm + a^\mp r_0^\pm). \quad (20)$$

Сравнивая (20) с выражением для $k^\pm$ из (19), получаем квадратное уравнение $a^\mp (r_0^\pm)^2 - (2 - x^+ - x^-) + a^\pm = 0$ относительно $r_0^\pm$, с решением

$$2 a^\mp r_0^\pm = 2 - x^+ - x^- \pm \sqrt{(2 - x^+ - x^-)^2 - 4 a^+ a^-}. \quad (21)$$

4. Рассмотрим случай чистого рассеяния в анизотропной среде. Положим для определенности $a^+ > a^-$. Из (21) при $\lambda^\pm = 1$ следует

$$r_0^+ = 1, \quad r_0^- = a^-/a^+, \quad k^+ = 0, \quad k^- = a^+ - a^- = x^- - x^+. \quad (22)$$

Из (18) имеем

$$q^+(\tau) = e^{-k^-\tau} \frac{1 - r_0^-}{1 - r_0^- e^{-k^-\tau}} = \frac{1}{1 + A(e^{k^-\tau} - 1)}, \quad (23)$$

где обозначено $A \equiv \frac{1}{1 - r_0^-} = a^+/(a^+ - a^-) = a^+/k^-$.

С помощью $q^+(\tau)$ определяются и остальные коэффициенты:

$$q^-(\tau) = e^{k^-\tau} q^+(\tau), \quad r^+ = 1 - q^+, \quad r^- = 1 - q^-.$$

Заметим [3], что при чистом рассеянии анизотропная полубесконечная среда частично прозрачна в одном направлении: $q^-(\tau) \rightarrow 1 - r_0^-$ при $\tau \rightarrow \infty$. Это и понятно, так как для анизотропной среды коэффициенты отражения r_0^+ и r_0^- должны отличаться друг от друга и поэтому хотя бы один из них должен быть меньше единицы.

5. Легко найти также вероятности выхода кванта с некоторой глубины из слоя конечной толщины, вполне аналогично тому, как это было сделано для случая изотропной среды, по величинам $r_0^\pm$ и $y^\pm(\tau)$, характеризующим полубесконечную среду. Заметим, что в задаче о внутреннем режиме для конечного слоя фигурирует комбинация $Z(\tau) = r_0 y(\tau)$, а не $y(\tau)$ и r_0 в отдельности, в отличие от задачи нахождения коэффициентов отражения и пропускания.

6. Целью нашей заметки было проиллюстрировать на простейшем примере, как можно свести решение конечной задачи к решению той же задачи для полубесконечного слоя. Это удастся сделать не только для отражения и пропускания, но и для внутреннего режима. Зная решение для полубесконечного слоя и функцию, характеризующую его, решение для конечного слоя находим из системы двух линейных алгебраических уравнений, в то время как в обычном методе сложения слоев конечная задача сводится к решению системы двух нелинейных дифференциальных уравнений. Такая простота позволила нам без труда решить и задачу для анизотропной среды; обычным методом она сводится к очень «запутанной» системе нелинейных дифференциальных уравнений.

Մ. Ա. ՄՆԱՅԱԿԱՆՅԱՆ

ՄԻԱԶԱՓ ՄԻՋԱՎԱՅՐՈՒՄ ՏԵՂԱՓՈԽՄԱՆ ԽԵՂԻԻ ԼՈՒԾՄԱՆ ՎԵՐԱՐԵՐՅԱԼ

Ա մ փ ո փ ու մ

Ճառագայթման տեսության մեջ լայն կիրառություն ունեցող Համբար-
ձումյանի շերտերի գումարման եղանակը ըստ երևույթին կարելի է կատարե-
լագործել՝ եթե դիտարկել այն տարատեսակը, երբ ուսումնասիրվող շերտին
ավելացվում է ոչ թե վերջավոր, այլ կիսանվերջ հաստության շերտ: Համե-
նայնդեպս դա թույլ է տալիս վերջավոր և կիսանվերջ շերտերի օպտիկական
հատկությունների միջև ստանալ հետաքրքիր առնչություններ: Նշված տեսա-
կետից քննարկվում է միաչափ միջավայրում մոնոխրոմատիկ ճառագայթման
տեղափոխման հայտնի խնդիրը՝ այն բերվում է երկու գծային հանրահաշ-
վական հավասարումների: Նմանապես պարզ է լուծվում խնդիրը միաչափ ոչ
իզոտրոպ միջավայրի դեպքում:

M. A. MHATSAKANIAN

ON THE SOLUTION OF ONE-DIMENSIONAL
TRANSPORT PROBLEM

S u m m a r y

Seems, Ambartsumian's shell-adding method can be perfected, if the variation of the method is considered when not a finite but infinite shell is added to the shell which optical characteristics we are interested in. The common case of monochromatic light transfer into an one dimensional homogen medium is discussed as an illustration.

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. В. А. Амбарцумян, Научные труды, т. I, Ереван, 1961, стр. 263.
2. В. В. Соболев, Курс теоретической астрофизики, М., 1967.
3. В. А. Амбарцумян, Научные труды, т. I, Ереван, 1961, стр. 278.
4. Н. Б. Енибарян, М. А. Мнацаканян, ДАН СССР, 1974.

Э. Х. ДАНИЕЛЯН, М. А. МНАЦАКАНЯН
К ЗАДАЧЕ ДИФФУЗИИ СВЕТА
В СЛОЕ КОНЕЧНОЙ ОПТИЧЕСКОЙ ТОЛЩИНЫ

1. Введение

Известно, что решение многих задач переноса излучения в среде конечной оптической толщины сопряжено с большими затруднениями по сравнению с решением тех же задач для полубесконечной среды. И, более того, знание решения полубесконечной задачи, вообще говоря, не способствует облегчению решения подобной конечной задачи. Например, знание вероятности выхода кванта, поглощенного на глубине τ , из полубесконечной среды не облегчает нахождения этой вероятности для слоя конечной оптической толщины, ввиду отсутствия непосредственной связи между ними.

Выясняется, однако, что между аналогичными величинами, характеризующими поле излучения в конечной и полубесконечной средах, существует опосредованная связь, позволяющая сильно упростить решение конечной задачи. Такая работа была проделана одним из авторов для простейшего случая монохроматического рассеяния в одномерной среде [3]. Там же говорится и о возможном обобщении подобного подхода при решении более сложных задач (см., например, [4, 5]).

Исходная идея заключается в своеобразном применении метода сложения слоев Амбарцумяна: к исследуемому слою конечной толщины добавляется полубесконечный слой. Поскольку суммарная среда является снова полубесконечной, то интересующие нас свойства конечного слоя связываются со свойствами полубесконечной среды. Эта связь осуществляется посредством вводимого нами понятия вероятности Z выхода кванта, движущегося на некоторой глубине в полубесконечной среде.

В настоящей работе мы иллюстрируем реализацию предлагаемого подхода для монохроматического рассеяния в трехмерной однородной среде со сферической индикатрисой. Вероятность выхода кванта с данной глубины из слоя конечной толщины выражается через вероятность выхода $P(\tau, \eta)$ кванта из полубесконечной среды с помощью линейного интегрального уравнения. Ядром этого уравнения служит функция $Z(\tau, \eta, \xi)$, которая, в свою очередь, с помощью простого алгебраического соотношения (29) выражается через функцию $P(\tau, \eta)$, продолженную формально и на отрицательные значения η . Дискретизация интегрального уравнения сводит за-

дачу к решению системы линейных алгебраических уравнений. Подобным же образом решается задача отражения и пропускания слоев конечной толщины.

Вводимая функция Z играет фундаментальную роль в нашем рассмотрении, и в статье дается несколько подробное исследование свойств этой функции. Попутно при этом устанавливается ряд интересных, в частности, хорошо известных в теории переноса соотношений (по этому поводу см. также [5]). Последние представляют собой классические результаты, полностью содержащиеся в трудах В. А. Амбарцумяна [1] и В. В. Соболева [2], поэтому соответствующие ссылки на них в статье опускаются.

Изложение данной работы можно провести как в интенсивностной, так и в вероятностной трактовке процессов переноса. Для определенности, следуя В. В. Соболеву, мы придерживаемся вероятностного представления, причем всюду ниже мы имеем дело с вероятностями, проинтегрированными по азимутальному направлению. Для краткости, вместо «плотности вероятности» мы часто используем просто «вероятность», и опускаем «arccos», говоря об угле, думая, что это не приведет к недоразумениям.

2. Функция Z и внутренний режим конечного слоя

Пусть на глубине τ полубесконечной среды имеется квант, движущийся в направлении ζ в сторону *возрастания* оптических глубин. Обозначим через $Z(\tau, \eta, \zeta)$ плотность вероятности того, что этот квант выйдет из полубесконечной среды в направлении η к нормали к ее границе.

Покажем, каким образом посредством величины Z внутренние режимы конечной и полубесконечной сред связываются друг с другом.

Рассмотрим слой толщины τ_0 с квантом, покоящимся на глубине τ . Нас интересуют вероятности $p_1(\tau, \tau_0, \eta)$ и $p_2(\tau, \tau_0, \eta)$ выхода этого кванта по разные стороны слоя.

Добавляя к одной из границ рассматриваемого конечного слоя полубесконечный слой, мы получаем снова полубесконечный слой с квантом, покоящимся в ней на глубине τ . Вероятность выхода этого кванта $P(\tau, \eta)$ складывается из вероятности (p_1) того, что он выйдет после ряда рассеяний только в конечном слое τ_0 , и вероятности того, что он пройдет через другую границу этого слоя (p_2) вглубь суммарной полубесконечной среды и выйдет из нее (Z):

$$P(\tau, \eta) = p_1(\tau, \tau_0, \eta) + \int_0^1 Z(\tau_0, \eta, \zeta) p_2(\tau, \tau_0, \zeta) d\zeta. \quad (1)$$

Добавляя полубесконечную среду к другой границе рассматриваемого конечного слоя, аналогично получаем

$$P(\tau_0 - \tau, \eta) = p_2(\tau, \tau_0, \eta) + \int_0^1 Z(\tau_0, \eta, \zeta) p_1(\tau, \tau_0, \zeta) d\zeta. \quad (2)$$

Правда, уравнение (2) есть следствие разностного уравнения (1) поскольку $\rho_2(\tau) = \rho_1(\tau_0 - \tau)$, рассмотрим, однако, эти уравнения совместно как систему относительно ρ_1 и ρ_2 . Заметим, что τ и τ_0 — параметры.

Складывая и вычитая уравнения (1) и (2), мы получаем отдельные линейные интегральные уравнения относительно суммы $s = \rho_1 + \rho_2$ и разности $h = \rho_1 - \rho_2$ искомых величин:

$$\begin{aligned} S(\tau, \tau_0, \eta) &= s(\tau, \tau_0, \eta) + \int_0^1 Z(\tau_0, \eta, \mu) s(\tau, \tau_0, \mu) d\mu, \\ H(\tau, \tau_0, \eta) &= h(\tau, \tau_0, \eta) - \int_0^1 Z(\tau_0, \eta, \mu) h(\tau, \tau_0, \mu) d\mu. \end{aligned} \quad (3)$$

Здесь введены обозначения

$$S(\tau, \tau_0, \eta) = P(\tau, \eta) + P(\tau_0 - \tau, \eta) \text{ и } H(\tau, \tau_0, \eta) = P(\tau, \eta) - P(\tau_0 - \tau, \eta). \quad (4)$$

Таким образом, полученные из физических соображений уравнения (1) и (2) устанавливают искомую связь между внутренними режимами для конечного и полубесконечного слоев.

3. Функция Y и задача отражения и пропускания конечного слоя

Мы ввели понятие вероятности выхода не покоящегося, а движущегося в полубесконечной среде кванта. Причем мы определили эту вероятность Z только для случая, когда квант первоначально удаляется от границы полубесконечной среды. Наряду с Z введем в рассмотрение величину Y отличающуюся по смыслу от Z лишь тем, что первоначально квант движется в среде не вглубь нее, а в направлении выхода из среды, к ее границе*.

Хотя формально оба эти понятия и представляются одной величиной, в силу того, что

$$Z(\tau, \eta, \zeta) = Y(\tau, \eta, -\zeta), \quad (5)$$

понятно, что их физические свойства существенно различаются, хотя бы потому, что в Y , в отличие от Z , входит и прямое излучение, не испытывшее в среде ни одного рассеяния. Поэтому мы находим целесообразным рассматривать величины Y и Z отдельно.

Определим $Y(\tau, \eta, \zeta)$, как плотность вероятности выхода из полубесконечной среды в направлении η кванта, движущегося на глубине τ в направлении ζ в сторону убывающих оптических глубин. Для иллюстрации поня-

* Заметим, что согласно принципу обратимости оптических явлений, эти величины описывают интенсивности излучения внутри полубесконечной среды, освещенной параллельным излучением.

тия Y рассмотрим следующую задачу об отражении и пропускании слоя конечной толщины.

Пусть на одну границу слоя толщины τ в направлении ξ к ее нормали падает квант. Нас интересуют вероятности $R(\tau, \eta, \xi)$ и $Q(\tau, \eta, \xi)$ его отражения и пропускания этим слоем. Добавляя ко второй границе рассматриваемого конечного слоя полубесконечный слой, мы получаем новую полубесконечную среду с падающим на ее границу квантом. Вероятность его отражения от суммарной полубесконечной среды $R_\infty(\eta, \xi)$ складывается из вероятности отражения (R) кванта непосредственно от исходного слоя и вероятности того, что квант пройдет через этот слой (Q) и выйдет из суммарной полубесконечной среды (Z):

$$R_\infty(\tau, \xi) = R(\tau, \tau, \xi) + \int_0^1 Z(\tau, \tau, \mu) Q(\tau, \mu, \xi) d\mu. \quad (6)$$

Добавим теперь к рассматриваемому слою полубесконечный слой к той границе, на которую падает квант. В результате мы получим полубесконечную среду, в которой, на глубине τ , имеется квант, движущийся в направлении ξ в сторону границы среды. Вероятность его выхода есть, по определению, $Y(\tau, \eta, \xi)$. С другой стороны, эта вероятность складывается из вероятности того, что квант пройдет непосредственно через слой (Q) и вероятности того, что он, отразившись от слоя (R), выйдет из среды (Z):

$$Y(\tau, \tau, \xi) = Q(\tau, \tau, \xi) + \int_0^1 Z(\tau, \tau, \mu) R(\tau, \mu, \xi) d\mu. \quad (7)$$

Системой уравнений (6) и (7) и определяются свойства отражения и пропускания конечного слоя τ через характеристики полубесконечной среды. Сложением и вычитанием, система разделяется аналогично (3).

В обоих рассмотренных выше задачах ядром уравнений (1—2) и (6—7) служит функция $Z(\tau, \eta, \xi)$. Нашей последующей задачей является найти Z , скорее, выразить ее посредством более простых характеристик полубесконечной среды, скажем $P(\tau, \eta)$. Как мы покажем ниже, величины $Z(\tau, \eta, \xi)$ и $Y(\tau, \eta, \xi)$, зависящие от трех аргументов, можно элементарным образом выразить через функцию $P(\tau, \eta)$ и аналогичную ей другую функцию, которые зависят от двух аргументов.

4. Свойства величин Y и Z

Займемся исследованием свойств величин Y и Z , представляющих собой, по определению, вероятности выхода из полубесконечной среды кванта, первоначально движущегося на данной глубине τ в данном направлении ξ .

Очевидно, что при $\tau=0$.

$$Y(0, \eta, \zeta) = \delta(\eta - \zeta), \quad Z(0, \eta, \zeta) = R_{-}(\eta, \zeta), \quad (8)$$

Квант, летящий на глубине τ полубесконечной среды параллельно границе, $\zeta=0$, рано или поздно поглотится на этой же глубине и выйдет из среды с вероятностью $P(\tau, \eta)$, поэтому

$$Y(\tau, \eta, 0) = Z(\tau, \eta, 0) = P(\tau, \eta). \quad (9)$$

Определение величины Y можно дать в несколько иной, эквивалентной формулировке. Пусть из полубесконечной среды под углом ζ выходит квант. Добавим перед ней слой конечной толщины τ . Тогда из суммарной полубесконечной среды этот квант в конце концов выйдет с вероятностью $Y(\tau, \eta, \zeta)$. Если из полубесконечной среды выходит распределение $f_0(\zeta)$, то после добавления слоя τ из суммарной полубесконечной среды выйдет распределение

$$f_{\tau}(\eta) = \int_0^1 Y(\tau, \eta, \zeta) f_0(\zeta) d\zeta. \quad (10)$$

Квант, поглощенный на границе полубесконечной среды, выходит из нее с вероятностью $P(0, \eta) = \frac{\lambda}{2} \varphi(\eta)$, где $\varphi(\eta)$ — функция Амбарцумяна. Добавляя слой τ , получим полубесконечный слой с квантом, поглощенным в ней на глубине τ . Вероятность его выхода, согласно (10), есть

$$P(\tau, \eta) = \frac{\lambda}{2} \int_0^1 Y(\tau, \eta, \mu) \varphi(\mu) d\mu. \quad (11)$$

Если квант падает на полубесконечный слой, он отражается с вероятностью $R_{-}(\eta, \zeta)$. Добавляя перед ним слой толщины τ , получаем новый полубесконечный слой с квантом, движущимся на ее глубине τ вглубь среды. Вероятность его выхода Z , по (10), есть

$$Z(\tau, \eta, \zeta) = \int_0^1 Y(\tau, \eta, \mu) R_{-}(\mu, \zeta) d\mu. \quad (12)$$

Функция Y обладает исключительно важным — полугрупповым свойством

$$Y(\tau_1 + \tau_2, \eta, \zeta) = \int_0^1 Y(\tau_1, \eta, \mu) Y(\tau_2, \mu, \zeta) d\mu. \quad (13)$$

Оно получается, если к полубесконечному слою с неким выходящим из не-

го излучением последовательно добавить два конечных слоя с произвольными толщинами τ_1 и τ_2 .

Аналогичное соотношение для Z имеет вид

$$Z(\tau_1 + \tau_2, \eta, \zeta) = \int_0^1 Y(\tau_1, \eta, \mu) Z(\tau_2, \mu, \zeta) d\mu. \quad (14)$$

Оно следует из физических соображений, а также из (13) с учетом (12). Отдельно для Z полугрупповое свойство как таковое не имеет места.

Из (13) или (14), в частности, следует, что

$$P(\tau_1 + \tau_2, \eta) = \int_0^1 Y(\tau_1, \eta, \mu) P(\tau_2, \mu) d\mu, \quad (15)$$

а отсюда, при $\tau_2=0$ получаем (11). При $\tau_2=0$ из (14) следует и (12).

5. Функция G и свойство симметрии Y

Пусть из полубесконечной среды выходит квант в направлении ζ . Расположим перед ней бесконечно тонкий слой $d\tau$. Тогда выходящее из суммарной среды излучение, в силу (8) мало отличающееся от первоначально-го, можно представить в виде

$$Y(d\tau, \eta, \zeta) = \delta(\eta - \zeta) - G(\eta, \zeta) d\tau, \quad (16)$$

где через G обозначено

$$G(\eta, \zeta) = - \frac{dY(0, \eta, \zeta)}{d\tau}. \quad (17)$$

Величина G описывает изменения в выходящем из полубесконечной среды распределении при помещении перед ней бесконечно тонкого слоя. Она очень просто находится из физических соображений, поскольку в добавляемом бесконечно тонком слое $d\tau$ рассеяниями выше первого порядка можно пренебречь.

Действительно, $Y(d\tau, \eta, \zeta)$ складывается из вероятности прямого прохождения $\left(1 - \frac{d\tau}{\tau}\right) \delta(\eta - \zeta)$ через слой $d\tau$ без поглощения, и вероятности того, что квант поглотится $\left(\frac{d\tau}{\tau}\right)$ и выйдет с границы из полубесконечной среды $\frac{\lambda}{2} \varphi(\eta)$. Сравнивая получаемое для Y выражение с (16), находим

$$G(\eta, \zeta) = \frac{\delta(\eta - \zeta)}{\tau} - \frac{\lambda}{2} \frac{\varphi(\eta)}{\tau}. \quad (18)$$

Из выражения (18) видно, что функция $G(\eta, \xi)$ обладает «весовой» симметрией

$$\xi \varphi(\xi) G(\eta, \xi) = \eta \varphi(\eta) G(\xi, \eta). \quad (19)$$

Такое же свойство симметрии имеет место и для величины Y при любом τ :

$$\xi \varphi(\xi) Y(\tau, \eta, \xi) = \eta \varphi(\eta) Y(\tau, \xi, \eta). \quad (20)$$

Для малых τ оно справедливо согласно (16), а для произвольного τ следует, например, индукцией по τ из полугруппового соотношения (13). Заметим, что величина Z лишена этого свойства.

Для иллюстрации свойства симметрии (20), найдем с ее помощью решение задачи Милна. Пишем

$$\int_0^1 Y(\tau, \eta, \xi) \xi \varphi(\xi) d\xi = \eta \varphi(\eta) \int_0^1 Y(\tau, \xi, \eta) d\xi.$$

Последний интеграл есть вероятность начальному кванту вообще выйти из полубесконечной среды с глубины τ , и для чистого рассеяния, независимо от начального направления, он равен 1 (см. п. 9). Это означает, что, если из полубесконечной среды выходит распределение $\eta\varphi(\eta)$, то после добавления слоя произвольной толщины τ выходящее распределение остается тем же. Таким свойством обладает, очевидно, задача чистого рассеяния для полубесконечной среды, если начальный квант находится в ней бесконечно глубоко.

Как мы замечаем, многие рассмотренные выше свойства касаются по существу только величины Y , а не Z , — это следствие указанной физической разнородности этих величин.

6. Выражение $Y(\tau, \eta, \xi)$ через $P(\tau, \eta)$

Из полугруппового свойства (13) следуют два дифференциальных уравнения относительно Y .

Устремляя в (13) $\tau_1 \rightarrow 0$, с учетом (18), находим

$$\frac{dY(\tau, \eta, \xi)}{d\tau} + \frac{Y(\tau, \eta, \xi)}{\tau} = \frac{\lambda}{2} \varphi(\eta) \frac{F(\tau, \xi)}{\xi}, \quad (21)$$

где введено обозначение

$$F(\tau, \xi) = \xi \int_0^1 Y(\tau, \eta, \xi) \frac{d\eta}{\eta}. \quad (22)$$

В силу симметрии (20) и свойства (11).

$$F(\tau, \xi) = \frac{P(\tau, \xi)}{P(0, \xi)}. \quad (23)$$

Устремляя в (21) $\zeta \rightarrow 0$ получаем хорошо известное дифференциальное уравнение для $P(\tau, \eta)$:

$$\frac{dP(\tau, \eta)}{d\tau} + \frac{P(\tau, \eta)}{\tau} = \frac{\lambda}{2} \varphi(\eta) \Phi(\tau), \quad (24)$$

где через $\Phi(\tau)$ мы обозначили величину

$$\Phi(\tau) = \lim_{\zeta \rightarrow 0} \frac{F(\tau, \zeta)}{\zeta}, \quad (25)$$

равную, согласно (22) и (9),

$$\Phi(\tau) = \int_0^1 P(\tau, \eta) \frac{d\eta}{\eta}. \quad (26)$$

Функция $\Phi(\tau)$ есть введенная Соболевым резольвентная функция для полубесконечной среды.

Устремим теперь в (13) $\tau_2 \rightarrow 0$. Тогда с учетом (11) имеем

$$\frac{dY(\tau, \tau_0, \zeta)}{d\tau} + \frac{Y(\tau, \tau_0, \zeta)}{\zeta} = \frac{P(\tau, \zeta)}{\zeta}. \quad (27)$$

Это уже другое уравнение относительно Y . Начальные условия—(8).

Вычитая полученные два дифференциальных уравнения (21) и (27) друг из друга, получаем простое алгебраическое соотношение

$$(\tau - \zeta) Y(\tau, \tau_0, \zeta) = \frac{\lambda}{2} \tau \varphi(\eta) [F(\tau, \eta) - F(\tau, \zeta)],$$

выражающее Y посредством величины P . Отсюда

$$Y(\tau, \tau_0, \zeta) = \frac{\lambda}{2} \tau \varphi(\eta) \frac{F(\tau, \eta) - F(\tau, \zeta)}{\tau_0 - \zeta} + e^{-\tau/\zeta} \delta(\tau - \zeta). \quad (28)$$

Так как величина $(\eta - \zeta)$ может обращаться в нуль, при делении на нее возникает слагаемое, содержащее δ -функцию. Нетрудно показать, что множитель перед ней должен равняться $e^{-\tau/\zeta}$. Это и понятно, поскольку член с δ -функцией представляет собой вероятность прямого прохождения через добавляемый слой. Первое же слагаемое в (28) описывает диффузную часть выходящего излучения.

Таким образом, нам удалось выразить функцию $Y(\tau, \eta, \zeta)$, зависящую от трех аргументов, через функцию $P(\tau, \eta)$ (23), зависящую от двух аргументов, посредством простого алгебраического соотношения (28).

7. Выражение для Z

Как мы заметили выше (5) функция $Z(\tau, \eta, \zeta)$ формально совпадает с $Y(\tau, \eta, \zeta)$ для отрицательных значений ζ . Заменяя в (28) ζ на $-\zeta$, получаем

$$Z(\tau, \eta, \zeta) = \frac{\lambda}{2} \tau \varphi(\eta) \frac{F(\tau, \eta) + \tilde{F}(\tau, \zeta)}{\eta + \zeta}. \quad (29)$$

Член с δ -функцией в (29) тождественно обращается в нуль ввиду положительности аргумента $(\eta + \zeta)$. Через $\tilde{F}$ мы формально обозначили величину

$$\tilde{F}(\tau, \eta) = -F(\tau, -\eta). \quad (30)$$

Поскольку $F(\tau, \eta)$ является решением уравнения (см. (23) и (24))

$$\frac{dF(\tau, \eta)}{d\tau} + \frac{F(\tau, \eta)}{\eta} = \Phi(\tau), \quad (31)$$

то обозначение (30) определяет $\tilde{F}(\tau, \eta)$ как решение этого уравнения при отрицательных η , или

$$\frac{d\tilde{F}(\tau, \eta)}{d\tau} - \frac{\tilde{F}(\tau, \eta)}{\eta} = -\Phi(\tau). \quad (32)$$

Начальными условиями этих уравнений служат соответственно

$$F(0, \eta) = 1, \quad \tilde{F}(0, \eta) = \tau(\eta) - 1. \quad (33)$$

Первое условие очевидно из (23), а второе получается из (29) при $\tau=0$ с учетом (8) и того, что

$$R_{\infty}(\eta, \zeta) = \frac{\lambda}{2} \tau \varphi(\eta) \frac{\tau(\zeta)}{\eta + \zeta}.$$

Кстати, это выражение для R_{∞} следует и из (29) при $\tau=0$, если заметить, что физический принцип обратимости оптических явлений требует симметричность величины $\zeta R_{\infty}(\eta, \zeta)$; (29) является его обобщением.

Выражение (29) для Z можно получить и другими путями. Можно исходить из дифференциальных уравнений, аналогичных таковым для Y , усреднив в (14) поочередно $\tau_1 \rightarrow 0$ и $\tau_2 \rightarrow 0$:

$$\frac{dZ(\tau, \eta, \zeta)}{d\tau} + \frac{Z(\tau, \eta, \zeta)}{\eta} = \frac{\lambda}{2} \varphi(\eta) \frac{\tilde{F}(\tau, \zeta)}{\zeta}, \quad (34)$$

$$\frac{dZ(\tau, \eta, \zeta)}{d\tau} - \frac{Z(\tau, \eta, \zeta)}{\zeta} = -\frac{P(\tau, \eta)}{\zeta}. \quad (35)$$

Через $\tilde{F}$ мы обозначили

$$\tilde{F}(\tau, \eta) = \tau \int_0^1 Z(\tau, \mu, \zeta) \frac{d\mu}{\mu}. \quad (36)$$

Прямой путь нахождения (29) заключается в следующем. Из физических соображений ясно, что

$$Z(\tau, \eta, \zeta) = \int_{\tau}^{\infty} e^{-\frac{\tau'-\tau}{\zeta}} P(\tau', \eta) \frac{d\tau'}{\zeta}. \quad (37)$$

С помощью дифференциального уравнения (24) выражаем P через его производную, подставляем в (37) и соответствующий член интегрируем по частям. Введя обозначение

$$\bar{F}(\tau, \zeta) = \int_{\tau}^{\infty} e^{-\frac{\tau'-\tau}{\zeta}} \Phi(\tau') d\tau', \quad (38)$$

придем к (29).

Легко видеть, что в каждом из обозначений (36) или (38) функция $\bar{F}$ есть решение дифференциального уравнения (32) с условием (33), — в соответствии с первоначальным обозначением (30).

Таким же путем можно было вывести и выражение (28) для Y , используя соотношение

$$Y(\tau, \eta, \zeta) = e^{-\frac{\tau}{\zeta}} \psi(\eta - \zeta) + \int_0^{\tau} e^{-\frac{\tau-\tau'}{\zeta}} P(\tau', \eta) \frac{d\tau'}{\zeta}, \quad (39)$$

также следующее из физических соображений.

Если соотношения (37) и (39) определяют Y и Z посредством P с помощью интегралов, то формулы (28) и (29) позволяют выразить их через $P(\tau, \eta)$ элементарно, что фактически эквивалентно понижению числа их аргументов.

8. О численном решении уравнений

Численное решение уравнений (3) осуществляется дискретизацией направлений и заменой интеграла интегральной суммой:

$$S_l = s_l + \Delta\tau \sum_k Z_{lk} s_k, \quad (40)$$

$$H_l = h_l - \Delta\tau \sum_k Z_{lk} h_k. \quad (41)$$

Каждое из этих систем есть система линейных алгебраических уравнений для заданного значения толщины слоя τ_0 .

Для решения системы удобно найти обратные матрицы $(I-Z)^{-1}$ и $(I+Z)^{-1}$ для данного τ_0 . Умножая их на матрицы $S(\tau, \eta)$ и $H(\tau, \eta)$ находим сразу семейство решений $p(\tau, \tau_0, \eta)$ для всех глубин τ .

Матрица Z_{lj} строится по выражению (29). В нее входят F и $\bar{F}$, которые определяются из выражений (23) и (38).

Случай чистого рассеяния, вообще говоря, требует особого рассмотрения, — для него уравнение (3) вырождается. Аналитическое исследование решения, как известно, состоит в предельном переходе $\lambda \rightarrow 1$. При численном же решении дискретной системы (41) это затруднение автоматически устраняется, поскольку для любой конечной интегральной суммы Дарбу система (41) разрешима. Это соответствует численному раскрытию неопределенности типа «0/0». Проведенное нами пробное вычисление для функций $\varphi(\tau_0, \eta)$ и $\psi(\tau_0, \eta)$ при $\Delta\zeta = 0,05$ приводит к погрешности в несколько процентов.

9. Разные соотношения

Для функций F и $\bar{F}$ можно получить также функциональные уравнения, если умножить (13) и (14) на $1/\eta$, проинтегрировать их по η , а затем подставить в них выражения Y и Z согласно (28) и (29). Совместно они позволяют определить F и $\bar{F}$ рекуррентно, например, с удваиваемым шагом по τ .

Подстановка (28) в (11) приводит к небезынтересному функциональному уравнению для $P(\tau, \eta)$:

$$P(\tau, \eta) = \frac{\lambda}{2} \varphi(\eta) e^{-\tau/\eta} + \frac{\lambda}{2} \eta \int_0^1 \frac{\varphi(\mu) P(\tau, \eta) - \varphi(\eta) P(\tau, \mu)}{\eta - \mu} d\mu \quad (42)$$

Отсюда следует, что $P(\tau, \eta)$ удовлетворяет сингулярному интегральному уравнению

$$a(\eta) P(\tau, \eta) = \frac{\lambda}{2} e^{-\tau/\eta} + \frac{\lambda}{2} \eta \int_0^1 \frac{P(\tau, \mu)}{\mu - \eta} d\mu$$

впервые полученному Э. Г. Яновичем [6].

Подставим в (12) выражение для R_{μ} и используем свойство симметрии (20). Имея в виду формулы (28) и (29), получаем

$$\int_0^1 \frac{Y(\tau, \mu, \eta)}{\mu + \zeta} d\mu = \frac{1}{\varphi(\zeta)} \frac{F(\tau, \eta) + \bar{F}(\tau, \zeta)}{\eta + \zeta}. \quad (43)$$

Отсюда, при $\eta = 0$, находим интеграл

$$\int_0^1 \frac{P(\tau, \mu)}{\mu + \zeta} d\mu = \frac{\bar{F}(\tau, \zeta)}{\zeta \varphi(\zeta)}. \quad (44)$$

Соотношение (44) можно рассматривать как выражение $\bar{F}$ через F . При $\zeta = 0$ оно переходит в (26), а при $\tau = 0$ — в функциональное уравнение для φ -функции Амбарцумяна.

Положим в (15) $\tau_2 \gg 1$. Используя известную асимптотику

$$P(\tau, \eta) \approx \pi(\eta) e^{-k\tau}, \quad \text{где} \quad \pi(\eta) = A \frac{\eta \varphi(\eta)}{1 - k\eta}, \quad \tau \gg 1$$

заключаем, что для произвольного τ

$$\int_0^1 Y(\tau, \eta, \zeta) \pi(\eta) d\eta = e^{-k\tau} \pi(\eta). \quad (45)$$

Смысл этого соотношения состоит, очевидно, в том, что $\frac{\eta \varphi(\eta)}{1 - k\eta}$ представляет собой относительное распределение излучения, выходящего при произвольном $\lambda \leq 1$ из полубесконечной среды, если источник находится бесконечно глубоко.

Подставляя в (45) выражение для $\pi(\eta)$ и используя симметрию (20), находим интеграл

$$\int_0^1 \frac{Y(\tau, \eta, \zeta)}{1 - k\eta} d\eta = \frac{e^{-k\tau}}{1 - k\zeta}. \quad (46)$$

При отрицательных ζ (46) относится к функции Z .

Из (46), в частности, следует известное соотношение

$$\int_0^1 \frac{P(\tau, \eta)}{1 - k\eta} d\eta = e^{-k\tau}.$$

Между прочим, именно отсюда, при $\tau=0$ и при $\tau \gg 1$, получаются хорошо известные условия для определения постоянных k и A .

Приведем, кстати, асимптотические поведения функций Y и Z при $\tau \gg 1$:

$$Y(\tau, \eta, \zeta) \approx \frac{P(\tau, \eta)}{1 - k\zeta}, \quad Z(\tau, \eta, \zeta) \approx \frac{P(\tau, \eta)}{1 + k\zeta}. \quad (47)$$

Для функции $P(\tau, \eta)$ можно написать интегральное уравнение типа Вольтерра. Для этого умножим (39) на $\varphi(\zeta') d\zeta'$ и проинтегрируем по ζ' :

$$P(\tau, \eta) = \frac{\lambda}{2} \varphi(\eta) e^{-\frac{\tau}{\eta}} + \int_0^\tau K(\tau' - \tau) P(\tau', \eta) d\tau'. \quad (48)$$

Здесь $K(\tau) = \frac{\lambda}{2} \int_0^1 e^{-\frac{\tau}{\eta'}} \varphi(\eta') \frac{d\eta'}{\eta'}$. Это уравнение другим путем впервые было получено Н. Б. Енгибаряном. В частности, деля (48) на η и ин-

тегрируя по η , находим знакомое из курса переноса резольвентное уравнение, связывающее функции $K(\tau)$ и $\Phi(\tau)$. Если же положить в (48) $\eta \rightarrow \infty$, то получим следующее уравнение Вольтерра для среднего числа рассеяний $N(\tau) = P(\tau, \infty)$ кванта, выходящего с глубины τ полубесконечной среды:

$$N(\tau) = \frac{1}{\sqrt{1-\lambda}} + \int_0^{\tau} K(\tau - \tau') N(\tau') d\tau'. \quad (49)$$

Полученные в настоящей работе результаты легко распространить на случай полного перераспределения по частотам со сферической индикатрисой рассеяния. (Некоторые общие замечания об этой задаче даются в работе [5]). Для получения аналогичных результатов в случае асферической индикатрисы рассеяния и неполного перераспределения по частотам приходится прибегнуть к стандартным приемам разложений по полиномам Лежандра и специальным функциям. Этому будет посвящена отдельная работа авторов.

Авторы выражают благодарность академику В. А. Амбарцумяну и член-корр. АН СССР В. В. Соболеву за обсуждение настоящей работы.

Бюраканская астрофизическая
обсерватория

25 июня 1974

Է. Խ. ԴԱՆԻԵԼՅԱՆ, Մ. Ա. ՄԱՅԱԿԱՆՅԱՆ

ՎԵՐՋԱՎՈՐ ՕՊՏԻԿԱԿԱՆ ՀԱՍՏՈՒԹՅԱՆ ՇԵՐՏՈՒՄ ՏԵՂԱՓՈԽՄԱՆ ԽԵՂԻՐԻ
(ՈՒՇՄԱՆ ՎԵՐԱԲԵՐՅԱԼ)

Ա մ փ ո փ ո լ մ

Կապ է հաստատվում վերջավոր և կիսանվերջ հաստոթյան շերտերում մո-
նորրոմատիկ ճառագայթման տեղափոխման խնդիրների միջև սֆերիկ ինդի-
կատրիսայով ցրման դեպքում: Այն իրենից ներկայացնում է գծային ինտեգրալ
հավասարում, որի կորիզը արտահայտվում է կիսանվերջ խնդրի ներքին ու-
ժիմը նկարագրող մեծությունների միջոցով: Քննարկվում է թվային լուծման
հարցը և միջավայրի օպտիկական բնութագրերի համար բերվում են զանա-
զան առնչություններ:

E. Kh. DANIELIAN, M. A. MNATSAKANIAN

ON THE SOLUTION OF THE LIGHT DIFFUSION PROBLEM
IN OPTICALLY FINITE SHELL

S u m m a r y

A connection between the problems of monochromatic radiation transfer in optically finite and semiinfinite shells is established. It is realized in terms of linear integral equation with the core which is expressed by internal characteristics of the semiinfinite shell.

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. В. А. Амбарцумян, Научные труды, т. I, Ереван, 1960.
2. В. А. Соболев, Перенос лучистой энергии в атмосферах звезд и планет, М., 1956.
3. М. А. Мнацаканян, Сообщения БАО, 46, 1973.
4. Н. Б. Енишбарян, М. А. Мнацаканян, ДАН СССР, 217, 533, 1974.
5. М. А. Мнацаканян, в печати.
6. Э. Г. Яновицкий, А. Ж., XLI, вып. 5, 898, 1964.

М. А. МАРТИРОСЯН, А. М. КАРАМЯН

МИКРОФОТОМЕТР С ПЕРЕСТРАИВАЕМОЙ СТРУКТУРОЙ ДЛЯ РЕГИСТРАЦИИ СПЕКТРОВ В ИНТЕНСИВНОСТЯХ

Фотометрические исследования занимают важное место в астрономической практике. Существующие в настоящее время микрофотометры с помощью фотоэлектрического приемника света позволяют регистрировать лишь величину фотографического почернения изображения. В дальнейшем астрономам приходится затратить много времени, чтобы с помощью характеристической кривой фотопластины перевести плотности почернения в интенсивности. Трудность регистрации непосредственно в интенсивностях заключается, во-первых, в том, что характеристическая кривая представляет собой ярко выраженную нелинейность с немонотонной производной и, во-вторых, фотопластины разных типов имеют разные характеристические кривые, так как плотность проявленного фотографического изображения, как известно [1], зависит от множества факторов, помимо основного — освещенности E . Здесь играет роль и продолжительность экспозиции, и продолжительность проявления, и чувствительность эмульсии и др.

Для регистрации измеряемой величины в интенсивностях необходимо наличие функционального преобразователя с возможностью перестройки выходной характеристики на требуемом участке в зависимости от характеристической кривой фотометрирующей пластины.

Такая задача эффективно решается с помощью функциональных преобразователей трансформаторного типа [2], разработанных на кафедре информационно-измерительной техники Куйбышевского политехнического института.

В данном устройстве в качестве функционального преобразователя с регулируемой характеристикой (Ф. П. Р.) применен преобразователь с ферромагнитными шунтами, показанный на рис. 1. Ф.П.Р. содержит σ -образный магнитопровод 1 с сосредоточенной обмоткой возбуждения 2 и распределенной равномерно вдоль стержня магнитопровода измерительной обмоткой 3. Набор ферромагнитных шунтов, расположенных на изоляционном цилиндрическом каркасе 5, перемещается в зазоре магнитопровода. Взаимное расположение шунтов регулируется микрометрическими винтами 6.

Действие Ф. П. Р. происходит следующим образом. При подаче в обмотку возбуждения 1 переменного тока образуется магнитный поток, который замыкается через ферромагнитный шунт 4, находящийся в зазоре маг-

нитопровода. В зависимости от взаимного расположения шунтов 4 при вращении каркаса 5 магнитным потоком пронизывается различное число витков измерительной обмотки 3, что и определяет требуемое изменение э. д. с.

Вращая винты 6, изменяем взаимное расположение шунтов 4, что позволяет получить требуемую функциональную характеристику от вращения подвижной части.

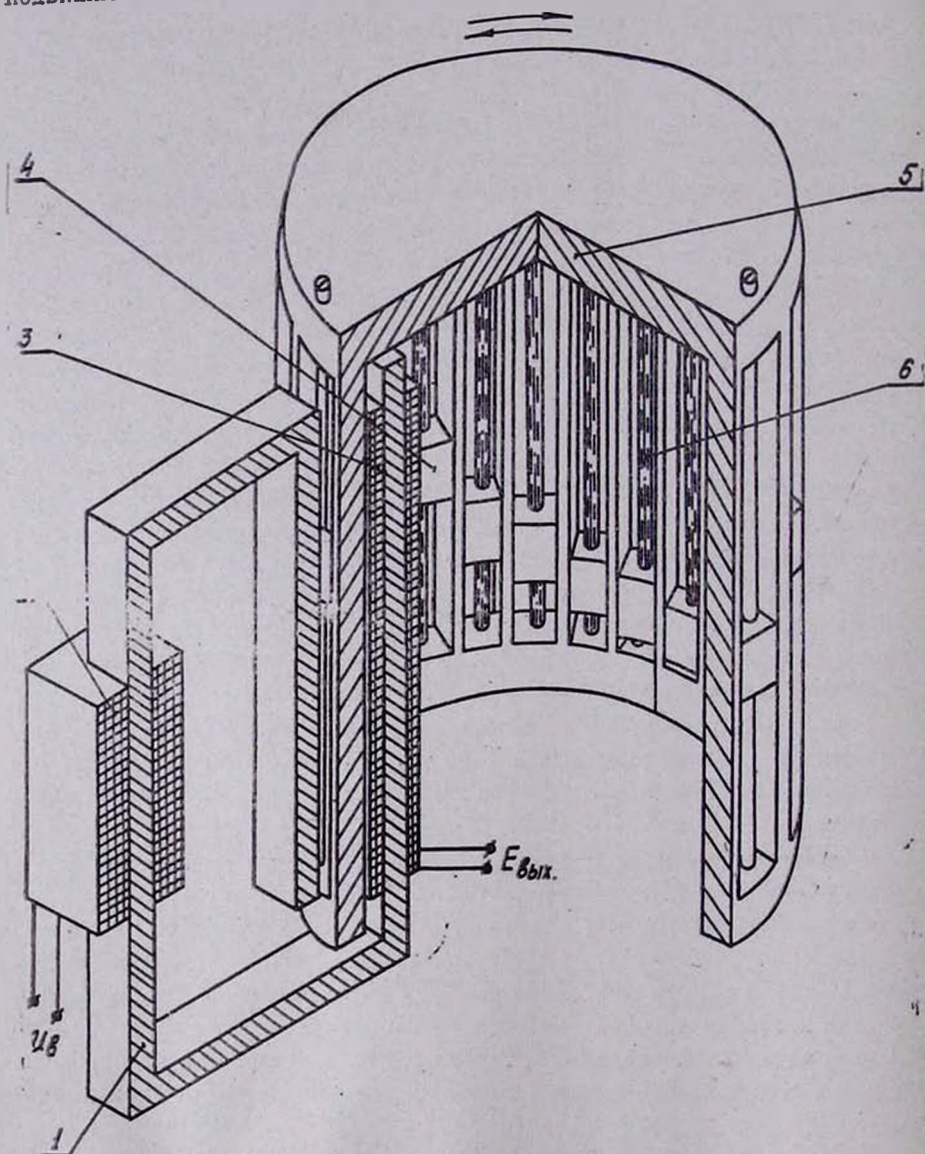


Рис. 1. Конструкция функционального преобразователя с регулируемой характеристикой.

Применение σ -образного магнитопровода позволяет обеспечить постоянство магнитного сопротивления стального участка цепи рабочего магнитного потока при любом положении подвижной части. Следовательно величина магнитного потока не изменяется при любом положении подвижной части, что в свою очередь обеспечивает постоянство фазы выходной э. д. с. Ширина шунта выбирается в зависимости от требуемой точности воспроизведения функциональной зависимости.

По сравнению с другими Ф. П. Р. преобразователь, используемый в данном микрофотометре, обладает большой универсальностью и надежностью, вследствие отсутствия подвижных контактов и токоподводов.

Основные характеристики Ф. П. Р.

1. Количество ферромагнитных шунтов	— 30 шт.
2. Глубина регулирования функции	80 %
3. Максимальное значение выходного напряжения	3 в
4. Частота и ток возбуждения	50 гц; 100 ма
5. Максимальная крутизна	300 мв/град
6. Точность воспроизведения функциональной зависимости	1 %

В Бюраканской астрофизической обсерватории Академии наук Арм. ССР разработан микрофотометр с перестраиваемой структурой для регистрации спектров в интенсивностях, принципиальная схема которого представлена на рис. 2.

Принцип работы основан на сравнении светового потока Φ_1 , прошедшего через измеряемый объект 2, призму 8, со световым потоком эталонной оптической ветви Φ_2 . В измерительной цепи устанавливается подклинок 4 для регулирования потока Φ_1 . Микрофотометр работает на принципе очередного сравнения световых потоков с использованием общего источника света 1 и общего приемника света 7 — фотоэлектронного умножителя (Ф. Э. У.). Сравнимые потоки Φ_1 и Φ_2 поочередно проходят через секторообразные вырезы в диске модулятора 6, который вращается от двигателя 5 и попадает на Ф. Э. У. 7. Если оба потока одинаковы, то на приемник поступает непрерывный световой поток постоянной величины. Если Φ_1 и Φ_2 не равны, то на выходе Ф. Э. У. получаем пульсирующее напряжение, величина которого определяется разностным потоком $\Phi_2 - \Phi_1$. Применение двухлучевого принципа позволяет исключить погрешность от нестабильности источника света. Усилитель переменного тока 8 усиливает переменную составляющую, которая поступает на управляющую обмотку серводвигателя 9, приводящего во вращение через редуктор 10 подвижную часть Ф. П. Р. 13, выходная обмотка которого включена в цепь обратной связи. Вращение двигателя 9 будет происходить до тех пор, пока разностный сигнал на входе усилителя 8 не станет равным нулю. Перо самс-

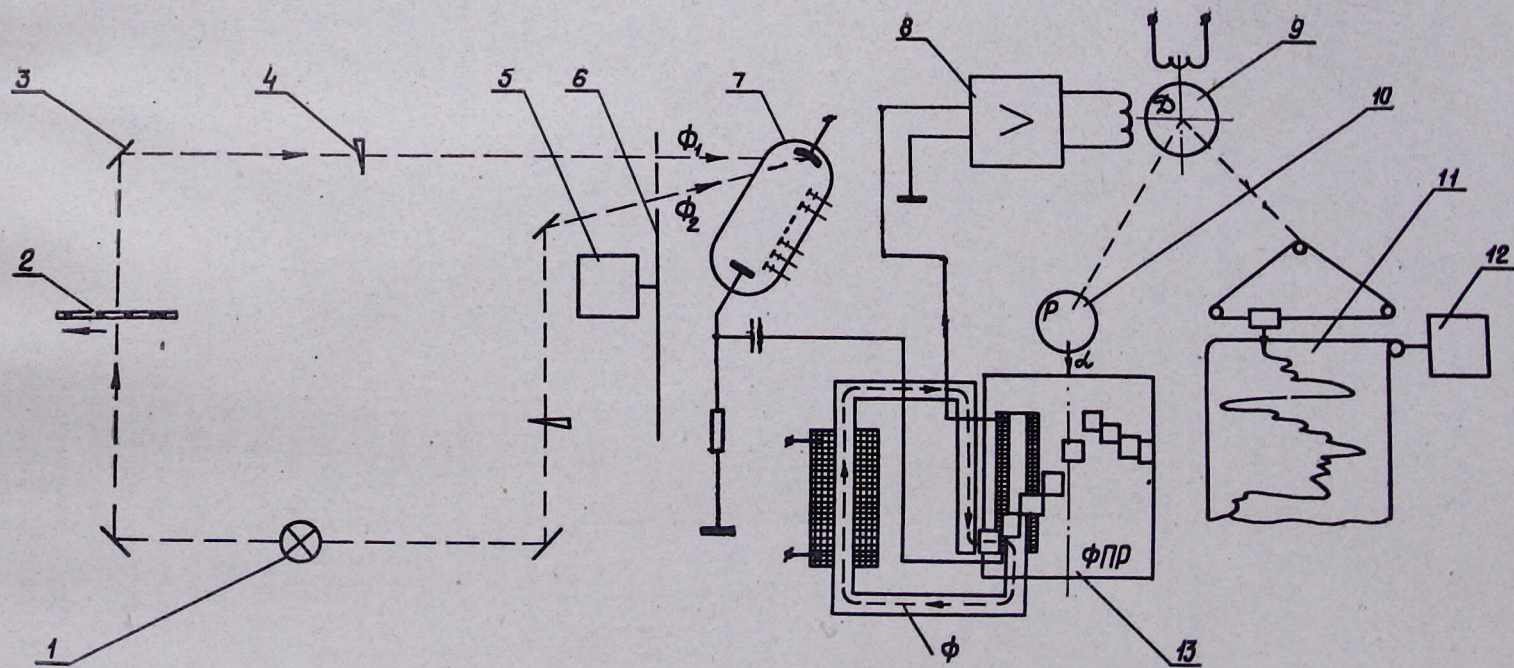


Рис. 2. Принципиальная схема микрофотометра с перестраиваемой структурой.

писца через редуктор кинематически связано с подвижной частью Ф. П. Р. Регистрация результатов измерения осуществляется на диаграмме 11, которая перемещается с помощью двигателя 12. Следовательно, исключая нелинейную характеристику объекта измерения (фотопластины) с помощью Ф. П. Р., включенного в цепь обратной связи, получим, что перемещение пера самописца будет пропорционально исследуемой интенсивности. Перестройка выходной характеристики Ф. П. Р. в зависимости от характеристической кривой фотопластины производится известными методами, используемыми в системах автоматического управления [3]. При воспроизведении логарифмической $U=0,5 \ln (\theta+1)$ и квадратичной $U=0,027\theta^2$ зависимостей были получены средние x и среднеквадратичные отклонения σ^2 . В первом случае $x=0,009789$, $\sigma^2=0,002225$; во втором $x=0,000199$, $\sigma^2=0,000001$.

Таким образом, наличие Ф. П. Р. в микрофотометре позволяет получить практически любую шкалу регистрации, а также уменьшить все систематические погрешности до уровня случайных.

Быстрота перестройки микрофотометра, в зависимости от характеристической кривой объекта измерения, надежность в работе и точность измерения позволяет с успехом применить его в астрономической практике, в частности для регистрации спектров в интенсивностях.

Մ. Ա. ՄԱՐՏԻՐՈՍՅԱՆ, Լ. Մ. ԲԱՐԱՄՅԱՆ

ՍՊԵԿՏՐՆԵՐԻ ԻՆՏԵՆՍԻՎՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐՈՎ ԳՐԱՆՑՄԱՆ ՀԱՄԱՐ ՎԵՐԱԿԱԶՄՎՈՂ
ԿԱՌՈՒՑՎԱԾՔՈՎ ՄԻԿՐՈՖՈՏՈՄԵՏՐ

Ա մ փ ո ւ լ մ

Հողվածում դիտարկվում է սպեկտրների ինտենսիվությունների գրանցման համար ավտոկոմպենսիացիոն սխեման, որտեղ հակադարձ կապի էլեմենտի դերը կատարում է ելքի կարգավորիչ բնութագիր ունեցող ֆունկցիոնալ ձևափոխիչը, որը թույլ է տալիս վերափոխել սարքի սանդղակը՝ կախված բաշխվող օբյեկտի (լուսանկարչական թիթեղի) իարակտերիստիկ կորից:

M. A. MARTIROSIAN and L. M. KARAMIAN

A MICROPHOTOMETER WITH REBUILDING STRUCTURE FOR REGISTRATION OF THE SPECTRA IN TERMS OF INTENSITIES

S u m m a r y

An autocompensated system for registration of spectra in terms of intensities, in which as the element of feedback serves a functional

transducer with adjustable output characteristic is discussed. This makes possible to rebuild the instrument's scale, depending on the characteristic curve of the measured object (photographic plate).

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. *Д. Я. Мартынов*, Курс практической астрофизики, Физматгиз, 1960,
2. *Л. Ф. Куликовский, Н. Е. Конюхов*, Электромеханический функциональный преобразователь. Авт. свид. № 326515. Бюлл. изобр., № 4, 1972.
3. "Основы автоматического регулирования", под ред. В. В. Солодовникова, Машгиз, 1963.

П. А. КЯЛЯН

НЕКОТОРЫЕ СВОЙСТВА БЕСКОНТАКТНОЙ МАШИНЫ ПЕРЕМЕННОГО ТОКА

1. БЕСКОНТАКТНАЯ МАШИНА ДВОЙНОГО ПИТАНИЯ (БМДП)

Слежение за планетами и искусственными небесными телами, скорости которых резко отличаются друг от друга, предъявляет к электроприводу системы часового ведения телескопа определенные требования. Одним из них является обеспечение широкого диапазона изменения скорости вращения ротора с высокой стабильностью при всех ее значениях. В настоящее время в качестве электродвигателя для привода часового ведения используются синхронные двигатели, скорость которых регулируется изменением частоты напряжения статорной обмотки. Однако такой метод регулирования скорости имеет известные недостатки — малый диапазон изменения скорости вращения и непостоянный момент на валу.

В последнее время все большее внимание уделяется исследованию управляемой машины переменного тока [1]. Такая машина, работая в режиме двигателя, может обеспечить в широких пределах изменение скорости вращения ротора с заданной точностью и неизменным моментом на валу. Может оказаться, что использование такого двигателя в астроприборостроении позволит по-новому решить ряд вопросов и упростить кинематические схемы приводов. Так, например, в некоторых случаях может оказаться целесообразным заменить существующие в настоящее время две системы — наводки и тонкой коррекции одной системой с одним двигателем, что значительно упростит кинематику телескопа по осям α и δ .

Специальные установки, требующие высокую степень надежности системы, стремление упростить условия эксплуатации и увеличить срок службы машин способствуют широкому внедрению бесконтактных электрических машин. Настоящая статья посвящена исследованию бесконтактной управляемой машины переменного тока (БУМПТ).

БУМПТ состоит из двух основных компонентов — системы автоматического управления (САУ) и самой бесконтактной машины двойного питания (БМДП). САУ состоит из регулятора, формирующего требуемый закон управления, и силового элемента (преобразователя частоты), усиливающего по мощности сигнал управления регулятора и воздействующего непосредственно на обмотку управления БУМПТ.

БМДП конструктивно может быть представлена в виде каскада из двух асинхронных машин с разным ротором (рис. 1), [2]. Роторы машин соединены механически и вращаются с одинаковой угловой скоростью. Обмотки роторов соединены электрически таким образом, чтобы их магнитные поля вращались в противоположных направлениях. Машину, статорная обмотка которой присоединена к сети, будем называть основной машиной,

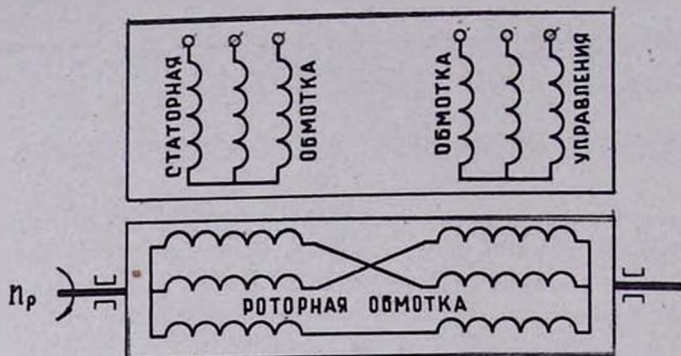


Рис. 1. Принципиальная схема БМДП.

вторую — вспомогательной. Статорная обмотка основной машины названа статорной обмоткой БМДП, а статорная обмотка вспомогательной машины — обмоткой управления. Синхронная скорость БМДП принята равной синхронной скорости основной машины. Скорость вращения ротора, при которой частота напряжения управления равна нулю (в обмотке управления протекает постоянный ток), будем называть второй синхронной скоростью. Скольжение БМДП принято равным скольжению основной машины и положительным при скорости выше синхронной. В общем случае число полюсов основной машины не равно числу полюсов вспомогательной.

Принцип работы БУМППТ следующий. При скольжениях ротора частота тока обмотки управления с помощью САУ изменяется таким образом, чтобы в роторной обмотке индуктировалась э. д. с. с частотой скольжения. При скоростях вращения ротора, меньших второй синхронной, направление вращения магнитного поля роторной обмотки совпадает с направлением вращения ротора, а при скоростях вращения ротора, превышающих вторую синхронную, она направлена против вращения ротора. В результате сложения скоростей вращения ротора и магнитного поля роторной обмотки магнитное поле в воздушном зазоре основной машины вращается относительно статора с синхронной скоростью.

В настоящей работе исследованы некоторые свойства БМДП. Амплитуда и частота напряжения статорной обмотки приняты постоянными, а угловая частота — синхронной. В этом случае угловая частота напряжения обмотки управления (ω_2), при изменении скорости вращения ротора, должна изменяться следующим образом [2]:

$$\omega_2 = h + s_1(1 + h). \quad (1)$$

Здесь $h = p_2/p_1$ — отношение числа полюсов вспомогательной машины к основной, s_1 — скольжение.

Система дифференциальных уравнений, описывающая неустойчивый режим работы БМДП в относительных единицах и в комплексной форме и записанная в синхронных осях (d, q) , имеет следующий вид [2]:

$$\begin{aligned} \bar{u}_1 &= r_1 \bar{i}_1 + (p + j)(x_{11} \bar{i}_1 + x_{af1} \bar{i}_{p1}); \\ 0 &= r_p \bar{i}_{p1} + (p - js_1)(x_{af1} \bar{i}_1 + x_{af2} \bar{i}_2 + x_p \bar{i}_{p1}); \\ \bar{u}_2 &= r_2 \bar{i}_2 + (p - j\omega_2)(x_{21} \bar{i}_2 + x_{af2} \bar{i}_{p1}); \\ M_b &= Jps_1 + \operatorname{Re} j(x_{af1} \bar{i}_1 \bar{i}_{p1} + x_{af2} \bar{i}_2 \bar{i}_{p1}). \end{aligned} \quad (2)$$

В этой системе первое уравнение представляет уравнение статорной обмотки, второе — уравнение роторной обмотки, третье — уравнение обмотки управления и четвертое — уравнение моментов или уравнение движения.

Приняты следующие обозначения, в которых к параметрам основной машины приписан индекс (1), вспомогательной — индекс (2), ротору — индекс (p), взаимным параметрам статора и ротора — индекс (af):

$p = d/dt$ — оператор дифференцирования;

$\bar{u}, \bar{i}$ — векторы напряжений и токов;

r, x — активные и индуктивные сопротивления;

M_b, M_s — механический и электромагнитный моменты;

J — момент инерции ротора;

s_1 — скольжение;

ω — угловая частота напряжения обмотки.

Система уравнений (1) нелинейна, и ее общее решение в аналитической форме представить не удастся. Однако она обратится в линейную и может быть решена аналитически, если частоты напряжений статорной обмотки и обмотки управления, а также скорость вращения ротора постоянны. При таком допущении $Jps_1 = 0$ и уравнение движения принимает следующий вид:

$$M_b = M_s = \operatorname{Re} j(x_{af1} \bar{i}_1 \bar{i}_{p1} + x_{af2} \bar{i}_2 \bar{i}_{p1}). \quad (3)$$

Примером такого случая может служить работа БУМПТ в генераторном режиме с приводом несоизмеримо большой мощности.

Исследуем нормально установившийся режим работы бесконтактной машины двойного питания, работающей с переменной скоростью вращения. Систему уравнений, описывающую такой режим работы БМДП, можно получить из (1), полагая в ней $p = 0$. В машинах переменного тока при частоте 50 Гц и выше величиной активного сопротивления статорной обмот-

ки можно пренебречь. Такое допущение общепринято. Оно позволяет упростить выражения параметров режима и дает приемлемые на практике результаты расчетов [1].

Пологая в (1) $p=0$, $r_1=0$, получим:

$$\begin{aligned}\bar{U}_1 &= j(x_1 \bar{I}_1 + x_{a1} \bar{I}_{p1}); \\ 0 &= r_p \bar{I}_{p1} - js_1(x_{a1} \bar{I}_1 + x_{a2} \bar{I}_2 + x_p \bar{I}_{p1}); \\ \bar{U} &= r_2 \bar{I}_2 - j\omega_2(x_2 \bar{I}_2 + x_{a2} \bar{I}_{p1}); \\ M_b &= M_s = \operatorname{Re} j(x_{a1} \bar{I}_1 \bar{I}_{p1} + x_{a2} \bar{I}_2 \bar{I}_{p1}).\end{aligned}\tag{4}$$

На основе (4) можно построить векторные диаграммы статорной обмотки, роторной обмотки и обмотки управления. На рис. 2 приведены векторные диаграммы для генераторного ($P_1 > 0$, $Q_1 > 0$) и двигательного ($P_1 < 0$, $Q > 0$) режимов работы. При построении предполагалось, что $s_1 < 0$, а $\omega_2 > 0$.

Выражения, определяющие параметры нормального установившегося режима работы БМДП—токи, потери, моменты и мощности, приведены в табл. 1. Они получены из системы (1) и представлены через параметры режима статорной обмотки (U_1 , P_1 , Q_1) и конструктивные параметры машины. Простоты ради вектор напряжения статорной обмотки ($\bar{U}_1$) принят совпадающим с действительной осью (q_c) используемой системы координатных осей ($d_c q_c$), т. е. $\delta_0 = 0$ и $\bar{U}_1 = U_1$. Полученные выражения могут быть использованы для расчета параметров режима при работе БМДП с произвольным характером изменения нагрузки статорной обмотки.

На рис. 3 и 4 приведены графики, иллюстрирующие изменение параметров режима в зависимости от скорости вращения ротора. Для облегчения анализа и выявления характерных особенностей машины они построены для случая, когда режим нагрузки статорной обмотки неизменный и не зависит от изменения скорости вращения ротора. Такой режим нагрузки является основным для генераторного режима работы и встречается во многих механизмах.

В качестве конструктивных параметров БМДП в работе использованы параметры установки, смонтированной из двух стандартных асинхронных машин с разным ротором типа АК2-102-4: $r_1 = r_2 = 0,0165$, $x_1 = x_2 = 2,81$, $T_1 = T_2 = 171$, $x_1 = x_2 = 0,226$, $\mu_1 = \mu_2 = 0,774$, $r_p = 0,0272$, $x_p = 5,66$, $T_p = 152,5$, $x_{a1} = x_{a2} = 2,48$, $h = 1$.

Из полученных графиков видно, что токи, а следовательно, и потери активной мощности в статорной и роторной обмотках не зависят, а в обмотке управления практически не зависят от изменения скорости вращения ротора. Следовательно, потери в обмотках БМДП, работающей с переменной скоростью вращения, будут равны потерям в обмотках аналогичной бесконтактной машины, работающей с постоянной скоростью вращения и

СТОЯТОР	$\bar{S}_1 = p_1 + jq_1 = \bar{U}_1 \bar{I}_1$ $\bar{I}_1 = \frac{1}{U_1}(p_1 - jq_1)$ $I_1 = \frac{1}{U_1} \sqrt{p_1^2 + q_1^2}$ $\varphi_1 = \arctg \frac{q_1}{p_1}$
РОТОР	$\bar{I}_{r1} = \bar{I}_{r2} = -\frac{x_1}{x_{\sigma r1} U_1} \left[p_1 - j \left(\frac{U_1^2}{x_1} + q_1 \right) \right]$ $I_{r1} = I_{r2} = \frac{x_1}{x_{\sigma r1} U_1} \sqrt{p_1^2 + \left(\frac{U_1^2}{x_1} + q_1 \right)^2}$ $\Delta p_2 = \frac{x_1}{\mu_1 T_2 U_1^2} \left[p_1^2 + \left(\frac{U_1^2}{x_1} + q_1 \right)^2 \right]$
УПРАВЛЕНИЕ	$\bar{I}_2 = \frac{T_2 x_1}{S_1 x_{\sigma r1} x_{\sigma r2} U_1} \left\{ \left(\frac{U_1^2}{x_1} + S_1 T_2 \sigma_1 p_1 + q_1 \right) + j \left[p_1 - S_1 T_2 \sigma_1 \left(\frac{U_1^2}{x_1} + q_1 \right) \right] \right\}$
	$I_2 = \frac{T_2 x_1}{x_{\sigma r1} x_{\sigma r2} U_1 \sqrt{S_1^2}} \sqrt{p_1^2 + \left(\frac{U_1^2}{x_1} + q_1 \right)^2 + S_1^2 T_2^2 \sigma_1^2 \left[p_1^2 + \left(\frac{U_1^2}{x_1} + q_1 \right)^2 \right] - \frac{2}{x_1} S_1 \mu_1 T_2 U_1^2 p_1}$
	$\Delta p_2 = \frac{x_1}{S_1^2 \mu_1 \mu_2 T_2^2 U_1^2} \left\{ p_1^2 + \left(\frac{U_1^2}{x_1} + q_1 \right)^2 + S_1^2 T_2^2 \sigma_1^2 \left[p_1^2 + \left(\frac{U_1^2}{x_1} + q_1 \right)^2 \right] - \frac{2}{x_1} S_1 \mu_1 T_2 U_1^2 p_1 \right\}$
	$I_{12} = M_{11} - \frac{x_1}{S_1 \mu_1 T_2 U_1^2} \left[p_1^2 + \left(\frac{U_1^2}{x_1} + q_1 \right)^2 \right] = p_1 - \frac{\Delta p_2}{S_1}$ $M_{11} = p_1$
	$-\bar{U}_2 = \frac{T_2 T_2}{S_1 x_{\sigma r1} x_{\sigma r2} U_1} \left\{ \left[(1 - S_1 \omega_2 T_2 \sigma_2) U_1^2 + x_1 \left[(S_1 T_2 \sigma_1 + \omega_1 T_2) p_1 + (1 - S_1 \omega_1 T_1 \sigma_1 (\sigma_1 - \mu_2)) q_1 \right] \right] - \right.$ $\left. - j \left[(S_1 T_2 + \omega_2 T_2) U_1^2 - x_1 \left[(1 - S_1 \omega_1 T_1 \sigma_1 (\sigma_1 - \mu_2)) p_1 - (S_1 T_2 \sigma_1 + \omega_1 T_2) q_1 \right] \right] \right\}$
В ОБОИХ	$U_2 = \frac{T_2 T_2}{x_{\sigma r1} x_{\sigma r2} \sqrt{S_1^2}} \sqrt{\left[(1 - S_1 \omega_2 T_2 \sigma_2)^2 + (S_1 T_2 + \omega_2 T_2)^2 \right] U_1^4 - 2 S_1 x_1 T_2 \mu_1 (1 - S_1 \omega_1 T_1 \sigma_1 \mu_2 + \omega_2 T_2^2) p_1 + \frac{x_1^2}{U_1^2} \left[(1 - S_1 \omega_1 T_1 \sigma_1 (\sigma_1 - \mu_2))^2 + (S_1 T_2 \sigma_1 + \omega_1 T_2)^2 \right] (p_1^2 + q_1^2) + 2 x_1 \left[(1 + 2 S_1 \omega_2 T_2 \mu_2 + S_1^2 T_2^2 \sigma_2^2) + \omega_2^2 T_2^2 (1 + S_1^2 T_2^2 \sigma_2^2 (\sigma_1 - \mu_2)) \right] q_1}$
	$\alpha = \arctg \frac{-(S_1 T_2 + \omega_2 T_2) U_1^2 + x_1 \left[(1 - S_1 \omega_1 T_1 \sigma_1 (\sigma_1 - \mu_2)) p_1 - (S_1 T_2 \sigma_1 + \omega_1 T_2) q_1 \right]}{(1 - S_1 \omega_2 T_2 \sigma_2) U_1^2 + x_1 \left[(S_1 T_2 \sigma_1 + \omega_2 T_2) p_1 + (1 - S_1 \omega_1 T_1 \sigma_1 (\sigma_1 - \mu_2)) q_1 \right]}$
	$p_2 = -\frac{1}{S_1^2 x_1 \mu_1 \mu_2 T_2^2} \left[\left[(1 + S_1 \omega_2 T_2 \mu_2 + S_1^2 T_2^2) U_1^2 - S_1 x_1 T_2 \mu_1 (2 + S_1 \omega_2 T_2 \mu_2) \right] p_1 + \right.$ $\left. + 2 x_1 (1 + S_1 \omega_2 T_2 \mu_2 + S_1^2 T_2^2 \sigma_2^2) q_1 + \frac{x_1^2}{U_1^2} (1 + S_1 \omega_2 T_2 \mu_2 + S_1^2 T_2^2 \sigma_2^2) (p_1^2 + q_1^2) \right]$
БМДП В ЦЕПЕ	$Q_2 = \frac{ w_2 }{S_1^2 x_1 \mu_1 \mu_2 T_2^2} \left[(1 + S_1^2 T_2^2 \sigma_2^2) U_1^2 - 2 S_1 x_1 T_2 \mu_1 p_1 + x_1 [2 + S_1^2 T_2^2 (\sigma_2^2 + \omega_2 T_2 \mu_2)] q_1 + \right.$ $\left. + \frac{x_1^2}{U_1^2} [1 + S_1^2 T_2^2 \sigma_2^2 (\sigma_1 - \mu_2)] (p_1^2 + q_1^2) \right]$
	$M_2 = M_{21} + M_{22} = 2 M_{11} - \frac{x_1}{S_1 \mu_1 T_2 U_1^2} \left[p_1^2 + \left(\frac{U_1^2}{x_1} + q_1 \right)^2 \right] = 2 p_1 - \frac{\Delta p_2}{S_1}$
БМДП	$p = p_1 + p_2 = -\frac{1}{S_1^2 x_1 \mu_1 \mu_2 T_2^2} \left[(1 + S_1 \omega_2 T_2 \mu_2 + S_1^2 T_2^2) U_1^2 - S_1 x_1 T_2 \mu_1 [2 + S_1 \omega_2 T_2 \mu_2 (1 + \omega_2)] p_1 + \right.$ $\left. + 2 x_1 (1 + S_1 \omega_2 T_2 \mu_2 + S_1^2 T_2^2 \sigma_2^2) q_1 + \frac{x_1^2}{U_1^2} (1 + S_1 \omega_2 T_2 \mu_2 + S_1^2 T_2^2 \sigma_2^2) (p_1^2 + q_1^2) \right]$
	$p_0 = p_1 + p_2 + \Delta p_2 = (1 + S_1) (M_{21} + h M_{22}) = (1 + S_1) \left[(1 + h) p_1 - \frac{h}{S_1} \Delta p_2 \right]$

имеющей одинаковые с БМДП конструктивные параметры и режим нагрузки статорной обмотки.

Напряжение обмотки управления при изменении скорости вращения ротора изменяется по V-образной кривой. Величину скольжения, при которой напряжение управления достигает минимума, можно найти из условия $dU_2/ds_1 = 0$. Практически она достигает минимума при скольжении ротора $s_1 = s_0 = -h/(1+h)$, когда в обмотке управления течет постоянный

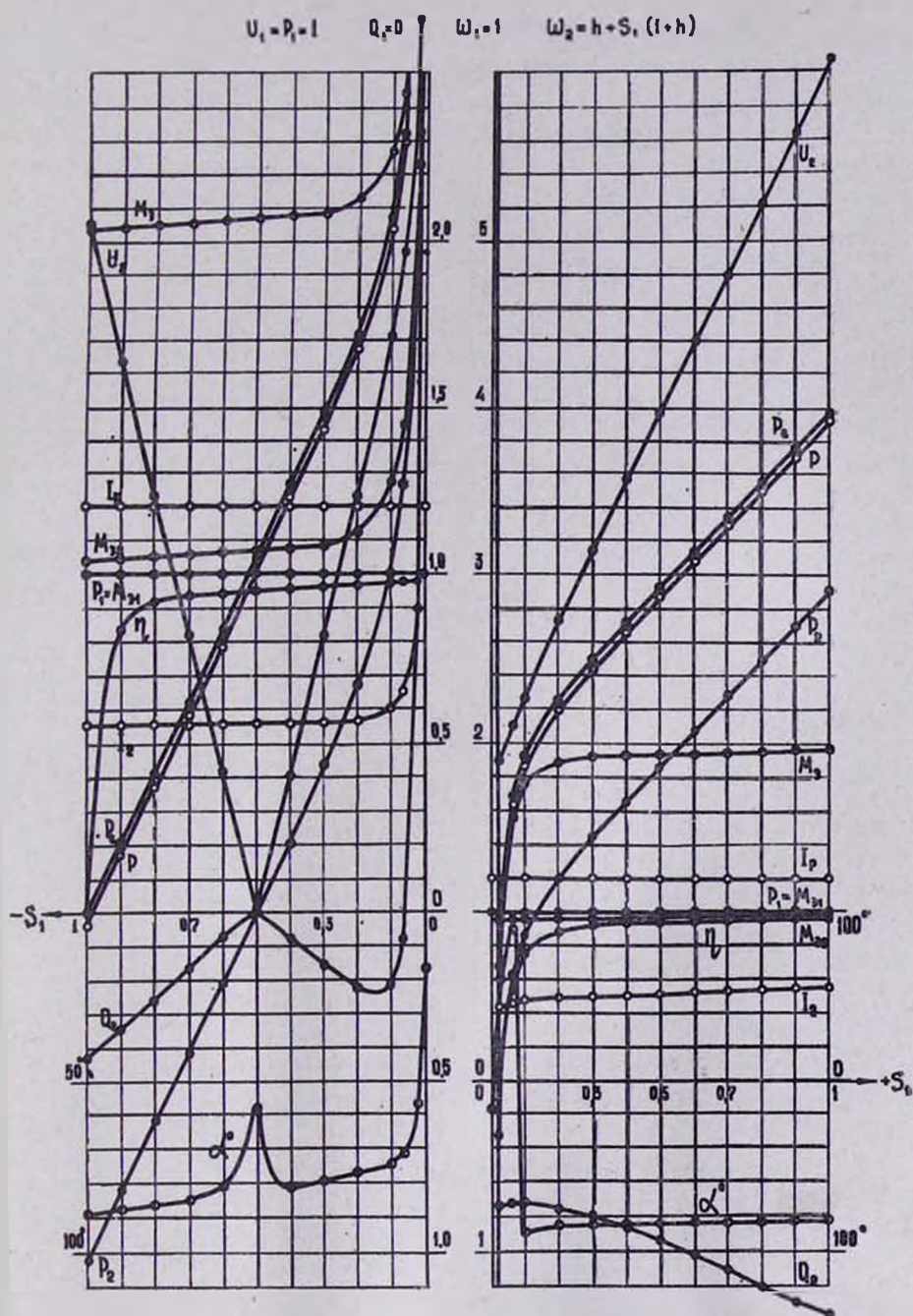


Рис. 3. Расчетные характеристики БМП (генераторный режим).

$$U_1 = P_1 = 1 \quad Q_1 = 0 \quad \omega_1 = 1 \quad \omega_2 = h + S_1(1+h)$$

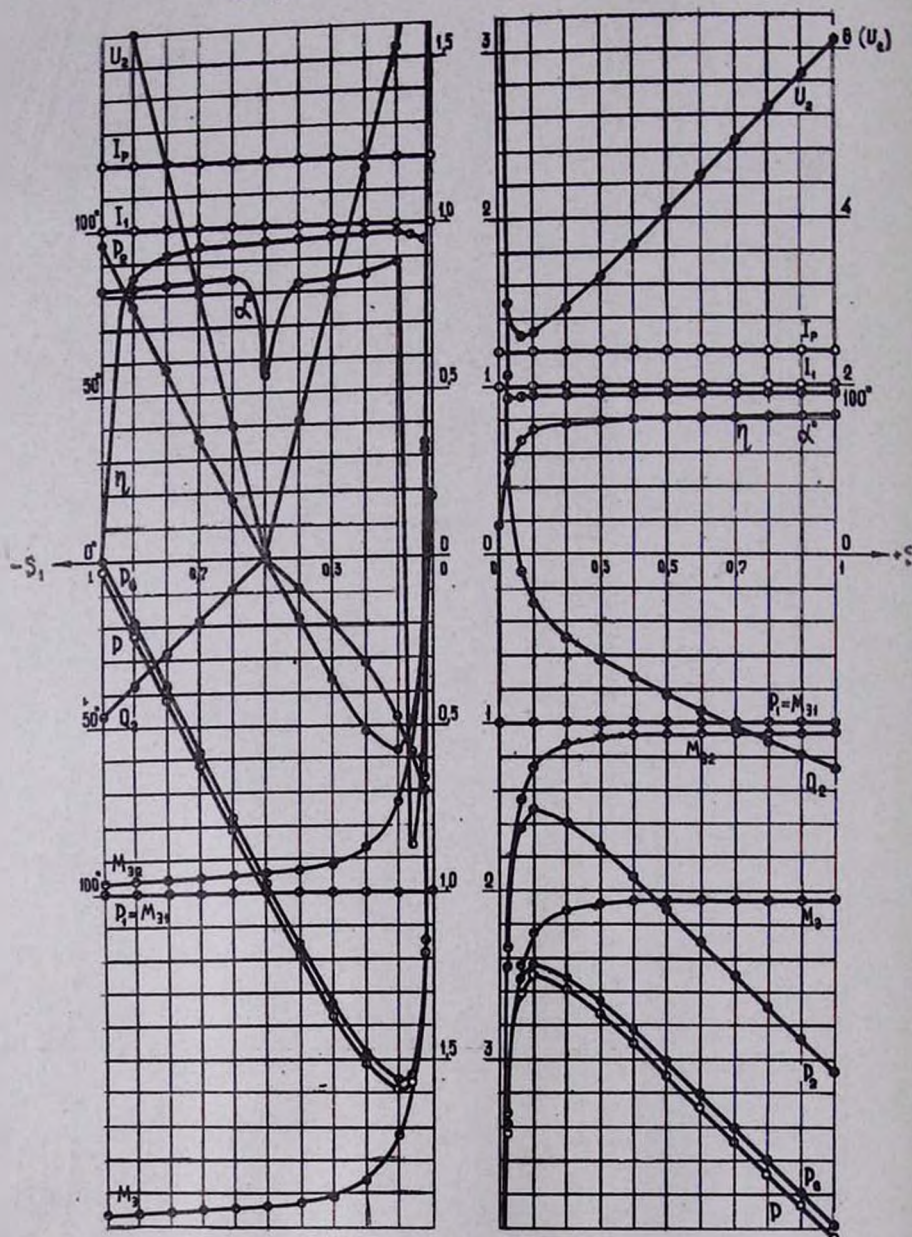


Рис. 4. Расчетные характеристики БМДП (двигательный режим).

ток ($\omega_2=0$) и реактивная мощность в обмотке управления равна нулю ($Q_2=0$). При отклонении скольжения от $S_1=S_0$ напряжение обмотки управления возрастает. Физически это объясняется тем, что увеличивается час-

тока напряжения обмотки управления, ее индуктивность и э. д. с., наведенная в ней токами ротора. Чтобы при этом сохранить требуемый ток в обмотке управления неизменным, необходимо увеличить величину напряжения обмотки управления (U_2).

При приближении величины скорости вращения ротора к синхронной напряжение, ток, активная и реактивная мощности обмотки управления (а также другие параметры режима БМДП) резко возрастают и при синхронной скорости теоретически обращаются в бесконечность. Это явление объясняется тем, что с синхронной скоростью БМДП работать не может, так как в роторной обмотке не наводится э. д. с. Практически в роторной обмотке э. д. с. не наводится в некотором интервале скоростей, близких к синхронной. Поэтому условие сохранения заданного режима нагрузки статорной обмотки неизменным приводит к резкому возрастанию параметров режима обмотки управления при приближении скорости вращения ротора к синхронной и его неограниченному возрастанию при синхронной скорости ($U_2 \rightarrow \infty$, $I_2 \rightarrow \infty$, $P_2 \rightarrow \infty$, $Q_2 \rightarrow \infty$ при $s_1 \rightarrow 0$).

При неподвижном роторе ($s_1 = -1$) параметры режима обмотки управления достигают конечной величины, а режим БМДП аналогичен режиму работы трансформатора. При работе со скоростью выше синхронной, чтобы сохранить заданный режим нагрузки статорной обмотки неизменным, приходится резко увеличивать параметры режима обмотки управления. Поэтому в качестве рабочего интервала изменения скорости вращения ротора необходимо использовать интервал от нуля до синхронной величины ($-1 < s_1 < 0$).

Характеристики БМДП как машины двойного питания определяются законами изменения напряжения статорной обмотки и обмотки управления [2]. В табл. 1 приведены формулы для расчета параметров режима в зависимости от режима нагрузки статорной обмотки. Выражения, определяющие параметры режима БМДП в зависимости от напряжений статорной обмотки ($\bar{U}_1$), обмотки управления ($\bar{U}_2$) и угла между ними (α), приведены в табл. 2. Из этой таблицы видно, что выражения момента и активной мощности БМДП в целом состоят из трех слагаемых. Первое и второе слагаемое соответственно обуславливаются квадратом напряжений статорной обмотки (U_1^2) и обмотки управления (U_2^2) и, как принято в теории управляемой машины переменного тока с контактными кольцами, могут быть названы асинхронными составляющими [2].

Третье слагаемое обуславливается произведением напряжений статорной обмотки и обмотки управления, а также углом между ними и может быть названо синхронной составляющей.

На рис. 5 приведены некоторые расчетные характеристики параметров режима БМДП. Они построены с учетом выражений, приведенных в табл. 2 при изменении скорости вращения ротора от нуля до двойной синхронной величины. Модули напряжений статорной обмотки и обмотки управления приняты равными единице ($U_1 = U_2 = 1$), а угол между ни-

ВЕРХНЯЯ ЧАСТЬ	$\bar{I}_1 = -\frac{S_1 T_2 \mu_1}{X_1 A} (1 + S_1 \omega_2 T_2 T_1 \mu_2 + \omega_2^2 T_2^2) \bar{U}_1 - j \frac{1}{X_1 A} \left\{ (1 + 2 S_1 \omega_2 T_2 T_1 \mu_2 + S_1^2 T_2^2 \epsilon) + \omega_2^2 T_2^2 [1 + S_1^2 T_2^2 \epsilon (\bar{\epsilon}_1 - \mu_2)] \right\} \bar{U}_1 + \frac{S_1 X_{op1} X_{op2}}{X_1 T_2 T_1 A} (\omega_2 T_2 + S_1 T_1 \bar{\epsilon}_1) - j [1 - S_1 \omega_2 T_2 T_1 (\bar{\epsilon}_1 - \mu_2)] \bar{U}_2$
	$I_1 = T_2 T_1 \sqrt{\frac{1}{X_1 A} \left\{ [(1 - S_1 \omega_2 T_2 T_1 \bar{\epsilon}_1) + (\omega_2 T_2 + S_1 T_1)^2] U_1^2 + \frac{1}{2} S_1^2 X_1 T_2 T_1 \mu_2 U_1 U_2^2 + 2 \frac{S_1 X_{op1} X_{op2}}{T_2 T_1 A} [(1 - S_1 \omega_2 T_2 T_1 \bar{\epsilon}_1) \cos \alpha + (\omega_2 T_2 + S_1 T_1) \sin \alpha] U_1 U_2 \right\}}$
	$P_1 = \frac{S_1 T_2 \mu_1}{X_1 A} (1 + S_1 \omega_2 T_2 T_1 \mu_2 + \omega_2^2 T_2^2) U_1^2 - \frac{S_1 X_{op1} X_{op2}}{X_1 T_2 T_1 A} (\omega_2 T_2 + S_1 T_1 \bar{\epsilon}_1) \cos \alpha - [1 - S_1 \omega_2 T_2 T_1 (\bar{\epsilon}_1 - \mu_2)] \sin \alpha U_1 U_2$
	$Q_1 = -\frac{1}{X_1 A} \left\{ (1 + 2 S_1 \omega_2 T_2 T_1 \mu_2 + S_1^2 T_2^2 \epsilon) + \omega_2^2 T_2^2 [1 + S_1^2 T_2^2 \epsilon (\bar{\epsilon}_1 - \mu_2)] \right\} U_1^2 - \frac{S_1 X_{op1} X_{op2}}{X_1 T_2 T_1 A} (\omega_2 T_2 + S_1 T_1 \bar{\epsilon}_1) \sin \alpha + [1 - S_1 \omega_2 T_2 T_1 (\bar{\epsilon}_1 - \mu_2)] \cos \alpha U_1 U_2$
	$M_{11} = \frac{S_1 T_2 \mu_1}{X_1 A} (1 + S_1 \omega_2 T_2 T_1 \mu_2 + \omega_2^2 T_2^2) U_1^2 - \frac{S_1 X_{op1} X_{op2}}{X_1 T_2 T_1 A} (\omega_2 T_2 + S_1 T_1 \bar{\epsilon}_1) \cos \alpha - [1 - S_1 \omega_2 T_2 T_1 (\bar{\epsilon}_1 - \mu_2)] \sin \alpha U_1 U_2$
СРЕДНЯЯ ЧАСТЬ	$\bar{I}_2 = \bar{I}_{2a} - \frac{S_1 X_{op1}}{X_1 T_2 A} (\omega_2 T_2 + j) \left\{ (\omega_2 T_2 + S_1 T_1 \bar{\epsilon}_1) - [1 - S_1 \omega_2 T_2 T_1 (\bar{\epsilon}_1 - \mu_2)] \right\} \bar{U}_1 - \frac{S_1 X_{op2}}{T_2 A} (\omega_2 T_2 + S_1 T_1 \bar{\epsilon}_1) - j [1 - S_1 \omega_2 T_2 T_1 (\bar{\epsilon}_1 - \mu_2)] \bar{U}_2$
	$I_{2a} = I_{2a} = \sqrt{\frac{S_1^2}{X_1 T_2 T_1 A} \left\{ T_2 X_2 \mu_1 (1 + \omega_2^2 T_2^2) U_1^2 + X_1 X_2 T_2 \mu_2 U_2^2 + 2 X_{op1} X_{op2} (\sin \alpha - \omega_2 T_2 \cos \alpha) U_1 U_2 \right\}}$
	$P_2 = S_1 R \quad \Delta P_2 = \frac{S_1^2}{X_1 T_2 T_1 A} [X_2 T_2 \mu_1 (1 + \omega_2^2 T_2^2) U_1^2 + X_1 X_2 T_2 \mu_2 U_2^2 + 2 X_{op1} X_{op2} (\sin \alpha - \omega_2 T_2 \cos \alpha) U_1 U_2]$
НИЖНЯЯ ЧАСТЬ	$\bar{I}_2 = \frac{1}{T_2 A} \left\{ (1 + S_1 \omega_2 T_2 T_1 \mu_2 + S_1^2 T_2^2 \epsilon) + j \omega_2 T_2 [1 + S_1^2 T_2^2 \epsilon (\bar{\epsilon}_1 - \mu_2)] \right\} \bar{U}_2 - \frac{S_1 \omega_2 X_{op1} X_{op2}}{X_1 T_2 T_1 A} (\omega_2 T_2 + S_1 T_1 \bar{\epsilon}_1) - [1 - S_1 \omega_2 T_2 T_1 (\bar{\epsilon}_1 - \mu_2)] \bar{U}_1$
	$I_2 = \frac{1}{T_2} \sqrt{\frac{1}{X_1 A} \left\{ [S_1^2 \omega_2^2 X_2 \mu_1 \mu_2 T_2^2 U_1^2 + X_1 (1 + S_1^2 T_2^2 \epsilon) U_2^2 - \frac{2}{T_2} S_1 \omega_2 X_{op1} X_{op2} (\sin \alpha + S_1 T_1 \bar{\epsilon}_1 \cos \alpha) U_1 U_2] \right\}}$
	$\Delta P_2 = \frac{1}{T_2 X_1 A} [S_1^2 \omega_2^2 X_2 \mu_1 \mu_2 T_2^2 U_1^2 + X_1 (1 + S_1^2 T_2^2 \epsilon) U_2^2 - \frac{2}{T_2} S_1 \omega_2 X_{op1} X_{op2} (\sin \alpha + S_1 T_1 \bar{\epsilon}_1 \cos \alpha) U_1 U_2]$
	$P_2 = -\frac{1}{T_2 A} (1 + S_1 \omega_2 T_2 T_1 \mu_2 + S_1^2 T_2^2 \epsilon) U_2^2 + \frac{S_1 \omega_2 X_{op1} X_{op2}}{X_1 T_2 T_1 A} (\omega_2 T_2 + S_1 T_1 \bar{\epsilon}_1) \cos \alpha + [1 - S_1 \omega_2 T_2 T_1 (\bar{\epsilon}_1 - \mu_2)] \sin \alpha U_1 U_2$
	$Q_2 = -\frac{\omega_2 T_2}{T_2 A} [1 + S_1^2 T_2^2 \epsilon (\bar{\epsilon}_1 - \mu_2)] U_2^2 + \frac{S_1 \omega_2 X_{op1} X_{op2}}{X_1 T_2 T_1 A} (\omega_2 T_2 + S_1 T_1 \bar{\epsilon}_1) \sin \alpha - [1 - S_1 \omega_2 T_2 T_1 (\bar{\epsilon}_1 - \mu_2)] \cos \alpha U_1 U_2$
МОМЕНТЫ В ЦЕНТРЕ	$M_{2a} = \frac{S_1 T_2 T_1 \mu_2}{X_1 T_2 A} (S_1 \omega_2 T_2 T_1 \mu_2 U_1^2 - X_1 U_2^2) + \frac{S_1 X_{op1} X_{op2}}{X_1 T_2 T_1 A} (\omega_2 T_2 - S_1 T_1 \bar{\epsilon}_1) \cos \alpha - [1 + S_1 \omega_2 T_2 T_1 (\bar{\epsilon}_1 - \mu_2)] \sin \alpha U_1 U_2$
	$M_2 = M_{21} + M_{2a} = \frac{S_1 T_2 \mu_1}{X_1 A} (1 + 2 S_1 \omega_2 T_2 T_1 \mu_2 + \omega_2^2 T_2^2) U_1^2 - \frac{S_1 T_2 T_1 \mu_2}{T_2 A} U_2^2 - 2 \frac{S_1^2 X_{op1} X_{op2} T_1}{X_1 T_2 T_1 A} [\bar{\epsilon}_1 \cos \alpha + \omega_2 T_2 (\bar{\epsilon}_1 - \mu_2) \sin \alpha] U_1 U_2$
	$P = P_1 + P_2 = \frac{S_1 T_2 \mu_1}{X_1 A} (1 + S_1 \omega_2 T_2 T_1 \mu_2 + \omega_2^2 T_2^2) U_1^2 - \frac{1}{T_2 A} (1 + S_1 \omega_2 T_2 T_1 \mu_2 + S_1^2 T_2^2 \epsilon) U_2^2 - \frac{S_1 X_{op1} X_{op2}}{X_1 T_2 T_1 A} (\omega_2 T_2 + S_1 T_1 \bar{\epsilon}_1) (1 - \omega_2) \cos \alpha - [1 - S_1 \omega_2 T_2 T_1 (\bar{\epsilon}_1 - \mu_2)] (1 + \omega_2) \sin \alpha U_1 U_2$
$P_0 = P_1 + P_2 + \Delta P_0 + \Delta P_2 \quad A = (\omega_2 T_2 + S_1 T_1 \bar{\epsilon}_1)^2 - [1 - S_1 \omega_2 T_2 T_1 (\bar{\epsilon}_1 - \mu_2)]^2 \quad \omega_2 = h - S_1 (1 + h) \quad h = \frac{P_2}{P_1} \quad \alpha = \bar{\delta}_0 + \delta_0$	

$$U_1 = U_2 = 1 \quad \alpha = 90^\circ \quad \omega_1 = 1 \quad \omega_2 = h + S_1(1+h)$$

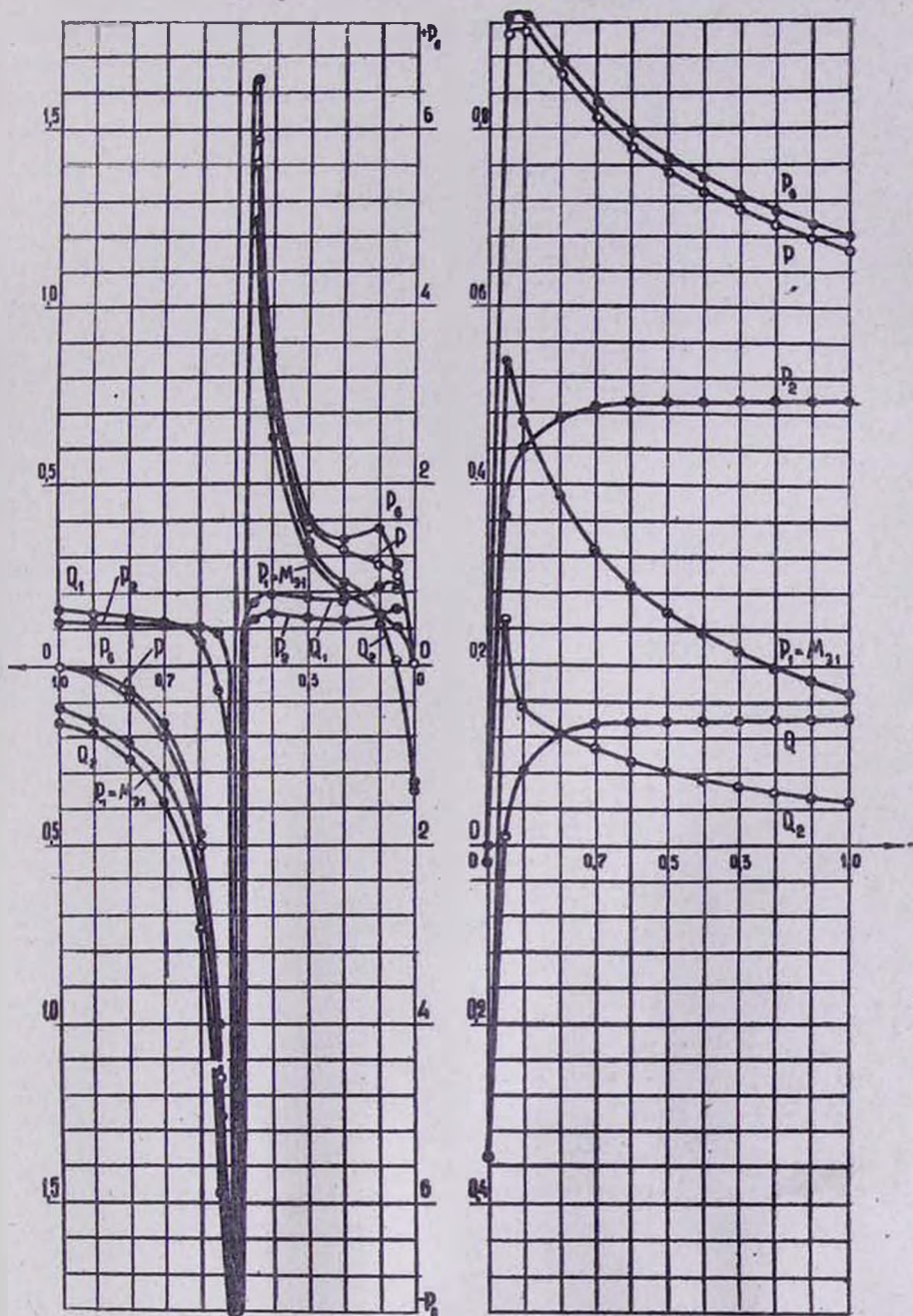


Рис. 5. Расчетные характеристики БМДП.

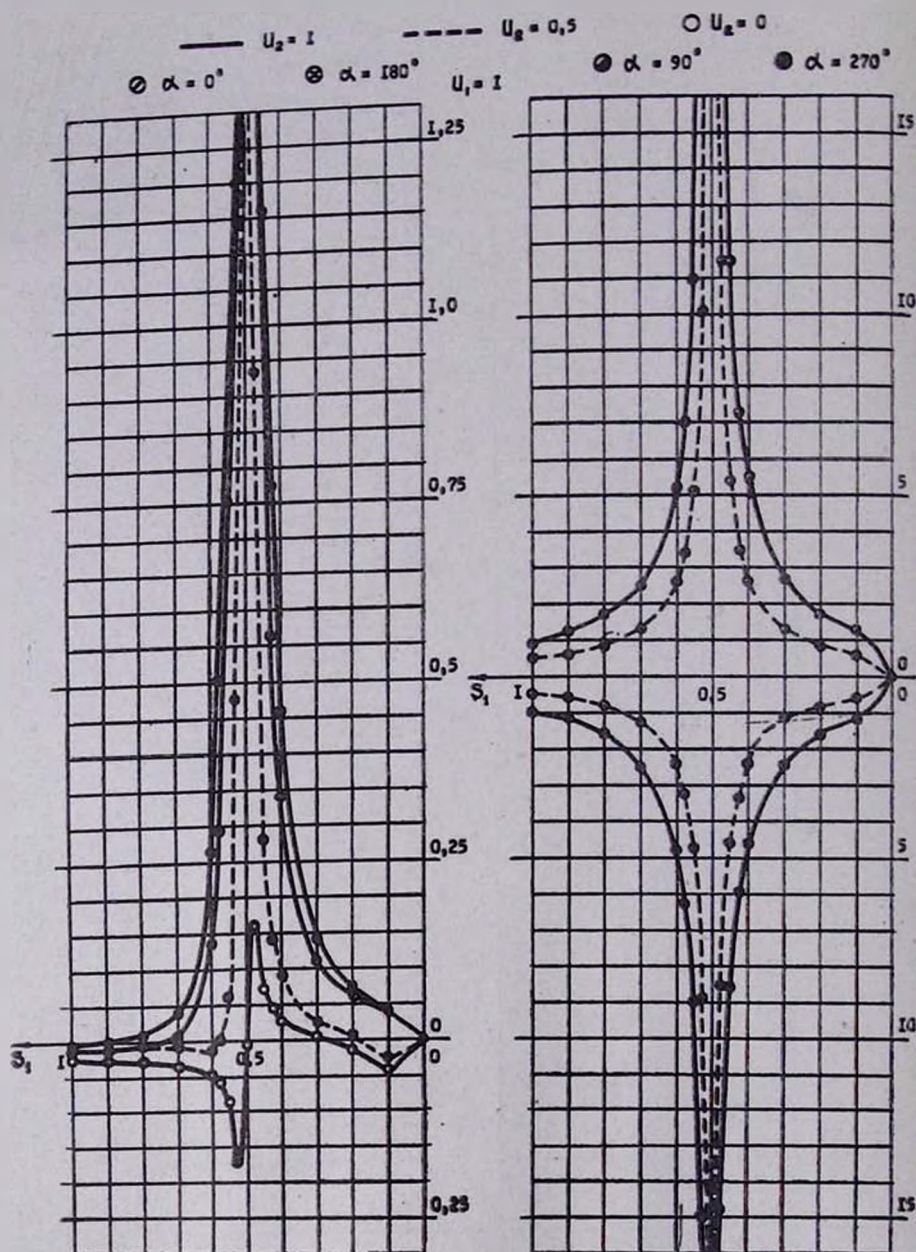


Рис. 6. Механические характеристики БМДП.

ми — прямым. На рис. 6 приведены механические характеристики БМДП при изменении скорости вращения ротора от нуля до синхронной величины. Они построены для неизменной величины напряжения статорной об-

мотки ($U_1=1$) и различных значений напряжения обмотки управления ($U_2=0; 0.5; 1$) и угла между ними ($\alpha=0^\circ; 90^\circ; 180^\circ; 270^\circ$). Из графиков видно, что при $U_2=0$ механическая характеристика БМДП по форме не отличается от механической характеристики асинхронной машины с короткозамкнутым ротором. При $U_2 \neq 0$ величина момента возрастает с величиной напряжения, а величина угла α влияет как на величину, так и на знак электромагнитного момента БМДП. Из приведенных графиков видно, что с помощью простейшего закона изменения напряжения обмотки управления можно лишь воздействовать на величину и знак механической характеристики БМДП. Однако форма в целом остается неизменной и аналогичной форме механической характеристики асинхронной машины с короткозамкнутым ротором.

Следует отметить, что с помощью других, более сложных законов изменения напряжения обмотки управления форма механической характеристики БМДП может быть существенно изменена. Этот вопрос является объектом отдельного исследования и выходит за рамки настоящей работы.

Проведенное исследование позволяет сделать следующие выводы.

1. В установившемся режиме работы БМДП может сохранить неизменным заданный режим нагрузки статорной обмотки при изменении скорости вращения ротора, если частота, амплитуда и вектор напряжения, а также активная и реактивная мощности обмотки управления изменяются соответствующим образом.

2. Токи, а следовательно, потери активной мощности в статорной обмотке не зависят, а в обмотке управления практически не зависят от изменения скорости вращения ротора. Они определяются только режимом нагрузки статорной обмотки и конструктивными параметрами машины. Следовательно, потери БМДП, работающей с переменной скоростью вращения, будут равны потерям аналогичной в конструктивном отношении бесконтактной машины, работающей с постоянной скоростью вращения.

3. С синхронной скоростью (практически в некотором интервале скоростей, близких к синхронной) БМДП работать не может, так как в роторной обмотке не наводится э. д. с. При работе со скоростями выше синхронной резко возрастают параметры режима обмотки управления. Поэтому в качестве рабочего интервала изменения скорости вращения ротора необходимо использовать интервал от нуля до синхронной величины ($-1 < s_1 < 0$).

4. С помощью простейших законов изменения напряжения обмотки управления можно лишь воздействовать на величину и знак расчетных характеристик БМДП. При этом форма в целом остается неизменной и аналогичной форме характеристик асинхронной машины с короткозамкнутым ротором.

ԳՈՓՈՆԱԿԱՆ ՀՈՍԱՆՔԻ ԱՆԿՈՆՏԱԿՏ ՄԵՔԵՆԱՅԻ ՈՐՈՇ ՀԱՏԿՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԸ
1. ԿՐԿՆԱԿԻ ՍՆՈՒՑՄԱՆ ԱՆԿՈՆՏԱԿՏ ՄԵՔԵՆԱ

Ա մ փ ո փ ու մ

Դիտարկված է պտտման փոփոխական արագության մեծությամբ աշխատող կրկնա-
կի սնուցման փոփոխական հոսանքի անկոնտակտ մեքենա:

Արտածված են մաթեմատիկական արտահայտություններ, որոնք թույլ
են տալիս որոշել ռեժիմի պարամետրերը՝ կախված ռոտորի պտտման արա-
գության փոփոխությունից և հիմնական մեքենայի ստատորի փաթույթի ռե-
ժիմի պարամետրերից: Կառուցված են այդ փոփոխությունները ցուցադրող
գրաֆիկներ:

Ցույց է տրված, որ ռոտորային փաթույթի և ղեկավարման փաթույթի
ռեժիմի պարամետրերը կախված չեն ռոտորի պտտման արագության փոփո-
խություններից, այլ որոշվում են միայն ստատորային փաթույթի բեռնվա-
ծության ռեժիմից և մեքենայի կոնստրուկտիվային պարամետրերից:

Ղեկավարման լարվածության փոփոխությունների պարզագույն օրենքնե-
րի միջոցով կարելի է փոխել հաշվարկային բնութագրերի միայն մեծությունն
ու նշանը, իսկ բնութագրերի ձևը մնում է անփոփոխ:

P. H. KYALIAN

SOME PROPERTIES OF THE CONTACTLESS ALTERNATING-CURRENT MACHINE (MOTOR) CONTACTLESS MACHINE OF DOUBLE SUPPLY

S u m m a r y

A contactless variable rotative speed alternating-current machine of double supply is considered. This machine is presented as a cascade consisted of two asynchronous machines with the phase-wound rotor. The equations determining parameters of the regime are obtained. The curves illustrating their variations depending on rotative speed variations of the rotor and parameters of the regime of primary winding of main machine are presented. It is shown that parameters of the secondary winding and control winding do not depend on variations of rotative speed of the rotor. They are determined by load conditions of the primary winding and constructive parameters of the machine.

It is possible to change the magnitudes and signs of calculated characteristics by the simplest laws of variations of control tension without changing of the forms of the characteristics.

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. М. М. Ботвинник, Ю. Г. Шварцман, Управляемая машина переменного тока, М. «Наука», 1969.
2. П. А. Кялян. Известия ВУЗов, Энергетика, № 11, 7, 1965.

Р. А. САРКИСЯН

ПРИМЕНЕНИЕ МЕТОДОВ ВЫЯВЛЕНИЯ СЛАБЫХ ОБЪЕКТОВ К СНИМКАМ, ПОЛУЧЕННЫМ ИНФРАКРАСНЫМ ЭОП-ом

1. *Введение.* При фотографических наблюдениях в астрономии наличие общего фона ночного неба, так же как и возникающие по различным причинам шумы пластинки, мешают наблюдению слабых объектов. Поэтому порог яркости, выше которого объекты обнаруживаются, становится выше, чем это было бы при отсутствии указанных препятствий. Возникает задача возможного понижения порога обнаружения яркости для данного телескопа. Такая задача важна как в видимом, так и в ультрафиолетовых и инфракрасных диапазонах. В этом случае нас может интересовать, с одной стороны, выявление очень слабых точечных объектов (звезд и квазаров) и, с другой стороны, изучение слабых частей протяженных объектов (галактик, туманностей).

Для выявления слабых звезд и слабых структур необходимы:

1) мощные телескопы с очень чувствительными и мал шумящими приемниками [1];

2) методы, улучшающие качество изображения и дающие возможность выявить и использовать всю информацию, которая была зарегистрирована, в частности и ту, которая имеет большие шансы, при обычных способах обработки, потеряться в шумах [2, 3, 4].

В настоящей работе мы рассматриваем применение этих методов к частным случаям. Применение методов, улучшающих качество астрономических изображений, может открыть новые возможности в наблюдательной астрономии, на основе уменьшения влияния фона ночного неба и исключения собственных шумов чувствительного приемника. Для применения таких методов целесообразно использовать современные ЭВМ. При этом существенную роль должен играть метод суперпозиции различных астрономических снимков одного и того же объекта, дающий возможность увеличить объем информации по сравнению с тем, который получается посредством одного снимка при нормальной экспозиции, и усреднить случайные шумы. В последнее время с помощью применения высокочувствительных пластинок и метода оптической суперпозиции выявлены слабые диффузные структуры между галактиками [5—9].

В настоящей работе приводятся результаты машинной обработки звездных изображений, полученных инфракрасным ЭОП-ом. В результате суперпозиции было улучшено отношение сигнал—шум в такой мере, что

выявились более слабые объекты. Их существование подтверждается путем сравнения со снимками, полученными более крупным телескопом, например с Паломарской картой. Кроме того, обнаружен объект, который не виден ни на одном из первоначальных снимков с ЭОП-а и на паломарских красной и синей картах.

2. Методика наблюдений, измерений и ход эксперимента. В качестве объекта изучения было выбрано галактическое скопление NGC 1502 ($\alpha = 04^h 04^m 3$, 1950 г. $\delta = +62^\circ 14'$). Наблюдения были проведены в

феврале 1973 года 20" телескопом АЗТ-14, с ЭОП-ом УМ-92 на пленке А 600. Чувствительность трехкаскадного ЭОП-а с кислородно-цезиевыми фотокатодами лежит в инфракрасном участке спектра (около 8500 Å), решающая способность ЭОП-а 25 линий/мм.

Для исключения собственного фона ЭОП-а применялось охлаждение с помощью жидкого азота [10]. Из полученных кадров для измерения были отобраны 12 наиболее удачных. Фотометрические работы проводились на Бюраканском автоматическом микрофотометре [11]. Для фотометрии был выбран небольшой участок около центра скопления размером $2,56 \times 3,84$ мм². Измерения почернений производились сплошным образом с диафрагмой размером $0,04 \times 0,04$ мм² и интервалом 0,04 мм. Это осуществлялось автоматическим смещением столика микрофотометра посредством двух взаимно-перпендикулярных движений, обеспечивающих точность смещения 5 мк.

По возможности одинаковая установка различных снимков одного и того же поля на столике микрофотометра осуществлялась с помощью выбранных звезд вокруг измеряемых участков. Все же при этом точность совмещения разных кадров не превышала 20 мк. Иными словами, сетки последовательных положений, вырезаемых диафрагмой площадок, отнесенные к звездам, несколько расходились. Поэтому необходимы были поправки, на которых мы остановимся несколько дальше.

Исследуемый участок был разделен на шесть зон, каждая размером $1,28 \times 1,28$ мм². Площадь каждой такой зоны можно покрыть 1024 квадратами размером $0,04 \times 0,04$ мм². Таким образом на каждом из двенадцати кадров было измерено 6144 значений почернений, сплошным образом покрывающих весь участок (рис. 1).

Блок-схема эксперимента приведена на рис. 2.

3. Методы обработки. Строя математическую модель обработки информации, мы заметили, что связь между интенсивностью падающего света и вызванным почернением вообще нелинейна. Сложным и вообще нелинейным путем происходит также сложение шумов (например, химической вуали) с сигналом. Но мы предположили для простоты, что степень почернения, измеренная на микрофотометре, пропорциональна падающей интенсивности, а шумы выражаются также с помощью некоторых интенсивно-

стей, аддитивно налагающихся на сигнал. Эти допущения не оказали качественного влияния на характер наших выводов. Пусть $J(x, y)$ — интен-



Рис. 1. Изображение исследуемого участка галактического скопления NGC 1502, полученное с ЭОП-ом на "20" Бюраканском телескопе.



рис. 2. Блок-схема эксперимента.

сивность падающего света, зафиксированного в точке с координатами (x, y) . При наличии объекта получим:

$$J(x, y) = i(x, y) + k(x, y) + \delta(x, y) + \varepsilon(x, y), \quad (1)$$

где

$i(x, y)$ — интенсивность объекта;

$k(x, y)$ — помехи, вызванные макрошумом (дефекты пленки);

$\delta(x, y)$ — компоненты белого шума, объединяющие в себе различные помехи (свечение ночного неба и другие помехи, вызывающие вуаль);

$\varepsilon(x, y)$ — помехи, вызванные неравномерным фоном ЭОП-а.

После фотометрии изображения измеренных на снимках полей представляются дискретно в виде матриц с $N \times N$ значениями. Последовательность обработки полученных данных на ЭВМ представлена на рис. 3.

Первоначально производилась нормировка матриц (реализаций). Величина нормы определялась из соотношения $Z = \sqrt{\sum_m \sum_k j_{mk}^2}$, а интенсивность каждой ячейки вычислялась по формуле:

$$J_{mk} = j_{mk}/Z, \quad (2)$$

где j_{mk} — почернение (mk) ячейки.

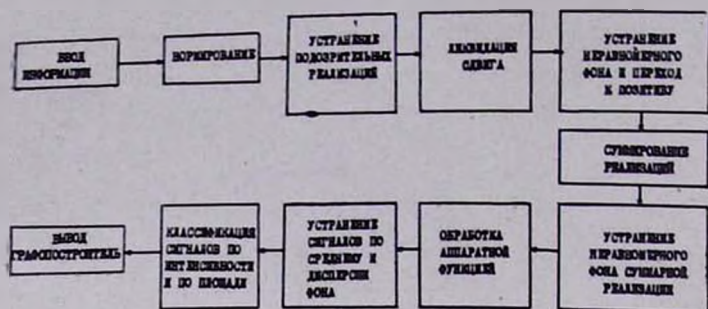


Рис. 3. Блок-схема обработки.

Коэффициенты корреляции между рассматриваемыми реализациями вычислялись по формуле:

$$R = \frac{\sum_{k=1}^N \sum_{m=1}^N J'_{mk} J_{mk} - \frac{1}{N^2} \left(\sum_{k=1}^N \sum_{m=1}^N J'_{mk} \right) \left(\sum_{k=1}^N \sum_{m=1}^N J_{mk} \right)}{\sqrt{\left[\sum_{k=1}^N \sum_{m=1}^N J'^2_{mk} - \frac{1}{N^2} \left(\sum_{k=1}^N \sum_{m=1}^N J'_{mk} \right)^2 \right] \left[\sum_{k=1}^N \sum_{m=1}^N J^2_{mk} - \frac{1}{N^2} \left(\sum_{k=1}^N \sum_{m=1}^N J_{mk} \right)^2 \right]}}$$

где J'_{mk} — элемент сравниваемой матрицы, а J_{mk} — эталонной.

Затем коэффициенты корреляции располагались в вариационный ряд и по заданному уровню значимости исключались подозрительные реализации. В нашем случае из 12 кадров было исключено два.

Как уже отмечалось, во время регистрации одного и того же участка на разных кадрах возможны случайные смещения в интервале внутри одного шага (40 мк).

Будем считать, что интенсивность в одной ячейке (квадрат размером 0,04 мм) изменяется линейно (так как изменение интенсивности от ячейки к ячейке не резко). Из десяти матриц выбирается одна как эталон, а остальные сравниваются с ним. Допустим, что при этом одна из матриц имеет по сравнению с эталоном сдвиг по горизонтали x , а по вертикали y .

Для простоты примем размер ячейки за единицу. Если обозначить интенсивность (mk) ячейки эталонной матрицы J_{mk} , а сравниваемой — J'_{mk} , то при $y = 0$ получим:

$$J'_{mk} = qXJ_{mk+1} + q(1-X)J_{mk}, \quad (3)$$

где q — коэффициент контрастности. Значение q близко к единице:

$$q = \frac{\sum_{m=1}^N \sum_{k=1}^N J'_{mk}}{\sum_{m=1}^N \sum_{k=1}^N J_{mk}}. \quad (4)$$

Для сравнения матриц берется ($n \times n$) ячеек ($n = 9$). (3) суммируется по строкам:

$$\sum_{m=1}^n J_{mk} = qX \sum_{m=1}^n J_{mk+1} + q(1-X) \sum_{m=1}^n J_{mk}. \quad (5)$$

Минимизируемая сумма квадратов будет:

$$Q(X) = \sum_{k=1}^n \left[\left(\sum_{m=1}^n J_{mk} - q \sum_{m=1}^n J_{mk} \right) - qX \left(\sum_{m=1}^n J_{mk+1} - \sum_{m=1}^n J_{mk} \right) \right]^2. \quad (6)$$

$Q(x)$ имеет минимум при значениях x , обращающих в ноль ее производную:

$$\frac{dQ(X)}{dX} = 0. \quad (7)$$

Из (6) и (7) получим:

$$\begin{aligned} & \sum_{k=1}^n \left\{ -2q \left(\sum_{m=1}^n J_{mk+1} - q \sum_{m=1}^n J_{mk} \right) \times \right. \\ & \times \left. \left[\left(\sum_{m=1}^n J_{mk} - q \sum_{m=1}^n J_{mk} \right) - qX \left(\sum_{m=1}^n J_{mk+1} - \sum_{m=1}^n J_{mk} \right) \right] \right\} = 0, \end{aligned} \quad (8)$$

Отсюда получим выборочную оценку наименьших квадратов:

$$X = \frac{\sum_{k=1}^n \left[\left(\sum_{m=1}^n J_{mk+1} - \sum_{m=1}^n J_{mk} \right) \left(\sum_{m=1}^n J_{mk} - q \sum_{m=1}^n J_{mk} \right) \right]}{q \sum_{k=1}^n \left(\sum_{m=1}^n J_{mk+1} - \sum_{m=1}^n J_{mk} \right)^2}. \quad (9)$$

По полученному x исправляются элементы сравниваемой матрицы

$$J_{(mk)_x}^* = qX J_{mk+1} + q(1-X) J_{mk}. \quad (10)$$

Новая матрица сравнивается с эталоном, и вычисляется вертикальное смещение y :

$$Y = \frac{\sum_{m=1}^n \left[\left(\sum_{k=1}^n J_{mk+1} - \sum_{k=1}^n J_{mk} \right) \left(\sum_{k=1}^n J_{mk} - \sum_{k=1}^n J_{mk} \right) \right]}{\sum_{m=1}^n \left(\sum_{k=1}^n J_{m+1k} - \sum_{k=1}^n J_{mk} \right)^2}. \quad (11)$$

Полученная матрица исправляется по Y :

$$J_{(mk)_{xy}}^* = Y J_{m+1k} + (1-Y) J_{mk}. \quad (12)$$

Точность исправления $\approx 65\%$. Схема исправления матриц по смещениям приведена на рис. 4.

После исправления сдвигов на каждом из кадров устранялся неравномерный фон. Для этого матрица разбивалась на $(n \times n)$ подматриц со сдвигом между элементами по оси x и по оси y с единичным шагом. Размеры подматрицы $(n \times n)$ выбирались, исходя из аппаратной функции звезды.

Эти размеры должны были быть лишь несколько больше размеров области, в которой аппаратная функция заметно отлична от нуля. В нашем случае аппаратная функция умещалась в области 3×3 , и мы выбрали $n=7$.

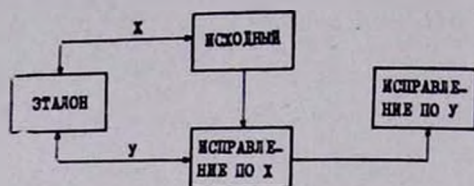


Рис. 4. Блок-схема исправления матриц.

После вычисления средних значений каждой подматрицы $\sum_{m=1}^n \sum_{k=1}^n J_{mk} / n^2$ формировалась корректирующая матрица, которая вычиталась из исходной [12]. Затем полученные изображения превращались в позитивы.

Предварительно обработанные вышеописанными способами изображения суммировались. При суперпозиции шумы складываются по закону случайных ошибок. Если для наложения применяется p изображений, то сигнал возрастает в p раз, а шум — в $\sqrt{p}$ и отношение сигнал—шум улучшается в $\sqrt{p}$ раз.

Перед обработкой аппаратной функцией устранялся оставшийся неравномерный фон суммарной реализации. Аппаратная функция использовалась в качестве фильтра для поиска звездных объектов. Распределение интенсивности в изображении с точностью до шумов совпадает с аппаратной функцией, которая отлична от нуля в конечной области (рис. 5).



Рис. 5. Вид аппаратной функции.

Аппаратная функция представлена в виде матрицы (3×3) , которая последовательно сдвигалась по суммарной матрице с шагом $\Delta x=1$, $\Delta y=1$ и каждый раз вычислялась:

$$M_{eq} = \sum_{m=1}^3 \sum_{k=1}^3 J_{mk}^- i_{mk}^- \quad (13)$$

где i_{mk}^- — элементы аппаратной функции, а J_{mk}^- — элементы суммарной матрицы.

Максимум (13) получается, когда аппаратная функция и распределение интенсивности в поле изображения приблизительно совпадают. Те значения, для которых $M_{eq} < M_{eq}^{фон} + 3\sigma_{фон}$, устранялись. Оставшиеся значения были классифицированы с целью определения их отношения к разряду одиночных помех, или слабых звезд [13]. Дальнейшая обработка состоит в устранении сигналов, суммарная интенсивность которых меньше интенсивности самой слабой звезды.

4. *Результаты.* В изображениях нескольких галактических скоплений, полученных инфракрасным ЭОП-ом, обнаружены инфракрасные звезды [14]. В настоящей работе поставлена задача выявления таких слабых объектов в NGC 1502 вышеупомянутыми методами.

Обработка выбранного участка скопления NGC 1502 показала, что V зона самая характерная (рис. 1). До обработки астронегативов на переменном фоне видны три (1, 2, 3) звезды (рис. 1, зона V). Для 1-ой звезды $I \approx 16^m$ оценена по данным [15, 16] и по нашим снимкам.

Результаты обработки сопоставлялись с аналогичными участками Паломарской красной карты (рис. 6).

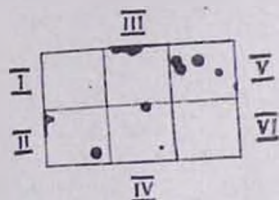


Рис. 6. Изображение исследуемого участка галактического скопления NGC 1502, полученное на 48" Паломарском телескопе в красных лучах.

После обработки появились еще три (4, 5, 6) объекта. Два из них (4, 5) видны на Паломарской карте (рис. 7).



Рис. 7. Аксонограмма V зоны после обработки, вычерченная по строкам матрицы 32×32 .

Интегральная интенсивность 4-ой и 5-ой звезд примерно в 2,5 раза меньше, чем 1-ой: это не видно из рис. 7 вследствие падения чувствительности ЭОП-а от центра к краю, так что после устранения неравномерного фона ЭОП-а нарушалось соотношение интенсивностей разных объектов, т. е. масштаб измерения.

Кроме того, выявлен 6-ой объект $\left\{ \begin{matrix} \alpha_{1950} = 04^h 04^m 45^s \\ \delta_{1950} = +62^\circ 15',5 \end{matrix} \right.$ с точностью 3", который не виден на Паломарских красной и синей картах. Этот объект с интегральной интенсивностью, в 1,2 раза меньшей, чем 5-я самая слабая звезда, занимает подматрицу размером 3×3 . Распределение интенсивности в нем не отличается от других, а максимум интенсивности достигается в средней линии.

Таким образом, после наложения десяти кадров, в результате чего отношение сигнала к шуму должно было увеличиться примерно в три раза, появился объект, звездная величина которого на 1^m слабее, чем предельная — 16^m , регистрируемая данным телескопом. При этом предел обнаружения точечных объектов достиг примерно 17^m . Следовательно, 6-ой объект интенсивно излучает в инфракрасном диапазоне и, возможно, это инфракрасная звезда.

В заключение автор выражает глубокую благодарность академику В. А. Амбарцумяну за постановку задачи, обсуждение и постоянное внимание к работе. Автор благодарен также М. А. Мартиросяну, Р. А. Варданяну, Г. В. Абрамяну и научным сотрудникам ВЦ АН Арм. ССР В. Е. Хайкину, В. С. Хитровой, Л. А. Тадевосяну, Э. Г. Аветисову за оказанную помощь в работе.

Ռ. Հ. ՍԱՐԳՍՅԱՆ

ԻՆՖՐԱԿԱՐՄԻՐ ԷՕԶ-ՈՎ ՄՏԱՅՎԱԾ ՊԱՏԿԵՐՆԵՐԻՑ ԹՈՒՅԼ ՕՐՅԵԿՏՆԵՐԻ ՀԱՅՏՆԱՐԵՐՈՒՄԸ, ՄԻ ՔԱՆԻ ՄԵԹՈԴԻ ԿԻՐԱՌՄԱՄԸ

Ս. մ փ ո փ ու մ

Ներկա աշխատանքում կիրառված են մի քանի մեթոդ, $20''$ աստղադիտակի հետ համակցված ինֆրակարմիր էՕԶ-ով ստացված լուսատուների պատկերներն երկնքի ֆոնից արտադատելու և էՕԶ-ի անհամասեռ ֆոնը վերացնելու նպատակով, Մշակումը կատարվել է «Հրազդան-3» էլեկտրոնային հաշվիչ մեքենայի վրա: Մշակման արդյունքները վերարտադրվել են գրաֆիկորեն:

NGC 1502 աստղակույտի կենտրոնական մասի ($256 \times 3,84$ մմ²) 10 նկարների վերադրումը հնարավորություն է տվել հալտնարեքելու $\approx 1^m$ ավելի թույլ օբյեկտ, քան տվյալ դիտակի սահմանայինը՝ 16^m : Արդյունքում կետային աղբյուրի դիտման սահմանը, տվյալ աստղադիտակի համար, հասցվել է մինչև $\approx 17^m$.

Այդ $I \approx 17^m$ օբյեկտը չի նշմարվում Պալոմարի քարտեզներում, Հնարավոր է, որ այն ինֆրակարմիր աստղ է:

R. A. SARKISSIAN

THE APPLICATION OF METHODS TO THE PHOTOGRAPHS
OBTAINED WITH INFRARED EOT FOR REVEALING
FAINT OBJECTS

S u m m a r y

In this paper the application of some methods for photographs is presented, which were obtained on 20" telescope with infrared electron-optical transformer in order to decrease the background sky and remove irregular background of EOT. The precessing was made by computer "Hrazdan-3". The results were plotted.

By superposition of 10 photographs of the central region ($2.56 \times 3.84 \text{ mm}^2$) of the open cluster NGC 1502 an object has been revealed to be $\approx 1^m$ fainter than limit 16^m of our telescope. So, the discovered limit of discrete-source goes to $\sim 17^m$. An object with $\approx 17^m$ is unvisible on Palomar Sky Survey. Possible it is an infrared star.

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. G. Wlerick, ESO/CERN Conference on Large Telescope Design, Geneva, 265, 1971.
2. H. Arp, J. Komendy, Ap. J., 178, L101, 1972.
3. A. Labeyrie, Astronomy and Astrophys., 2, 85, 1969.
4. J. W. Brault, Astronomy and Astrophys., 13, 169, 1971.
5. T. Keith Кнох, Brian J. Thomson, Ap. J., 182, L133, 1973.
6. В. Г. Хрустич, Астрономический циркуляр, № 684, 1972.
7. R. Heinz, Wiss und Fortschr., 21, 560, 1971.
8. H. L. Johnson, R. de F. Neville, B. Irtarte, Lowell Obs. Bull., IV, № 93. 83, 1958.
9. Методы астрономии, М. „Мир“, 25, 1967.
10. К. А. Григорян, Г. В. Абрамян, Ж. Лельевр, М. А. Ерицян, Сообщ. БАО, вып. 44, стр. 120, 1972.
11. М. А. Мартиросян, Сообщ. БАО, вып. 37, стр. 53, 1966.
12. Р. А. Саркисян, В. С. Хитрова, VI Всесоюзная школа по физическим основам голографии (в печати), 1974.
13. R. A. Sarkisian, V. S. Khitrova, Fourth International Codata Conference (in press), 1974.
14. К. А. Григорян, Г. М. Абрамян, Р. А. Вурдянян, Ж. Л. Хачатрян (в печати), 1974.
15. R. S. Zug, Lick Obs. Bull. 454, 119, 1934.
16. J. Stebbins, G. E. Kron, Ap. J., 123, 440, 1956.

Р. А. САРКИСЯН

ПРИМЕНЕНИЕ МЕТОДА НАЛОЖЕНИЯ СНИМКОВ К ГАЛАКТИКЕ NGC 5195

1. *Введение.* Измерение и изучение очень слабых частей протяженных объектов (галактик, туманностей) является важной задачей современной наблюдательной астрономии. Наблюдения, проведенные в последние годы, показывают, в частности, что есть физическая связь между отдельными внегалактическими объектами. Иногда такая связь осуществляется мощным спиральным рукавом между галактиками. Возможно, такая физическая связь есть во многих двойных и кратных галактиках, но она не обнаруживается, потому что, когда расстояние между компонентами становится слишком большим, то связывающие перемычки и волокна между галактиками становятся либо очень тонкими, либо слишком слабыми и перестают быть видны на пластинке среди шумов [1—4].

При фотографических наблюдениях использование всей оптической информации, регистрируемой данным телескопом, встречает трудности, связанные с наличием шумов (фон ночного неба, искусственное освещение, неоднородность чувствительной поверхности фотоприемников). Некоторые из этих трудностей могут быть преодолены путем улучшения и развития методики информационной обработки астронегативов на ЭВМ [5]. Это дает возможность выявить многие слабые объекты и слабые части уже известных протяженных источников. В настоящей работе измерены и изучены весьма слабые области, находящиеся на периферии галактики NGC 5195, входящей в знаменитую систему М 51 (NGC 5194+NGC 5195). На основе суперпозиции десяти снимков получены изофоты для фотографических изображений. Кроме того, выдвинуты аргументы в пользу того, что рукав связывает два компонента М 51 между собой.

2. *Методика наблюдений и измерений.* Наблюдения М 51 проведены на 40" телескопе системы Шмидта БАО на фотопластинках Кодак ОаII без фильтра. Для выявления обладающих низкой поверхностной яркостью периферических частей галактики NGC 5195 (спутника М 51) было решено использовать метод суперпозиции снимков. С этой целью взято одиннадцать снимков с экспозицией 17 мин каждый.

Фотометрические работы проводились на Бюраканском автоматическом микрофотометре. Измерения почернений производились сплошным образом с диафрагмой размером $0,04 \times 0,04$ мм² и интервалом 0,04 мм. Это

осуществлялось автоматическим смещением столика микрофотометра посредством двух взаимно-перпендикулярных движений, обеспечивающих точность смещения около 5 мк.

Исследуемый участок был разделен на шесть зон, каждая размером $1,28 \times 1,28$ мм². Площадь каждой такой зоны можно покрыть 1024 квадратами размером $0,04 \times 0,04$ мм². Таким образом, на каждом снимке было измерено 6144 значения почернений, сплошным образом покрывающих весь участок (рис. 1).

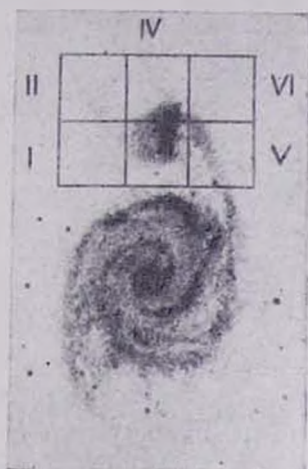


Рис. 1. Снимок M51, полученный на 40" телескопе системы Шмидта БАО, на фотопластинках Кодак ОаII без фильтра с экспозициями 17 мин.

Обрабатываемый участок показан сплошной линией.

По возможности одинаковая установка различных снимков одного и того же поля на столике микрофотометра осуществлялась с помощью выбранных звезд вокруг измеряемых участков. При этом точность совмещения разных снимков не превышала 20 мк. Иными словами, сетки последовательных положений вырезаемой диафрагмы площадок несколько расходились. Поэтому возникла необходимость поправки, которая рассмотрена ниже.

3. *Ход обработки на ЭВМ.* После сканирования участки изображений представляются дискретно в виде матриц с $(N \times N)$ значениями. Последовательность обработки полученных данных на ЭВМ представлена на рис. 2.

Первоначально производилась нормировка матриц (реализаций). Элементы нормированной матрицы определяются по формуле:

$$J_{mk} = \frac{i_{mk}}{\sqrt{\sum_{m=1}^N \sum_{n=1}^N i_{mk}^2}} \quad (1)$$

где i_{mk} — почернение mk ячейки (квадрат размером $0,04 \times 0,04$ мм²).

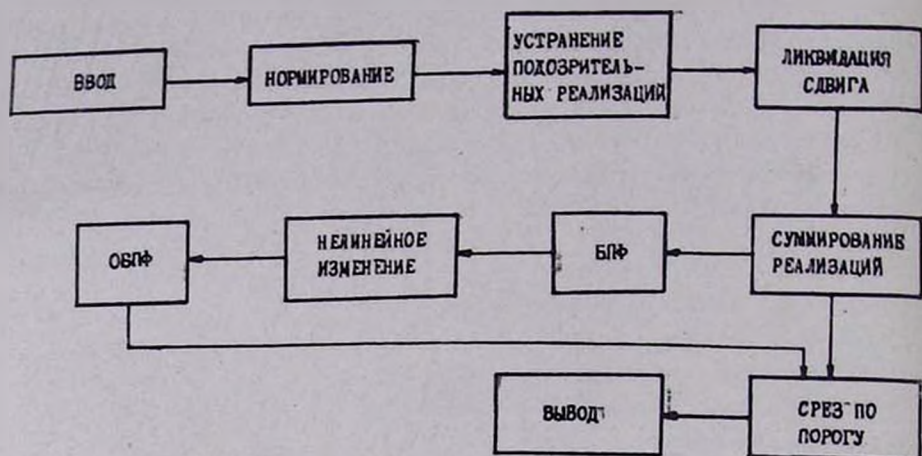


Рис. 2. Блок-схема обработки.

Коэффициенты корреляции между рассматриваемыми реализациями вычислялись по формуле:

$$R_i = \frac{\sum_{k=1}^N \sum_{m=1}^N J_{mk} J_{mk} - \frac{1}{N^2} \left(\sum_{k=1}^N \sum_{m=1}^N J_{mk} \right) \left(\sum_{k=1}^N \sum_{m=1}^N J'_{mk} \right)}{\sqrt{\left[\sum_{k=1}^N \sum_{m=1}^N J_{km}^2 - \frac{1}{N^2} \left(\sum_{k=1}^N \sum_{m=1}^N J_{km} \right)^2 \right] \left[\sum_{k=1}^N \sum_{m=1}^N (J'_{km})^2 - \frac{1}{N^2} \left(\sum_{k=1}^N \sum_{m=1}^N J'_{mk} \right)^2 \right]}} \quad (2)$$

($i = 1, 2, \dots, 11$)

где J'_{mk} — элемент сравниваемой матрицы, а J_{mk} — эталонной.

По заданному уровню значимости R_i производилось исключение подозрительных реализаций. В нашем случае из одиннадцати снимков был исключен один. Как уже отмечалось, во время регистрации одного и того же участка на разных снимках возможны случайные смещения в интервале нескольких шагов, а также внутри одного шага.

Из десяти снимков выбирался один как эталон, а остальные сравнивались с ним. Вычисление автокорреляционной функции показало, что не существует сдвигов, превосходящих величину шага. Автокорреляционная функция вычислялась по формуле [6]:

$$A = S_s \cdot S_s^*, \quad (3)$$

где S — Фурье-преобразование реализации, S^* — комплексно сопряженное S :

$$S(\omega_k, \omega_j) = \frac{1}{N} \sum_{m=1}^N \sum_{n=1}^N J(X_m, Y_n) e^{-i \frac{2\pi}{N} (X_m \omega_k + Y_n \omega_j)}. \quad (4)$$

Принимая, что интенсивность в одной ячейке изменяется линейно, была осуществлена коррекция значений почернений по горизонтальному и вертикальному смещениям на основании значений сдвигов, определяемых по формулам [6]:

$$X = \frac{\sum_{k=1}^n \left[\left(\sum_{m=1}^n J_{mk+1} - \sum_{m=1}^n J_{mk} \right) \left(\sum_{m=1}^n J'_{mk} - q \sum_{m=1}^n J_{mk} \right) \right]}{q \sum_{k=1}^n \left(\sum_{m=1}^n J_{mk+1} - \sum_{m=1}^n J_{mk} \right)^2}, \quad (5)$$

$$Y = \frac{\sum_{m=1}^n \left[\left(\sum_{k=1}^n J_{mk+1} - \sum_{k=1}^n J_{mk} \right) \left(\sum_{k=1}^n J'_{mk} - \sum_{k=1}^n J_{mk} \right) \right]}{\sum_{m=1}^n \left(\sum_{k=1}^n J_{mk+1} - \sum_{k=1}^n J_{mk} \right)^2}. \quad (6)$$

Предварительно обработанные вышеописанными способами изображения суммировались. При суперпозиции десяти снимков компоненты белого шума, объединяющие в себе различные помехи (свечение ночного неба и другие помехи, вызывающие вуаль), складываются по закону случайных ошибок и отношение сигнал — шум улучшается в $\sqrt{10}$ раз.

С целью выявления границы объектов осуществлялось Фурье-преобразование изображения, причем высокие частоты усиливались, а низкие — подавлялись. В качестве нелинейного преобразования было выбрано извлечение корня квадратного для каждого значения модуля спектра. После преобразования модуля спектра выполнялось обратное преобразование Фурье [7]:

$$J'(X_m, Y_n) = \frac{1}{N} \sum_{k=1}^N \sum_{j=1}^N S'(\omega_k, \omega_j) e^{i \frac{2\pi}{N} (X_m \omega_k + Y_n \omega_j)}, \quad (7)$$

где

$$S'(\omega_k, \omega_j) = \sqrt{|S(\omega_k, \omega_j)|} e^{i \varphi(\omega_k, \omega_j)}. \quad (8)$$

Восстановленное изображение (полученное после нелинейной фильтрации), а также изображения, полученные в результате суперпозиции, срезались по 16 порогам, соответствующим различным изофотам:

$$h = \frac{\bar{J}_\phi + 3\sigma - \bar{J}_u}{16}, \quad (9)$$

где $\bar{J}_\phi$ — средний фон, σ — дисперсия фона, $\bar{J}_u$ — среднее почернение центральной части галактики (10×10), h — шаг порога. $J_h = J_\phi + kh$, $h = 0,006$ ($k = 0, 1 \dots 15$).

4. *Результаты.* Результаты обработки выбранного участка М 51 представлены в виде изофот (рис. 3).

Используя данные Б. Е. Маркаряна [8], был выполнен переход от почернений к фотографическим звездным величинам с квадратной секунды дуги для каждой из 16 изофот (табл. 1).

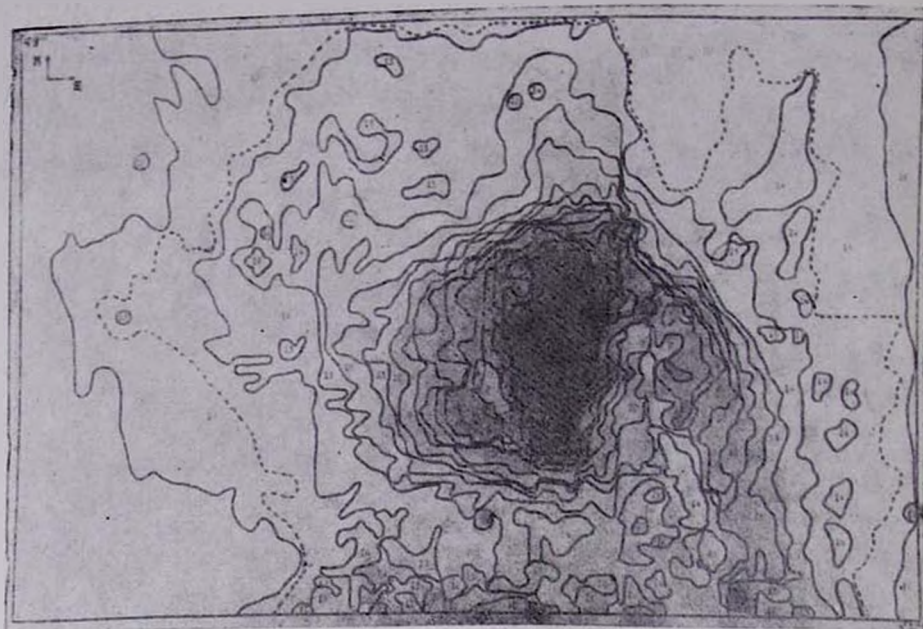


Рис. 3. Изофоты галактики NGC 5195 после обработки.

Таблица 1

N	J_k	$B_k/\square''$	N	J_k	$B_k/\square''$
1	0.050	20.84	9	0.098	22.61
2	0.056	21.06	10	0.104	22.84
3	0.062	21.27	11	0.110	22.99
4	0.068	21.47	12	0.116	23.20
5	0.074	21.73	13	0.122	23.40
6	0.080	22.00	14	0.128	23.75
7	0.086	22.21	15	0.132	24.12
8	0.092	22.40	16	0.138	24.48

Среднеквадратичная ошибка в среднем порядка $\pm 0^m 08$. На основе этих данных была вычислена интегральная звездная величина галактики (NGC 5195) $\approx 10^m 5$ (последняя поправлена за яркость спирального рукава галактики NGC 5194, примыкающей к спутнику).

Это значение на $0^m 25$ ярче, чем в [8], но примерно совпадает с данными Е. Холмберга [9]. Измерения, лежащие в основе [9], охватывают далекие периферийные области спутника—галактики NGC 5195.

Из рис. 3 видно, что первые шесть изофот замыкаются вокруг центра галактики. Следующие изофоты (7, 8, 9, 10) прерываются в области, примыкающей к спутнику со стороны спирального рукава. 11-я и 12-я изофоты, непрерывно замыкаясь вокруг центра спутника, указывают на почти

эллиптическое распределение яркости. 13-я изофота имеет выпуклость в северо-западной части (со средними размерами $45'' \times 45''$ и интегральной яркостью $\approx 15^m 8$), а в юго-восточной части входит в пределы галактики NGC 5194. 14-я изофота имеет выпуклость в северо-восточной части (со средними размерами $35'' \times 35''$ и интегральной яркостью $\approx 16^m 2$). В юго-западной части видна выпуклость (со средними размерами $12'' \times 35''$ и интегральной яркостью $\approx 16^m 9$), которая как будто входит в галактику NGC 5194. 11-я, 12-я и 13-я изофоты, проходящие на рис. 3 с правой стороны рукава, непрерывно продолжаются и за спутником, образуя выпуклость (со средними размерами $47'' \times 59''$ и интегральной яркостью $\approx 15^m 2$).

Из рис. 3 можно сделать вывод, что поглощающее вещество занимает довольно большие области не только между галактиками, но также в разных участках галактики NGC 5195. В частности, в области, примыкающей к спутнику вдоль рукава спиральной галактики, наблюдается протяженный участок с пониженной яркостью (со средними размерами $12'' \times 1' 45''$ и интегральной яркостью $\approx 16^m 3$). В юго-западной части (изофота 8) имеется участок пониженной яркости (со средними размерами $94'' \times 19''$ и интегральной яркостью $\approx 16^m 4$).

Максимальный размер участка, где сигнал больше среднего фона на 3σ , в западно-восточном направлении составляет $\approx 5'$, а в северо-южном — $\approx 4'$. После нелинейной фильтрации этот размер можно определить по прерывистой линии (рис. 3), что дает максимальный размер по направлению запад—восток $\approx 5' 30''$.

Разные авторы относят NGC 5195 к разным типам. По классификации Сендейджа [10], это иррегулярная галактика типа M 82. По форме распределения яркости Барбидж и Барбидж [11] считают ее карликом SO. По другим данным [12], эта галактика не относится к вышеупомянутым классам. Б. Е. Маркарян [8] считает, что NGC 5195 — пекулярная эллиптическая галактика.

Если через ядро галактики NGC 5195 провести горизонтальную и вертикальную оси симметрии и учесть, что изофоты 11 и 12 указывают на почти эллиптическое распределение яркости, то показатель сжатия галактики получится

$\frac{a-b}{a} 10 \approx 6$. При этом рукав примыкает к спутнику до 13-ой изофоты (восточная часть).

Представляется важным выяснить, чем обусловлена наблюдаемая картина: наличием физической связи между рукавом и спутником или же эффектом проектирования. Для этой цели выбирались два симметрично расположенных участка спутника размерами $34'' \times 34''$: I в юго-восточной части (спутник+рукав) и II в юго-западной части (спутник). Соответственно, обозначим через B'_λ и B''_λ среднюю поверхностную яркость этих участков в лучах λ . Обозначим через B_λ среднюю поверхностную яркость рукава в I участке. Рассмотрим следующие три возможных случая:

- а) спутник находится перед рукавом.
- б) спутник находится за рукавом.
- в) рукав расположен в плоскости симметрии спутника.

Из рис. 3 очевидно, что поглощающая материя, связанная с рукавом, тянется до центральной части спутника. Этот факт исключает случай а).

Рассматривая случай б), можно написать:

$$B_{\lambda}^I = q_{\lambda} B_{\lambda}^{II} + B_{\lambda}, \quad (10)$$

где $q_{\lambda} = e^{-\tau_{\lambda}}$ — коэффициент, выражающий относительное уменьшение поверхностной яркости из-за поглощения, а τ_{λ} — оптическая толщина.

В случае в) имеем:

$$B_{\lambda}^I = \frac{1}{2} B_{\lambda}^{II} + \frac{1}{2} q_{\lambda} B_{\lambda}^{II} + B_{\lambda}. \quad (11)$$

Из в) следует:

$$\frac{B_{\lambda}^I - B_{\lambda}}{B_{\lambda}^{II}} \geq \frac{1}{2}$$

отсюда

$$B_{\lambda}^I \geq \frac{1}{2} B_{\lambda}^{II} + B_{\lambda}. \quad (12)$$

Физический смысл (12) заключается в том, что если рукав и спутник находятся в одной плоскости, то суммарная яркость должна быть всегда больше, чем яркость рукава плюс половина яркости спутника (потому что в этом случае рукав поглощает свет, идущий только от одной половины спутника).

Используя данные [8] и наши, было проверено неравенство (12) для фотографических и визуальных лучей (табл. 2).

Таблица 2

B_{λ}^I	$\frac{1}{2} B_{\lambda}^{II} + B_{\lambda}$
P_g 0.231	0.207
P_v 0.461	0.368

Из вычислений следует, что неравенство (12) имеет место не только в среднем, но и для ряда участков. Оно (12) усиливается, когда участок II берется в области с собственным поглощающим веществом спутника.

Таким образом, реальным представляется случай в). Вместе с этим, принимая во внимание, что на периферии галактики NGC 5195 выявлено несколько слабых перемишек (изофоты 13, 14), некоторые из которых тянутся к спиральной галактике NGC 5194, можно сделать вывод, что рукав

расположен в плоскости симметрии спутника и связывает оба компонента М 51 между собой.

В заключение автор выражает благодарность академику В. А. Амбарцумяну за помощь и ценные указания в процессе работы. Автор благодарен также научным сотрудникам ВЦ АН Арм. ССР за оказанную помощь в работе.

Ռ. Հ. ՍԱՐԳՍՅԱՆ

ՎԵՐԱԴՐՄԱՆ ՄԵԹՈԴԻ ԿՐԱՌՈՒՄԸ NGC 5195 ԳԱԼԱԿՏԻԿԱՅԻ
ՊԱՏԿԵՐՆԵՐԻ ՀԱՄԱՐ

Ա մ լ ի ո լ ի ու մ

Բերված են 40" Շմիդտի սխտեմի աստղադիտակով ստացված NGC 5195 Գալակտիկայի պատկերների վերարտադրման արդյունքները ներկայացված են իզոֆոտոների տեսքով, Պատկերների մշակումը կատարվել է «Հրազդան-3» էլեկտրոնային հաշվիչ մեքենայի վրա, Արդյունքները ներկայացված են իզոֆոտոների տեսքով, Բերված են փաստարկներ ի օգուտ այն բանի, որ NGC 5194 գալակտիկայի թևը կապում է 51-ի երկու բաղադրիչները միմյանց հետ:

R. A. SARKISSIAN

THE APPLICATION OF THE SUPERPOSITION METHOD OF NEGATIVES TO THE GALAXY NGC 5195

S u m m a r y

The results of superposition of ten negatives obtained with the 40" Schmidt camera for the galaxy NGC 5195 are presented. The processing was made by computer "Hrazdan-3". The results are represented by isophots. The argumentes are presented in favour of the fact, that the arm of the galaxy NGC 5194 is connecting both components of M 51 together.

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. В. А. Амбарцумян, Проблемы эволюции Вселенной, Ереван, Изд. АН АрмССР, 1968.
2. H. Arp, J. Kormendy, Ap. J., 178, L101, 1972.
3. Г. Арп, Э. Е. Хачикян, Астрофизика, 10, 173, 1974.
4. В. Г. Христич, Астрономический циркуляр, № 684, 1972.
5. Р. А. Саркисян, Сообщ. БАО, наст. вып.
6. А. Пупулс, Теория систем и преобразование в оптике, М., 1971.
7. R. A. Sarkissian, V. S. Khitrova, Fourth International Codata Conference.
8. Б. Е. Марксян, Сообщ. БАО, 25, 15, 1958.
9. E. Holmberg, Medd. Lund Obs., Ser. II, № 136, 1958.
10. R. A. Sandage, The Hubble Atlas of Galaxies, Carnegie Institution of Washington, p. 26, 1961.
11. E. M. Burbidge, G. R. Burbidge, Ap. J., 140, 1445, 1964.
12. L. Wellachew, S. T. Cottesman, Astron. and Astrophys., 24, 59, 1973.

Г. С. БАДАЛЯН

6-го апреля 1972 г., после продолжительной и тяжелой болезни на 65-ом году жизни скончался старший научный сотрудник Бюраканской астрофизической обсерватории АН Арм. ССР, один из старейших наблюдателей переменных звезд Гайк Семенович Бадалян.

Гайк Семенович Бадалян родился в 1908 г., в селе Шенатаг Сисианского района Армянской ССР.



Научные интересы Гайка Семеновича относились к области изучения переменных звезд. Еще в Ереванской астрономической обсерватории он начал фотографические наблюдения затменных переменных. В последующем в Бюраканской обсерватории он выполнил ряд колориметрических наблюдений долгопериодических цефеид, в частности, с целью исследования межзвездного поглощения света в Галактике. Эти наблюдения легли в основу кандидатской диссертации Г. С. Бадаляна, успешно защищенной в 1948 г.

Начиная с пятидесятых годов Гайк Семенович много внимания уделял обнаружению и колориметрическому исследованию переменных звезд типа Т Тельца. Им открыто значительное число новых переменных звезд этого типа в области Тельца.

Несколько его работ были посвящены вопросу связи между долгопериодическими цефеидами и межзвездным водородом в Галактике и в туманности Андромеды.

Долгие годы Г. С. Бадалян с увлечением занимался историей календаря. Его книга по этому вопросу вышла в свет незадолго до смерти.

Память о Г. С. Бадаляне сохранится надолго в сердцах его коллег и друзей.

Երկար տարիներ Հ. Ս. Բաղդադյանը ոգեշնչված դբադվել է օրացույցի պատմությունում: Այդ հարցին նվիրված գիրքը լույս է տեսել նրա մահից քիչ առաջ:

Հ. Ս. Բաղալյանը 1944 թ. եղել է ՍՄԿԿ-ի անդամ և գործուն մասնակցություն է ունեցել Աստղադիտարանի հասարակական-քաղաքական կյանքին, նա պարգևատրվել է ՍՍՀՄ «Պատվոնշան» շքանշանով և մեդալներով, Հայկ. ՍՍՀ Գերագույն սովետի պատվոգրով:

Հայկ Սիմոնի Բաղալյանի հիշատակը երկար կպահպանվի նրա աշխատակիցների և ընկերների սրտերում:

ՀԱՅԿԱԿԱՆ ՍՈՇ ԳԻՏՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԻ ԱԿԱԴԵՄԻԱ
АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

ԲՅՈՒՐԱԿԱՆԻ ԱՍՏՂԱԳԻՏԱԴԱՆԻ ՀԱՂՈՐԴՈՒՄՆԵՐ
СООБЩЕНИЯ БЮРАКАНСКОЙ ОБСЕРВАТОРИИ

Պ Ր Ա Վ XLVI ВЫПУСК

НОВЫЕ ВСПЫХИВАЮЩИЕ ЗВЕЗДЫ В ПЛЕЯДАХ. II . . . Э. С. Парсмян	3
ДВУХЦВЕТНЫЕ НАБЛЮДЕНИЯ ВСПЫХИВАЮЩИХ ЗВЕЗД В ПЛЕЯДАХ Э. С. Парсмян, О. С. Чавушян	16
ПОЛЯРИМЕТРИЧЕСКИЕ И ФОТОМЕТРИЧЕСКИЕ НАБЛЮДЕНИЯ ВСПЫ- ШЕК ЗВЕЗДЫ EV Lac М. А. Ерицян	23
О СПЕКТРОФОТОМЕТРИЧЕСКИХ И КОЛОРИМЕТРИЧЕСКИХ ПАРАМЕТ- РАХ ОВ ЗВЕЗД Р. Х. Оганесян	28
СВОДКА РЕЗУЛЬТАТОВ ПОЛЯРИМЕТРИЧЕСКИХ НАБЛЮДЕНИЙ ЗВЕЗД, ОБЛАДАЮЩИХ СОБСТВЕННОЙ ПОЛЯРИЗАЦИЕЙ Р. А. Варданян	33
КОЛОРИМЕТРИЯ ТУМАННОСТЕЙ NGC 6914B И ПАРСАМЯН 22 Э. Е. Хачикян, Дж. А. Эйнатян	43
ФОТОМЕТРИЧЕСКОЕ ИЗУЧЕНИЕ НЕКОТОРЫХ БИПОЛЯРНЫХ ПЛАНЕ- ТАРНЫХ ТУМАННОСТЕЙ О. В. Оганесян	55
ЦВЕТА ЯДЕР Sc ГАЛАКТИК С. Г. Искусдарян	62
О СВЯЗИ МЕЖДУ МЕХАНИЗМОМ ОБРАЗОВАНИЯ ГАЛАКТИК И СПО- СОБОМ ВОЗНИКНОВЕНИЯ ИХ ОТДЕЛЬНЫХ СТРУКТУРНЫХ ОСО- БЕННОСТЕЙ С. Г. Искусдарян	73
ЧАСТОТНАЯ КОРРЕЛЯЦИЯ МЕЖПЛАНЕТНЫХ МЕРЦАНИЙ В. Г. Панаджян	88
К РЕШЕНИЮ ЗАДАЧИ ПЕРЕНОСА В ОДНОМЕРНОЙ ОДНОРОДНОЙ СРЕДЕ М. А. Мнацаканян	93
К РЕШЕНИЮ ЗАДАЧИ ДИФФУЗИИ СВЕТА В СЛОЕ КОНЕЧНОЙ ОПТИ- ЧЕСКОЙ ТОЛЩИНЫ Э. Х. Даниелян, М. А. Мнацаканян	101
МИКРОФОТОМЕТР С ПЕРЕСТРАИВАЕМОЙ СТРУКТУРОЙ ДЛЯ РЕГИ- СТРАЦИИ СПЕКТРОВ В ИНТЕНСИВНОСТЯХ М. А. Мартиросян, Л. М. Карамян	115
НЕКОТОРЫЕ СВОЙСТВА БЕСКОНТАКТНОЙ МАШИНЫ ПЕРЕМЕННОГО ТОКА. I. БЕСКОНТАКТНАЯ МАШИНА ДВОЙНОГО ПИТАНИЯ (БМДП) Р. А. Кялян	121
ПРИМЕНЕНИЕ МЕТОДОВ ВЫЯВЛЕНИЯ СЛАБЫХ ОБЪЕКТОВ К СНИМ- КАМ, ПОЛУЧЕННЫМ ИНФРАКРАСНЫМ ЭОП-ом . Р. А. Саркисян	135
ПРИМЕНЕНИЕ МЕТОДА НАЛОЖЕНИЯ СНИМКОВ К ГАЛАКТИКЕ NGC 5195 Р. А. Саркисян	144
Г. С. БАДАЛЯН	152



Բ Ո Վ Ա Ն Դ Ա Կ Ո Ւ Թ Յ Ո Ւ Ն

Է. Ս. Պարսամյան — Նոր բռնկվող աստղեր Բազումբում II	3
Է. Ս. Պարսամյան, Հ. Ո. Զավուշյան — Բռնկվող աստղերի երկգույն դիտումները Բազումբում	16
Մ. Հ. Երիցյան — EV Lac աստղի լուսաչափական և բեռնաչափական դիտումները	23
Ի. Խ. Հովնանեիսյան — O—B աստղերի սպեկտրալուսաչափական և զոնաչափական սլա- րամետրերի մասին	28
Ռ. Ա. Վարդանյան — Սեփական բեռնացում ունեցող աստղերի դիտման արդյունքները	33
Է. Ե. Խաչիկյան, Ջ. Ա. Էյնարյան — NGC 6914-ի միգամածության զոնաչափությունը և Պարսամյան 22	43
Հ. Վ. Հովնանեիսյան — Մի քանի երկրենո մոլորակաձև միգամածությունների լուսաչափ- ական ուսումնասիրումը	55
Ս. Գ. Իսկուղարյան — Sc տիպի զալակտիկաների կորիզների զույնները	62
Ս. Գ. Իսկուղարյան — Աստղային համակարգերի առաջացման մեխանիզմի և նրանց առան- ձին կառուցվածքային առանձնահատկությունների ծագման ձևի միջև զոյություն ունեցող կապի մասին	73
Վ. Գ. Փանդյան — Միջմոլորակային առկայծումների հաճախային կորելացիան	83
Մ. Ա. Մնացականյան — Միաշափ միջավայրում տեղափոխման խնդրի լուծման վերաբերյալ	93
Է. Խ. Դանիելյան, Ո. Ա. Մնացականյան — Վերջավոր օպտիկական հաստություն շերտում տեղափոխման խնդրի լուծման վերաբերյալ	101
Մ. Ա. Մարտիրոսյան, Լ. Մ. Քարամյան — Սպեկտրների ինտենսիվություններով զրանցման համար վերակազմվող կառուցվածքով միկրոֆոտոմետր	115
Պ. Հ. Քյալյան — Փոփոխական հոսանքի անկոնտակտ մեքենայի որոշ հատկությունները	121
Ռ. Հ. Սարգսյան — Ինֆրակարմիր էՕԶ-ով ստացված պատկերներից թույլ օբյեկտների հայտնաբերումը, մի քանի մեթոդի կիրառումը	135
Ռ. Հ. Սարգսյան — Վերադրման մեթոդի կիրառումը Nge 5195 զալակտիկայի պատկեր- ների համար	144
Հ. Ս. Բաղդասյան	152

CONTENTS

<i>E. S. Parsamian</i> — New Flare Stars in Pleiades	S
<i>E. S. Parsamian, H. S. Chavushian</i> — Two Colour Observations of Flare Stars in Pleiades	16
<i>M. A. Eritsian</i> — Polarimetric and Photometric Observations of EV Lac . . .	23
<i>R. H. Hovhanestan</i> — The Spectrophotometric and Colourimetric Parameters O—B Stars	28
<i>R. A. Vardanian</i> — The Results of Observations of Stars with Intrinsic Polarization	33
<i>E. Ye. Khachikyan, J. A. Ejnattan</i> — The Colourimetry of Nebulae NGC 6914b and Parsamian 22	43
<i>H. V. Hovhanestan</i> — The Photographic Photometry of Some Bipolar Planetary Nebulae	55
<i>S. G. Iskudartan</i> — The Colours of Hubble Sc Galaxies' Nuclei	62
<i>S. G. Iskudartan</i> — On the Connection of the Mechanism of Formation of Galaxies and the Way Origin of their Structural Features	73
<i>V. G. Panadian</i> — Frequency Correlation of the Interplanetary Scintillations	88
<i>M. A. Mnatsakanian</i> — On the Solution of One-Dimensional Transport Problem	93
<i>E. Kh. Daniellian, M. A. Mnatsakanian</i> — On the Problem of Light Diffusion in Optically Finite Shell	101
<i>M. A. Martirosian, L. M. Karamian</i> — A Microphotometer with Rebuilding Structure for Registration of the Spectra in terms of Intensities	115
<i>P. H. Kyallan</i> — Some Properties of the Contactless Alternating-Current Machine	121
<i>S. A. Sarkisyan</i> — The Application of Methods to the Photographs Obtained with infrared EOT For Revealing Faint Objects	135
<i>S. A. Sarkisyan</i> — The Application of the Superposition Method of Negatives to the Galaxy NGC 5195	144
H. S. Badalian	152

УДК 523.841

Новые вспыхивающие звезды в Плеядах. II. Парсаян Э. С. «Сообщения Бюраканской обсерватории», 1975 г., вып. XLVI, стр. 3—15.

Приведены данные о 33 новых и 21 повторной вспышках, найденных в период наблюдений Плеяд в конце 1971 и начале 1972 г. и при ревизии старого материала. Среди вспыхивающих звезд найдены звезды переднего фона, а также находящиеся за Плеядами. Показано, что большинство вспыхивающих звезд за Плеядами типа К. Распределение вспыхивающих звезд типа М в области Плеяд подтверждает предположение о том, что они, в основном, члены скопления.

Таблиц 3, рисунков 2, библиографий 8.

УДК 523.841

Двухцветные наблюдения вспыхивающих звезд в Плеядах. Парсаян Э. С., Чаушьян О. С. «Сообщения Бюраканской обсерватории», 1975 г., вып. XLVI, стр. 16—22.

Приведены результаты параллельных двухцветных наблюдений быстрых и одной медленной вспышки в Плеядах. Наблюдения проводились на 40" и 21" телескопах системы Шмидта Бюраканской обсерватории в ультрафиолетовых и фотографических лучах. За 12^h40^m были обнаружены 9 вспышек в двух лучах. Приводятся фотометрические данные и кривые блеска вспышек. Наблюдения медленной вспышки звезды 203 показывают, что в начальный период подъема блеска показатель цвета $m_U - m_{B'}$ положительный, далее с приближением к максимуму начинается понижение цвета. После максимума наблюдается медленное увеличение $m_U - m_{B'}$. Наблюдаемое явление находят свое объяснение на основании идей В. А. Амбарцумяна о медленных вспышках.

Таблиц 3, рисунков 2, библиографий 6.

УДК 523.841

Поляриметрические и фотометрические наблюдения вспышек звезды EVLac. Ерицян М. А. «Сообщения Бюраканской обсерватории», 1975 г., вып. XLVI, стр. 23—27.

В работе приведены результаты фотометрических и поляриметрических наблюдений звезд EVLac и ADLeo. Было зарегистрировано 6 вспышек у звезды EVLac и одна вспышка у звезды ADLeo.

Величины поляризации при этих вспышках звезд не отличаются от поляризации в спокойном состоянии.

Таблиц 2, рисунков 3, библиографий 9.

УДК 523.841

О спектрофотометрических и колориметрических параметрах О—В звезд. Оганесян Р. Х. «Сообщения Бюраканской обсерватории», 1975 г., вып. XLVI, стр. 28—32.

Используя обширные наблюдательные данные для О—В звезд, получены следующие соотношения:

1) между спектрофотометрическим градиентом φ_1 (в области $\lambda\lambda$ 3900—4700 Å) и значением В—V;

2) между величиной бальмеровского скачка D и значением U—B.

Приведены для сравнения величины φ_1 и D, полученные из наблюдений и вычисленные по приведенным в статье формулам.

Приводится также формула, которую можно использовать для определения величины межзвездного поглощения по известным из наблюдений значениям D и И—В для О—В звезд.

Таблиц 2, рисунков 2, библиографий 12.

УДК 523.841

Сводка результатов поляриметрических наблюдений звезд, обладающих собственной поляризацией. Варданян Р. А. «Сообщения Бюраканской обсерватории», 1975 г., вып. XLVI, стр. 33—42.

В работе приводятся наблюдательные данные звезд, обладающих собственной поляризацией. На основе этих данных приведена зависимость параметров поляризации звезд от блеска, длины волны, периода и других величин.

Таблиц 1, библиографий 14.

УДК 523.852

Колориметрия туманностей NGC 6914в и Парсамян 22. Хачикян Э. Е., Эйнятыан Дж. А. «Сообщения Бюраканской обсерватории», 1975 г., вып. XLVI, стр. 43—54.

Приведены результаты колориметрии двух диффузных туманностей NGC 6914в и Парсамян 22. Используются снимки, полученные на метровом телескопе системы Шмидта Бюраканской обсерватории. Определены поверхностные яркости отдельных областей этих туманностей и их цвета (U—B) и (B—V). Находясь в одной и той же области неба, туманности резко отличаются друг от друга по цвету: NGC 6914в очень голубая, а Парсамян 22 очень красная.

Таблиц 4, рисунков 5, библиографий 4.

Фотометрическое изучение некоторых биполярных планетарных туманностей. Оганесян О. В. «Сообщения Бюраканской обсерватории», 1975 г., вып. XLVI, стр. 55—61.

Выполнено фотометрическое исследование четырех биполярных планетарных туманностей. Наблюдения велись на 21" и 40" телескопах системы Шмидта Бюраканской обсерватории.

Для NGC 6905 и 7008 впервые построены изофоты в фотографических лучах.

Для NGC 650-1 астрофизическим методом определено расстояние и получено: $r \approx 400$ пс, масса $0.065 M_{\odot}$.

Для алоп 07^h07^m впервые построены изофоты в красных лучах. Оценены средняя электронная плотность ($n_e \sim 300 \text{ см}^{-3}$) и расстояние методом Шкловского ($r \sim 500$ пс).

Таблиц 2, рисунков 4, библиографий 14.

Цвета ядер Sc галактик. Искударян С. Г. «Сообщения Бюраканской обсерватории», 1975 г., вып. XLVI, стр. 62—72.

Приводятся данные колориметрии ядер Sc галактик. Сопоставление параметров цвет ядра, интегральный цвет галактики, бюраканский класс, спектральный тип для нормальных спиралей позволяет заключить:

1. Цвета ядер Sc галактик показывают большую дисперсию в своих значениях. Во всех бюраканских классах встречаются галактики с очень красными и очень голубыми ядрами.

2. У части Sc галактик существует несоответствие между спектральным типом и морфологическим типом. Результаты колориметрии ядер показывают, что такие Sc галактики, почти все, имеют очень красные ядра, которые, естественно, и обеспечивают эти поздние спектральные типы. Можно предположить, что очень красный цвет ядер таких Sc галактик есть результат нового типа активности этих ядер.

3. Часть Sc галактик показывает характеристики Маркарянских объектов.

Таблиц 6, рисунков 2, библиографий 16.

О связи между механизмом образования галактик и способом возникновения их отдельных структурных особенностей. Искударян С. Г. «Сообщения Бюраканской обсерватории», 1975 г., вып. XLVI, стр. 73—87.

Есть факты, говорящие в пользу возможности того, что сверхассоциации и ярчайшие ассоциации в галактиках могут быть вторичными — локальными центрами активности. Возникновение некоторых структурных особенностей, которые наблюдаются в галактиках, по-видимому, обусловлено именно этой местной активностью.

Библиографий 46.

УДК 523.164.3

Частотная корреляция межпланетных мерцаний. Панадзян В. Г. «Сообщения Бюраканской обсерватории», 1975 г., вып. XLVI, стр. 88—92.

На основе одновременных наблюдений межпланетных мерцаний на разнесенных частотах (60—40) МГц и (86—60) МГц исследована частотная корреляция межпланетных мерцаний. Получены кривые зависимости коэффициента кросскорреляции от углового расстояния радиопередатчика от Солнца на указанных двух парах частот. Оценены значения возмущения фазы волны на неоднородностях межпланетной плазмы.

Рисунков 3, библиографий 5.

УДК 523.035

К решению задачи переноса в одномерной однородной среде. Мнацаканян М. А. «Сообщения Бюраканской обсерватории», 1975 г., вып. XLVI, стр. 93—100.

Метод сложения слоев Амбарцумяна в теории переноса может быть усовершенствован, если к рассматриваемому конечному слою добавить не конечный, а бесконечный слой. Это позволяет свести решение конечной задачи к решению полубесконечной. Сказанное иллюстрируется на простейшем примере переноса в однородной одномерной среде (изотропной и неанізотропной). Задача сводится к решению двух линейных алгебраических уравнений.

Библиографий 4.

УДК 523.035

К задаче диффузии света в слое конечной оптической толщины. Э. Х. Даниелян, М. А. Мнацаканян. «Сообщения Бюраканской обсерватории», 1975 г., вып. XLVI, стр. 101—114.

Устанавливается связь между задачами переноса монохроматического излучения в слоях конечной и полубесконечной оптической толщины для случая сферической индикатрисы рассеяния. Она представляет собой линейное интегральное уравнение, ядро которого выражается посредством величин, характеризующих внутренний режим в полубесконечном слое. Обсуждается вопрос о численном решении и приводятся разные соотношения для оптических характеристик среды.

Библиографий 6.

УДК 522.617

Микрофотометр с перестраиваемой структурой для регистрации спектров в интенсивностях. Мартиросян М. А., Карамян Л. М. «Сообщения Бюраканской обсерватории», 1975 г., вып. XLVI, стр. 115—120.

Рассматривается автокомпенсационная система записи интенсивностей спектров. Элементом обратной связи служит функциональный преобразователь с регулируемой выходной характеристикой, позволяющий перестроить шкалу устройства в зависимости от характеристической кривой фотометрирующей пластины.

Рисунков 2, библиографий 3.

Некоторые свойства бесконтактной машины переменного тока. I. Бесконтактная машина двойного питания (БМДП). Кялян П. А. «Сообщения Бюраканской обсерватории», 1975 г., вып. XLVI, стр. 121—134.

Рассматривается бесконтактная машина переменного тока двойного питания с переменной скоростью вращения.

Получены математические выражения, позволяющие определить параметры режима в зависимости от изменения скорости вращения ротора и от параметров режима обмотки статора основной машины. Приводятся графики этих зависимостей.

Показано, что параметры режимов роторной обмотки и обмотки управления не зависят от изменения скорости вращения ротора, а определяются только режимом нагрузки статорной обмотки и конструктивными параметрами машины.

С помощью простейших законов изменения напряжения обмотки управления можно изменить только величину и знак расчетных характеристик, но форма характеристик остается при этом неизменной.

Таблиц 2, рисунков 6, библиографий 2.

Применение методов выявления слабых объектов к снимкам, полученным инфракрасным ЭОП-ом. Саркисян Р. А. «Сообщения Бюраканской обсерватории», 1975 г., вып. XLVI, стр. 135—143.

В статье приведены методы, применяемые к снимкам, полученным 20" телескопом, скombинированным с инфракрасным ЭОП-ом, для понижения фона ночного неба и устранения неравномерного фона ЭОП-а. Обработка производилась на ЭВМ «Раздан-3». Результаты приведены в виде графиков.

Наложением 10 снимков центральной части (2,66×3,84) галактического скопления NGC 1502 выявлен объект на $\approx 1^m$ слабее, чем предел данного телескопа— 16^m .

В итоге предел обнаружения точечных объектов достиг $\approx 17^m$. Объект с $1 \approx 17^m$ не виден на паломарских картах. Возможно, это инфракрасная звезда.

Рисунков 7, библиографий 16.

Применение метода наложения снимков к галактике NGC 5195. Саркисян Р. А. «Сообщения Бюраканской обсерватории», 1975 г., вып. XLVI, стр. 144—151.

Приводятся результаты суперпозиции десяти снимков галактики NGC 5195, полученных 40" телескопом системы Шмидта. Обработка результатов измерений производилась на ЭВМ «Раздан-3». Результаты представлены в виде изофот. Приведены аргументы в пользу того, что рукав галактики NGC 5194 связывает оба компонента M51 между собой.

Таблиц 2, рисунков 3, библиографий 12.