

ՀԱՅԿԱԿԱՆ ՍՈՋ ԳԻՏՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԻ ԱԿԱԴԵՄԻԱ
АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

ԵՅՈՒՐՍԿԱՆԻ ԱՍՏՂԱԳԻՏԱԲԱՆԻ ՀԱՂՈՐԳՈՒՄՆԵՐ
СООБЩЕНИЯ БЮРАКАНСКОЙ ОБСЕРВАТОРИИ

ՊՐԱԿ XLIX В Ы П У С К

Редакционная коллегия:

В. А. АМБАРЦУМЯН (главный редактор), **М. А. АРАКЕЛЯН**, **Л. В. МИРЗОЯН**,
М. А. МНАЦАКАНЯН (ответственный секретарь), **Г. М. ТОВМАСЯН**
(зам. главного редактора).

К. А. СААКЯН

НАБЛЮДЕНИЯ ЯДЕР НЕКОТОРЫХ СЕЙФЕРТОВСКИХ ГАЛАКТИК В 1963—1969 гг.

Переменность ядер сейфертовских галактик теперь уже является надежно установленным фактом [1—9]. Ранние наблюдения (в частности за 1963—1967 гг.) очень отрывочны, и многие детали изменений не вполне ясны. Поэтому мы сочли полезным провести фотометрию ядер на имеющемся у нас наблюдательном материале, полученном в Бюраканской обсерватории, для классификации и фотометрии центральных частей галактик. При фотометрии были использованы фотоэлектрические определения блеска звезд [10], расположенных вокруг сейфертовских галактик.

Использованный нами наблюдательный материал охватывает 1963—1969 гг. и получен с помощью 20—21" камеры Шмидта (масштаб в 1 мм—114"). Измерения проводились на микрофотометре МФ-2 с круглыми диафрагмами диаметрами 9".1, 11".4 и 17".1. На каждой пластинке получалась цепочка изображений с возрастающими экспозициями. При достаточно коротких экспозициях в цепочке выделяется звездообразное ядро, без окружающего околоядерного фона галактики, причем звездная величина двух или даже трех последовательных изображений в цепочке почти не меняется и яркость изображения ядра мало зависит от применяемой диафрагмы микрофотометра (подобно тому, что имеет место при фотометрировании звезд). Так, например, звездные величины ядра NGC 3227 в цепочке с экспозициями 1, 2 и 3 мин соответственно получаются: 14^m01, 13^m9 и 13^m9. Пример зависимости получаемых при различных диафрагмах и экспозициях оценок блеска для ядра NGC 4151 иллюстрируется ниже.

	Диафрагма	
Экспоз.	11".4	9".1
30 сек	12 ^m 1	12 ^m 2
20 сек	12.0	12.1

При фотометрировании неточечных источников существенную роль играет качество изображений звезд. Наблюдения при неудовлетвори-

тельных изображениях, а также сравнение с внефокальными изображениями звезд приводят к систематической переоценке яркости ядер. Этот эффект усиливается с уменьшением длины волны.

Результаты фотометрии приведены в табл. 1—6, в столбцах которых последовательно приведены: 1—дата получения пластинки, 2—юлианский день, 3—продолжительность экспозиции, 4—использованная при фотометрировании диафрагма, 5—звездная величина. К сожалению, в различные периоды наблюдения в фотовизуальных лучах произведены с различными эмульсиями. Яркость, полученная с какой-либо диафрагмой, но с передержанной экспозицией, всегда только больше истинного значения, и приведенные оценки блеска следует считать лишь нижним пределом. Полученные величины не приведены в единую систему, чтобы представить наши данные без поправок. Для перехода к международной системе можно использовать формулы, приведенные в работе [11]. В 6-ом столбце таблицы приведен тип эмульсии и фильтра.

Часть наших наблюдений галактик NGC 4151 и 7469 перекрываются по времени с наблюдениями других авторов, в основном же они приходятся на период, когда других наблюдений практически нет. Сравнение звездных величин—ядер NGC 4151 и NGC 7469 с данными, приведенными в табл. 1 и 7 работы [12], обнаруживает довольно значительные расхождения, которые заслуживают внимания при обсуждении характера переменности ядер сейфертовских галактик.

29 октября 1973 г.

Таблица 1

NGC 1068					
1	2	3	4	5	6
11.IX.1963	2438284.5	17 ^m .1	5 мин	10 ^m .2	Agfa AS
27.X.1965	2439061.3	11.4	1 .	10.9	
30.X.1965		17.1	1 мин	10.0	ZU—2
		11.4	40 сек	10.7	ZU—2
		11.4	20 .	11.7	
8.X.1963	2438311.5	11.4	1 мин	10.7	Agfa Panchr+OG1
		17.1	1 .	9.9	
8.X.1963	311.4	11.4	3 мин	11.1	Agfa Rot+OG1
		11.4	1 .	11.1	
8.X.1963	311.5	11.4	1 .	11.2	Agfa Panchr+OG1 Kodak AD+OG1 Kodak AD+OG11
16.IX.1966	2439385.5	11.4	1 сек	10.8	
19.XI.1966	449.4	9.1	50 .	11.1	
		9.1	40 .	11.0	
		9.1	30 .	11.5	
		9.1	20 .	11.8	
		11.4	60 .	10.8	
		11.4	50 .	10.8	
		11.4	40 .	10.7	

Таблица 2

NGC 3227

1	2	3	4	5	6
23.XI.1963	2438387.6	17.1	6 мин	13.6	Agfa AS
		17.1	3 "	13.7	
23.III.1966	2439208.4	11.4	4 "	13.9	ZU-2
		11.4	2 "	14.0	
8.III.1967	558.4	17.1	4 "	13.1	ZU-2
		11.4	3 "	13.9	
		11.4	2 "	13.9	
		11.4	1 "	14.0	
21.II.1966	2439178.4	17.1	15 "	12.0	Kodak AF+OGI
14.III.1966	199.4	11.4	4 "	13.1	Kodak AF+OGI
18.III.1966	203.2	11.4	15 "	13.0	Kodak AF+OGI

Таблица 3

NGC 4051

1	2	3	4	5	6
16.IV.1964	2438504.4	11.4	5 мин	14.1	Agfa AS
		11.4	3 "	14.1	
		11.4	2 "	13.7	
18.II.1967	2439540.6	9.1	3 "	14.1	ZU-2
		9.1	2 "	14.2	
		9.1	1.5 "	14.0	
		9.1	1 "	13.9	
21.VII.1967	2439178.5	11.4	5 "	12.8	Kodak AF+OGI
		11.4	2 "	13.4	

Таблица 4

NGC 4151

1	2	3	4	5	6
16.IV.1964	2438504.4	17.1	3 мин	11.3	Agfa AS
		17.1	2 "	11.7	
25.IV.1968	2439972.4	11.4	60сек	12.1	ZU-2
		11.4	40 "	12.2	
		11.4	30 "	12.1	
		11.4	20 "	12.0	
		9.1	30 "	12.2	
		9.1	20 "	12.1	
		9.1	10 "	12.1	
		9.1	5 "	12.2	
23.IV.1966	2439239.4	17.1	15 мин	11.5	Kodak AF+OGI
		11.4	15 "	11.8	
26.I.1968	882.5	11.4	2 "	11.9	Kodak AD+GG11
		11.4	1 "	12.0	
		11.4	40сек	11.9	
		11.4	30 "	11.8	
25.IV.1968	972.3	11.4	2 мин	11.8	Kodak AD+GG11
		11.4	1 "	11.9	
		11.4	40сек	12.0	
		11.4	30 "	12.2	
		11.4	20 "	12.1	

Таблица 5

NGC 5548

1	2	3	4	5	6
16.IV.1964	2438504.5	17.1 17.1 17.1	5 мин 3 . 2 .	13.9 14.0 14.1	Agfa AS
23.IV.1966	2439239.5	11.4	20 .	13.5	Kodak AF+OG1

Таблица 6

NGC 7469

1	2	3	4	5	6
9.VII.1964	2438576.5	17.1 17.1 17.1	8 мин 5 . 3 .	12.9 13.2 13.5	Agfa AS
2.II.1964	702.3	11.4	2 .	13.5	ZU-2
12.XI.1968	2440172.2	9.1 9.1 9.1	2 . 90сек 40 .	13.2 13.5	ZU-1
12.XI.1968	172.2	9.1 9.1 9.1	120 . 90 . 60 .	13.5 13.4 13.5	ZU-1
19.XII.1968	210.1	9.1 9.1 9.1 9.1	40 . 90 . 60 . 45 . 30 .	13.4 13.2 13.5 13.7 13.5	ZU-1
8.IX.1964	2438647.3	17.1 17.1	10 мин 5 .	12.1 12.7	Kodak AE+OG1
27.IV.1968	2440035.4	11.4 11.4 11.4 11.4 11.4	3 . 2 . 1 . 40сек 30 .	13.4 13.3 13.6 13.4 13.4	Kodak AD+GG11
19.XII.1968	2440210.2	11.4 11.4	3 мин 2 .	13.3 13.2	Kodak AD+GG11
9.I.1969	2440232.2	9.1 9.1	5 . 3 .	13.3 13.3	Kodak AD+GG11

Կ. Ա. ՍԱՀԱԿՅԱՆ

ՄԻ ՔԱՆԻ ՍԵՅՅԵՐՏՅԱՆ ԳԱԼԱԿՏԻԿԱՆՆԵՐԻ ՄԻՋՈՒԿՆԵՐԻ ԴԻՏՈՒՄՆԵՐ,
ԿԱՏԱՐՎԱԾ 1963—1969 թթ.

Ա մ փ ո փ ու մ

Աշխատանքում բերված են սեյֆերտյան վեց փալակտիկայի երկզույն լուսաչափության արդյունքները:

K. A. SAHAKIAN
OBSERVATIONS OF NUCLEI OF SOME SEYFERT GALAXIES
DURING 1963—1969

Summary

The results of two-color photometry of six Seyfert galaxies are given.

ЛИТЕРАТУРА

1. W. S. Flitch, A. G. Pacholczyk, R. J. Weyman, *Ap. J.*, 150, L67, 1967.
2. T. G. Barnes, *Ap. Lett.*, 1, 171, 1968.
3. В. М. Лютый, *А. Ц.*, № 528, 1969; *А. Ц.*, № 592, 1970.
4. В. М. Лютый, *А. Ц.*, № 620, 1971.
5. Э. А. Дибай, Г. В. Зайцева, В. М. Лютый, *А. Ц.* № 481, 1968.
6. Г. В. Зайцева, В. М. Лютый, *А. Ц.*, № 470, 1968.
7. Г. В. Зайцева, В. М. Лютый, *Астроф. ж.*, 46, 237, 1969.
8. В. М. Лютый, *Астроф. ж.*, 49, 930, 1972.
9. А. Н. Дейч, *Нестационарные явления в галактиках*, Ереван, 1968, стр. 130.
10. M. J. Penston, M. V. Penston, A. Sandage, *PASP*, 83, 783, 1971.
11. К. А. Саакян, *Астрофизика*, 4, 41, 1968.
12. М. К. Бабаджянц, В. А. Гаген-торн, В. М. Лютый, *Астрофизика*, 8, 509, 1972.

Э. С. ПАРСАМЯН

НОВЫЕ ВСПЫХИВАЮЩИЕ ЗВЕЗДЫ В ПЛЕЯДАХ. III

Настоящие наблюдения вспыхивающих звезд в Плеядах охватывают вторую половину 1972 г. и начало 1973 г. В ультрафиолетовых лучах время наблюдений равнялось 13^h , а в фотографических— 3^h . Кроме этого материала, повторно были просмотрены ранее полученные пластинки. Данные о новых и повторных вспыхивающих звездах в Плеядах, обнаруженных на этих снимках, приведены в табл. 1. Обозначения те же, что и в работе [1].

Таблица 1

Новые вспыхивающие звезды

№	ВЗП	НП	α_{1900}	δ_{1900}	m_{pg} (mIn)	Δm_{pg}	Число изобр.	Тел.	Дата
1	345	1491	3^h43^m3	$24^{\circ}14'$	17^m2	1^m2	$5^m \times 6$	$40''$	12.I.70
2	346		35.8	25 20	17.6	3.0	5×4	.	10.IX.70
3	347		40.2	24 25	16.0	0.7	5×4	.	24.VII.71
4	349		37.0	24 58	$17.2u$	$0.8u$	10×5	.	2.IX.72
5	350		42.3	23 26	$19.0u$	$>4.5u$	10×5	.	2.IX.72
6	353		49.0	24 28	$17.0u$	$0.6u$	10×8	.	17.IX.72
7	368		45.7	25 11	$17.2u$	$0.8u$	10×7	.	26.XII.72
8	420		37.0	23 53	19.0	2.2	5×4	.	6.IX.70
9	421		43.5	21 55	17.0	1.0	5×5	.	17.IX.71

Повторные вспышки

1	40	3104	3 37.2	24 22	$19.0u$	$2.0u$	10×5	.	2.IX.72
2	75		38.7	25 02	15.8	1.0	10×4	.	2.IX.72
3	75		38.7	25 02	15.8	2.5	10×5	.	14.IX.72
4	111	1103	45.7	22 53	$16.5u$	$1.0u$	10×6	.	21.VIII.72
5	151		40.7	23 06	$17.3u$	$1.5u$	10×5	.	10.IX.70
6	173	1485	37.2	22 29	18.0u	4.0u	10×5	.	2.IX.72
7	179		38.5	24 22	$19.0u$	$1.3u$	10×4	.	20.IX.71
8	202		39.3	23 03	$20.5u$	$4.5u$	10×6	.	26.XII.72
9	271		41.9	24 35	$17.0u$	$4.0u$	10×8	.	21.XII.73

На рисунке приведены снимки тех обнаруженных нами вспыхивающих звезд, которые не входят в каталог Герцшпрунга [2], или же являются повторными.

Данные об изменениях блеска звезд в течение каждой вспышки приводятся ниже, где после номера звезды дан ее блеск в минимуме и мировое время соответствующих наблюдений (средние моменты экспозиций).

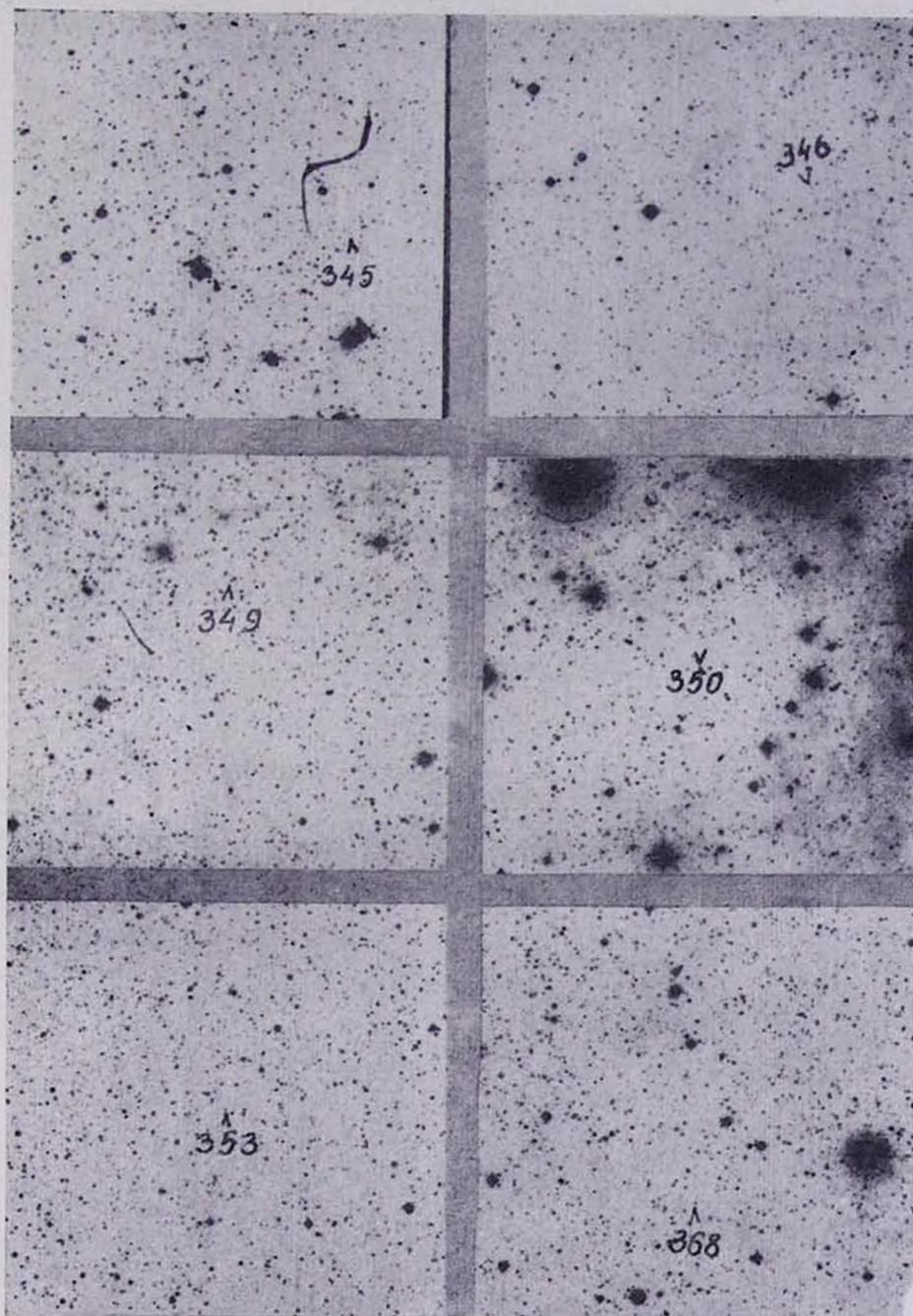


Рис. 1 (I).

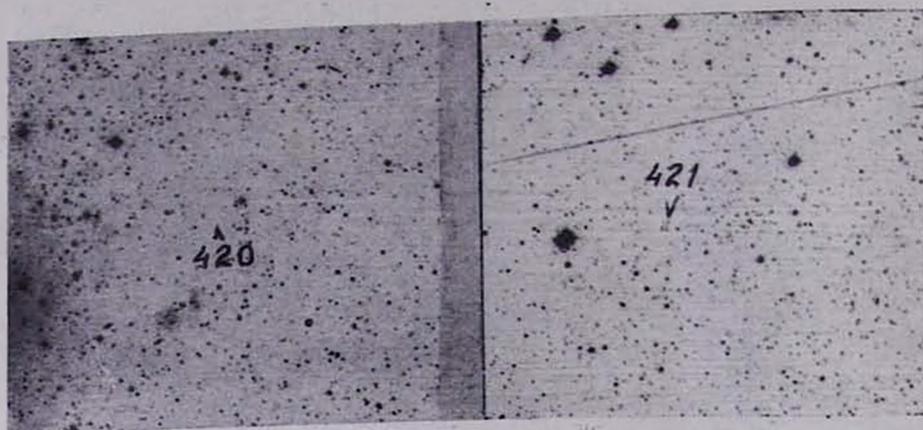


Рис. 1 (II). Карты отождествлений новых вспыхивающих звезд в Плеядах.

ВЗП 345, $m_{pg}=17^m 2$	20 ^h 15 ^m	17 ^m 2	19 ^h 58 ^m	16 ^m 0
	20	17.2	20 04	17.2
	25	17.2	09	17.2
ВЗП 346, $m_{pg}=17^m 6$	00 ^h 47 ^m	17 ^m 6		
	52	17.6		
	59	17.0		
	01 07	14.6		
ВЗП 347, III 1491, $m_{pg}=16^m 0$	23 ^h 45 ^m	16 ^m 0		
	50	16.0		
	56	15.3		
	0001	15.5		
ВЗП 349, $m_u=17^m 2$	23 ^h 57 ^m	17 ^m 2	00 ^h 28 ^m	17 ^m 0
	07	16.4	38	17.2
	18	16.8		
ВЗП 350, $m_u > 19^m 0$	23 ^h 18 ^m	—		
	29	14 ^m 5		
	39	14.0		
	57	15.8		

Продолжение этой вспышки зарегистрировано на следующей пластинке:

ВЗП 353, $m_u=16^m 8$	00 ^h 07 ^m	16 ^m 2		
	18	16.8		
	28	16.9		
	38	17.0		
	21 ^h 25 ^m	16 ^m 8	22 ^h 20 ^m	16 ^m 8
ВЗП 368, $m_u=17^m 2$	35	16.8	30	16.2
	45	16.8	40	16.2
	58	16.8	50	16.2
	22 09	16.8		
	15 ^h 27 ^m	17 ^m 2	16 ^h 11 ^m	17 ^m 0
ВЗП 420, $m_{pg}=19^m 0$	38	17.2	23	17.2
	49	16.4	33	17.2
	16 00	16.8		
	21 ^h 32 ^m	16 ^m 3		
	37	17.0		
ВЗП 421, $m_{pg}=17^m 0$	42	—		
	53	—		
	22 ^h 45 ^m	17 ^m 0		
	51	17.0		
	23 02	16.8		
	07	17.0		

ВЗП 40, $m_u=19^m0$	23 ^h 57 ^m	17 ^m 0	00 ^h 28 ^m	19 ^m 0
	00 07	18.0	38	19.0
	18	19.0		
ВЗП 75, $m_u=15^m8$	23 ^h 07 ^m	15 ^m 8		
	18	15.8		
	28	14.8		
	38	15.8		
ВЗП 75, $m_u=15^m8$	23 ^h 45 ^m	13 ^m 3	23 ^h 29 ^m	15 ^m 5
	07	15.0	40	15.7
	17	15.3		
	23 ^h 30 ^m	16 ^m 5	00 ^h 00 ^m	16 ^m 5
ВЗП 111, НII 3104, $m_u=16^m5$	40	16.5	12	16.5
	50	16.5		15.5
	23 ^h 39 ^m	17 ^m 3	00 ^h 10 ^m	15 ^m 5
ВЗП 151, НII 1103, $m_u=17^m3$	49	17.3	21	16.5
	00 00	15.0		
	23 ^h 07 ^m	—		
	18	—		
ВЗП 173, $m_u=18^m0$	28	14 ^m 8		
	38	14.0		
	15 ^h 42 ^m	—		
	52	17 ^m 7		
ВЗП 179, $m_u=19^m0$	16 02	17.8		
	13	—		
	17 ^h 02 ^m	16 ^m 0	17 ^h 34 ^m	17 ^m 1
	12	16.8	45	17.2
ВЗП 202, $m_u=20^m5$	23	17.0	55	—
	15 ^h 57 ^m	17 ^m 0	16 ^h 39 ^m	17 ^m 0
	16 07	17.0	49	17.0
ВЗП 271, НII 1485, $m_u=17^m0$	18	17.0	17 00	17.0
	28	17.0	10	13.0

Продолжение этой вспышки зарегистрировано на следующей пластинке:

17 ^h 37 ^m	14 ^m 0	18 ^h 19 ^m	16 ^m 8
48	15.0	30	16.9
58	16.0	41	17.0
18 09	16.5	51	17.0

3 декабря 1975 г.

Է. Մ. ՊԱՐՍԱՄՅԱՆ

ՆՈՐ ԲՌՆԿՎՈՂ ԱՍՏՂԵՐ ԲԱԶՈՒՄՔՈՒՄ

Ա մ փ ո փ ու մ

Բերվում են 1972 թ. երկրորդ կեսին և 1973 թ. սկզբին ստացված դիտողական նյութի հիման վրա, ինչպես նաև հին դիտողական նյութի վերամշակման հիման վրա հայտնաբերված 9 նոր և 9 կրկնվող բռնկվող աստղերի տվյալները (աղ. 1):

E. S. PARSAMIAN
NEW FLARE STARS IN THE PLEIADES. III

Summary

The data about 9 new and 9 repeated flares found by observations of the Pleiades during the second half of 1972 and the beginning of 1973 and by re-examination of old observational data are given (table I).

ЛИТЕРАТУРА

¹ Э. С. Парсмян, Сообщ. Бюрок. обс., 44, 3, 1972.

² E. Herzprung et al. Ann. Leiden Obs., 19, I A, 1947.

РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ПЛОТНОСТИ В НЕКОТОРЫХ НII ОБЛАСТЯХ

Для определения полной массы газовых облаков, ассоциированных с молодыми звездными скоплениями типа O, одним из авторов были выполнены наблюдения 16 скоплений в линии излучения нейтрального водорода на длине волны 21 см, а также в непрерывном спектре на той же длине волны [1]. Результаты этих наблюдений представлены в работах [2—5], где приводятся оценки масс обнаруженных облаков ионизованного и нейтрального водорода. Однако наблюдательный материал работ [2—5] может быть использован также и для исследования распределения плотности в газовых облаках, что представляет несомненный интерес. В настоящей работе представлены результаты определения распределения плотности в облаках ионизованного водорода, ассоциированных со скоплениями NGC 2175, 2264, 3293, 6383, 6514, 6531, 6611 и 6823. Выбор этих восьми облаков НII обусловлен, во-первых, тем, что их размеры превышают ширину диаграммы направленности использованного радиотелескопа, равную 14' на частоте 1410 Мгц. Во-вторых, указанные облака достаточно симметричны (см. соответствующие радиоизофоты в работах [2—5]), что значительно упрощает определение распределения плотности газа в них.

Оптическая толщина туманности τ , определяется выражением

$$\tau = \int_0^s K_v ds, \quad (1)$$

где K_v — коэффициент поглощения ионизованной среды, а s — геометрическая толщина этой среды. Согласно Остеру [6],

$$K_v = 9,776 \times 10^{-15} \frac{N_e^2}{\nu^2 T_e^{3/2}} \ln \left[49,503 \frac{T_e^{3/2}}{\nu} \right], \quad (2)$$

где N_e — электронная плотность среды в см^{-3} , T_e — электронная температура, ν — частота в Мгц.

Подставляя значение K_v в (1), получаем

$$\tau_v = 9,776 \times 10^{-15} \frac{\ln \left[49,503 \frac{T_e^{3/2}}{\nu} \right]}{\nu^2 T_e^{3/2}} \int_0^s N_e^2 ds. \quad (3)$$

Поскольку, с другой стороны, III области оптически тонки на частоте 1410 Мгц ($\tau_e \ll 1$), то из формулы для яркостной температуры

$$T_b = T_e (1 - e^{-\tau_e}) \quad (4)$$

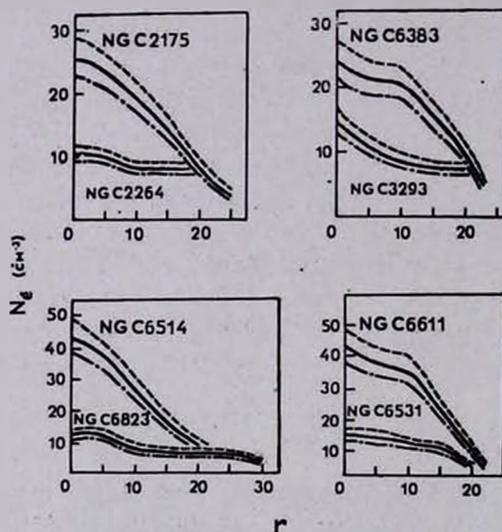
можно получить другое выражение для оптической толщины:

$$\tau_e = \frac{T_b}{T_e} \quad (5)$$

Приравняв выражения (3) и (5), получаем:

$$\int_0^s N_e^2 ds = \frac{v^3 T_e^{1/2} T_b}{9.776 \times 10^{-15} \ln \left[49,503 \frac{T_e^{3/2}}{v} \right]} \quad (6)$$

С помощью полученного выражения (6) и принимая сферическую модель для облаков были вычислены распределения плотности в соот-



Распределение электронной плотности в III облаках 2175, 2264, 3293, 6383, 6514, 6531, 6611 и 6823 для трех значений электронных температур: — · — · — 5000°K, - - - - - 10000°K, — — — — 15000°K

ветствующих III областях для трех значений электронных температур (5000°K, 10000°K и 15000°K). Для этого все исследованные облака ионизованного водорода были разделены на концентрические оболочки толщиной δ' , определены средние яркостные температуры каждой оболочки и подсчитаны значения плотности в них, предполагая, что в каждой из них плотность постоянна. Полученные таким образом распределения плотности в облаках ионизованного водорода, ассоциированных

с молодыми звездными скоплениями NGC 2175, 2264, 3293, 6383, 6514, 6531, 6611 и 6823, представлены на рисунке.

Как видно из рисунка, в НН облаках наблюдается увеличение плотности к центру. В некоторых случаях, как, например, в NGC 2175 или NGC 6611, это увеличение плотности происходит довольно резко, а иногда, как, например, в случае NGC 2264 или NGC 6531, увеличение плотности к центру не такое сильное. В одном случае (NGC 6823) в центральной части облака диаметром около 10' заметен спад плотности. Аналогичный спад плотности был обнаружен Терзяном [7] в центральной области NGC 2175 с радиусом в 4'. Этот спад не замечен нами, поскольку наши наблюдения были выполнены при помощи радиотелескопа с диаграммой направленности, превышающей более чем в три раза диаметр области с пониженной плотностью.

С помощью полученного распределения плотности были определены также и массы исследованных облаков ионизованного водорода, приведенные в таблице.

Массы оболочек рассчитывались по формуле

$$\left(\frac{M_{\text{НН}}}{M_{\odot}}\right)_{\text{обол.}} = 0,102 N_e (R_l - R_{l-1}), \quad (7)$$

где N_e — плотность оболочки в см^{-3} , а R_l и R_{l-1} — внешний и внутренний радиусы l -ой оболочки в парсеках. Общая масса НН облака будет

$$M_{\text{НН}} = \sum_{l=1}^n 0,102 N_e (R_l - R_{l-1}), \quad (8)$$

где n — число оболочек.

Полученные здесь значения масс в среднем в полтора раза выше значений масс соответствующих облаков, полученных в работах [2—5]. Причиной этого является, очевидно, то обстоятельство, что в [2—5] оценивались средние массы облаков, которые определялись по точкам половинной мощности. В этом случае могли не учитываться массы обширных периферийных областей облаков с низкой плотностью.

17 июня 1974 г.

Հ. Մ. ԹՈՎՄԱՍՅԱՆ, Ս. Ե. ՆԵՐՍԻՍՅԱՆ

ԽՏՈՒԹՅԱՆ ԲԱՇԽՈՒՄԸ ՄԻ ՔԱՆԻ ԻՄ ՏԻՐՈՒՅՔՆԵՐՈՒՄ

Ա Վ Փ Ո Փ Ն Ո Վ

[2—5] աշխատանքներում օգտագործած դիտողական նյութի հիման վրա ստացվել է էլեկտրոնային խտության բաշխումը NGC 2175, 2264, 3293, 6383,

6514, 6531 և 6823 Օ տիպի երիտասարդ աստղակույտերի հետ կապված իոնացված շրածնային ամպերում: Արդյունքները ցույց են տրված նկ. 1-ում: Բոլոր ամպերում խտությունը աճում է դեպի ամպերի կենտրոնները: NGC 6823 դեպքում նկատվում է խտության մի փոքր նվազում ամպի կենտրոնում: Օգտագործելով խտությունների ստացված բաշխումները հաշվվել են նաև այդ ամպերի զանգվածները, որոնք բերված են աղյուսակում:

H. M. TOVMASSIAN, S. E. NERSESSIAN

THE DENSITY DISTRIBUTION IN SOME HII REGIONS

Summary

The electron density distribution in HII regions associated with O-type young stellar clusters NGC 2175, 2264, 3293, 6383, 6514, 6531, 6611 and 6823 are obtained using the observational data of [2—5]. The results are presented in Fig. 1. In all clusters the density increases towards their centres. A small decrease of density is revealed in the case of NGC 6823. The masses of the clouds are also calculated.

ЛИТЕРАТУРА

1. H. M. Tovmassian, Austr. J. Phys., 26, 829, 1973.
2. H. M. Tovmassian, E. T. Shahbazian, Austr. J. Phys., 26, 837, 1973.
3. H. M. Tovmassian, E. T. Shahbazian, S. E. Nersessian, Austr. J. Phys., 26, 843, 1973.
4. H. M. Tovmassian, S. E. Nersessian, E. T. Shahbazian, Austr. J. Phys., 26, 853, 1973.
5. H. M. Tovmassian, S. E. Nersessian, Austr. J. Phys., 26, 861, 1973.
6. L. Oster, Ap. J., 134, 1010, 1961.
7. Y. Terzian, Ap. J., 142, 135, 1965.

Н. Л. ИВАНОВА, И. Р. САЛМАНОВ

СПЕКТРАЛЬНЫЕ НАБЛЮДЕНИЯ SU ВОЗНИЧЕГО

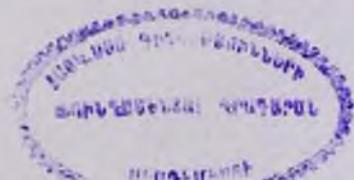
SU Возничего ($\alpha_{1900} = 04^h 49^m 37^s$, $\delta_{1900} = +30^\circ 24'.4$, $m_{\text{vиз}} = 9^m.7 - 11^m.3$, спектральный тип G2eIII[1]) относится к группе переменных звезд, связанных с туманностями и находящихся на раннем этапе эволюции [2]. На прямых фотографиях виден небулярный придаток звезды в виде искривленного хвоста [3]. По характеру изменений блеска звезда SU Возничего подобна RW Возничего [4]. Интересной особенностью спектра является присутствие резонансного дублета Li I 6708, являющегося, как известно, признаком молодости [5]. Согласно [6], SU Возничего имеет значительный инфракрасный избыток.

С целью исследования спектральных изменений, в 1971—1973 гг. с дифракционным спектрографом в кассегреневском фокусе 2-метрового телескопа Шемахинской обсерватории (дисперсия $75 \text{ \AA}/\text{мм}$) было получено 13 спектров SU Возничего. В качестве фотоматериала использовались пленки А—700 и А—600. Измерения выполнены в красной (5900—6700 \AA) и фотографической (3600—4900 \AA) областях спектра.

Для исследования относительного распределения энергии в непрерывном спектре SU Возничего в качестве звезд сравнения фотографировались HD 31305 и исследованная Барбье и Шалонжем [7] θ Возничего. Полученные значения абсолютных градиентов Φ_0 (λ , 5900—6700 \AA) и Φ_I (λ , 3500—4900 \AA) приведены на рис. 1, из которого видно, что в период наблюдений происходили изменения цветовой температуры.

Согласно полученным данным, в SU Возничего цветовая температура ниже средней цветовой температуры гигантов ранних подклассов G [8], что, возможно, объясняется расположением звезды в туманности. Так как в данном случае нас интересует относительное изменение цветовой температуры, поправки за межзвездное поглощение введены не были.

Эквивалентные ширины водородных линий и линий H и K Ca II (табл. 1) изменяются со временем. Так, заметное уменьшение эквивалентных ширин H_β и H_γ , а также линий кальция наблюдалось 11/12 января 1972 г., и в это же время сильно возросла интенсивность H_α (рис. 2).



Одновременно с фотографированием спектров проводились наблюдения блеска SU Возничего. Для этой цели использовался 15-см мернисковый рефлектор Цейсса. Данные о блеске приводятся в табл. 2.

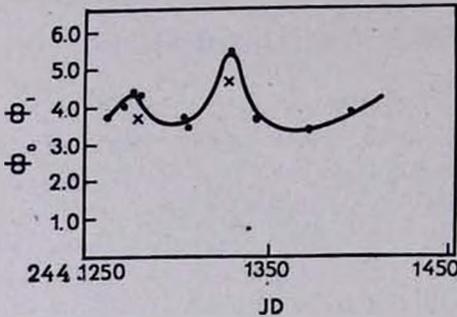


Рис. 1. Абсолютные градиенты SU Возничего в области $\lambda\lambda$ 3600—4900 Å (точки) и в $\lambda\lambda$ 5900—6700 Å (крестики).

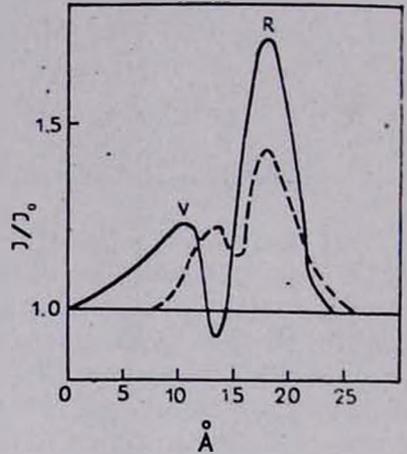


Рис. 2. Профиль H_{α} 23/24.11.71 (пунктир) и 11/12. I. 72 г. (сплошная кривая).

Таблица 1

<i>J. D.</i>	H_{β}	H_{γ}	H_{δ}	$H_{\alpha} + H_{CaII}$	K_{CaII}
2441271	1.72	2.47	2.98	5.73	7.22
1304	—	2.72	2.10	10.40	10.70
1328	0.57	1.17	2.09	8.32	7.92
1343	1.54	2.88	2.91	9.68	11.62
1686	2.80	2.16	2.44	11.84	11.72

Поскольку средняя квадратичная ошибка наблюдений $\sigma = \pm 0^m 12$, то колебания блеска в некоторых случаях, по-видимому, можно считать реальными изменениями. Таким образом, подтверждаются результаты других наблюдателей [4] о колебаниях блеска SU Возничего.

Таблица 2

<i>J. D.</i>	m_{ph}
2441271	10.04
1276	10.11
1279	10.04
1304	10.04
1328	10.30
1343	10.52
1688	10.43

В течение всего времени наблюдений фиолетовое крыло эмиссионной линии H_{α} оставалось интенсивней красного. Этот факт, а также наблюдаемая корреляция между понижением цветовой температуры и усилением эмиссии в H_{α} , H_{β} , H_{γ} и H_{δ} и K_{CaII} (данные, полученные 11/12. I. 72 г.), как известно, объясняются истечением материи.

Ն. Լ. ԻՎԱՆՈՎԱ, Ի. Բ. ՍԱԼՄԱՆՈՎ

SU ԿԱՌԱՎԱՐԻ ՍՊԵԿՏՐԱԿԱՆ ԴԻՏՈՒՄՆԵՐ

Ա մ փ ո ւ ի ո լ մ

Շամախիի աստղադիտարանի 2-մետրանոց դիտակով (Կասեգրենի ֆոկուս, դիսկրետիան 75 Å (մմ) ստացվել է SU Կառավարի աստղի 13 սպեկտրո

Անընդհատ սպեկտրի և գծերի սպեկրալուսաչափությունը թույլ տվեց բացահայտել գունային չերմաստիճանի և H_α , H_β , H_γ և H ու K Ca II առաքման գծերի ինտենսիվության միջև կապի գոյությունը: Դիտման ժամանակամիջոցում H_α առաքման գծի V/R հարաբերության արժեքը փոփոխվում էր:

N. L. IVANOVA, I. R. SALMANOV

SPECTRAL OBSERVATIONS OF SU AURIGAE

S u m m a r y

The thirteen spectrograms of SU Aur were obtained with Shemacha two meter telescope (Cassegrain, grating spectrograph with dispersion 75 Å/mm).

The spectrophotometry of the continuum and lines showed the decrease of the absolute spectrophotometric gradients and increase of intensity of the emission lines H_α , H_β , H_γ , and H , K Call.

The parameter of V/R for H_α was changing during the observing time.

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. L. Kuchl, Ap. J., 143, 3, 991, 1966.
2. А. Джой, Звездные атмосферы, М., 646, 1963.
3. Г. Хербиг, Нестационарные звезды, Ереван, 1957.
4. Н. Курочкин, Переменные звезды, 8, № 15, 352, 1952.
5. W. Bonsack and J. Greenstein, Ap. J., 131, 83, 1960.
6. E. Mendoza, Ap. J., 151, 977, 1968.
7. D. Barbier et D. Chalonge, Ann. d'Astr., 4, 41, 1941.
8. D. Barbier et D. Chalonge, Ann. d'Astr., 3, № 2, 1940

Р. А. ВАРДАНЯН, Н. Д. МЕЛИКЯН, Дж. А. СТЕПАНЯН

ЭЛЕКТРОПОЛЯРИМЕТРИЧЕСКИЕ И ФОТОМЕТРИЧЕСКИЕ НАБЛЮДЕНИЯ ЗВЕЗД ТИПА Т Tau

В 1973 г. в ряде обсерваторий СССР проводилась кампания по наблюдению звезд типа Т Tau. По программе кампании проводились электрополяриметрические, фотометрические и спектральные исследования звезд Т Tau, RY Tau, NU Ori.

Бюраканская обсерватория также участвовала в этой кампании. Нами были выполнены поляриметрические и электрофотометрические исследования указанных звезд.

Наблюдения были проведены с 9 сентября 1973 г. по 24 марта 1974 г. с помощью электрополяриметра, монтированного в фокусе Кассегрена 20" телескопа Бюраканской обсерватории. Измерения проводились с двумя светофильтрами с эффективными длинами волн в 5400 и 4500 Å. В качестве фотометрических стандартов были выбраны три звезды сравнения, расположенные соответственно вблизи каждой исследуемой программной звезды.

Результаты наблюдений звезд Т Tau, RY Tau, NU Ori представлены в табл. 1, где приведены: дата наблюдений, степень поляризации и углы преимущественных колебаний электрического вектора в желтом и синем участках спектра, а также звездные величины в желтых лучах.

Как видно из таблицы, сильных изменений блеска в визуальной области спектра в течение сезона наблюдений у Т Tau, RY Tau и NU Ori не обнаружено, несмотря на заметные изменения степени поляризации. Такие же изменения поляризации получаются и при сопоставлении степеней поляризации, измеренных в различные сезоны или различными авторами [1—6].

В табл. 2 приведены средние значения степени поляризации и позиционных углов преимущественных колебаний электрического вектора Т Tau, RY Tau, NU Ori в визуальных и синих лучах. Сравнивая эти данные с данными других авторов [1—6], можно отметить следующее.

а) Полученное нами среднее значение степени поляризации у Т Tau почти в два раза больше, чем у Серковского [1]. Это еще раз подтверждает переменность поляризации у Т Tau. Однако сами значения поляризации в двух участках спектра в период наших наблюдений мало отличаются друг от друга. Разница в 0,3% находится в пределах ошибок измерений (0,2—0,3%).

б) Значения поляризации у RY Тау в визуальной и синей областях также мало отличаются (0,3%) несмотря на то, что в других областях спектра у RY Тау есть большие различия в степени поляризации [2]. Наблюдались также сильные изменения степени поляризации [2, 5, 6].

в) У NU Ori, наоборот, среднее значение степени поляризации в визуальных лучах систематически больше (0,5%), чем в синих. То же самое следует и из работ других авторов [3, 4], что и позволяет сделать вывод о реальности превышения значения поляризации в визуальной области над синей.

Все данные указывают на наличие собственной поляризации и ее изменения у звезд Т Тау, RY Тау и NU Ori.

Июль 1974 г.

Таблица 1

Время наблю- дений	P_v	P_B	θ_v	θ_B	m_v
Т Тау					
28.IX.73	2.8%	—	102°	—	10.02
29.IX.73	2.6	3.5	98	101	10.30
19.X.73	—	—	—	—	10.30
22.X.73	—	2.6	—	95	10.28
27.X.73	2.2	2.4	103	78	10.24
19.XI.73	2.4	3.7	92	62	10.15
28.XI.73	2.2	2	68	78	10.21
29.XI.73	2.8	2.5	96	81	10.25
4.XII.73	1.4	1.7	92	98	10.27
21.XII.73	1.6	1.5	—	98	—
22.XII.73	1.4	—	75	—	—
23.XII.73	<0.5	1.0	—	71	10.27
24.III.74	<0.7	<0.7	—	—	10.38
RY Тау					
29.IX.73	4.5	4.2	86	29	—
19.X.73	3.8	4.5	18	43	10.38
22.X.73	4.7	5.4	14	18	10.34
24.X.73	4.6	6.2	27	23	10.40
27.X.73	4.6	5.04	20	18	10.37
19.XI.73	4.3	4.2	22	17	10.33
28.XI.73	4.6	5.4	23	28	10.34
29.XI.73	4.9	5.3	25	28	10.34
4.XII.73	4.4	4.1	24	22	10.33
12.XII.73	4.6	4.8	21	42	10.41
21.XII.73	4.2	4.3	19	18	—
22.XII.73	—	—	—	—	10.36
23.XII.73	3.5	3.7	23	27	10.3
29.XII.73	4.3	3.7	29	27	10.38
24.III.74	5.0	4.2	20	28	10.26
NU Ori					
22.X.73	1.2	1.3	78	66	6.91
27.X.73	—	1.2	—	61	6.99
19.XI.73	2.2	2.2	65	78	6.92
28.XI.73	2.3	1.5	69	65	6.90
20.XII.73	1.2	0.8	59	64	6.75
21.XII.73	2.0	1.1	60	52	6.98
22.XII.73	1.3	1.3	66	65	6.91
23.XII.73	1.8	1.1	54	61	6.97
29.XII.73	1.6	<0.5	69	—	6.83
24.III.74	1.1	2.4	70	72	6.81

Таблица 2

Звезда	\overline{P}_v	\overline{P}_B	$\overline{\Theta}_v$	$\overline{\Theta}_B$
T Tau	2.2	2.5	92	85
RY Tau	4.4	4.7	22	26
NU Ori	1.7	1.2	64	64

Ռ. Ա. ՎԱՐԴԱՆՅԱՆ, Ն. Դ. ՄԵԼԻԿՅԱՆ, Զ. Ա. ՍՏԵՓԱՆՅԱՆ

Т ЗВЯЗДА С Т А У Т И Р Я Т А У И О Р И Т И Т И П О Л А Р И М Е Т Р И Ч Е С К И Е И Ф О Т О М Е Т Р И Ч Е С К И Е НАБЛЮДЕНИЯ И ИЗМЕНЕНИЕ ВРЕМЕНИ

Ա մ փ ո փ ու մ

Բերված են T Յուպի, RY Յուպի և NU Օրիոնի աստղերի էլեկտրարևեռաչափական և լուսաչափական դիտումների արդյունքները, որոնք հաստատում են այդ աստղերի լույսի սեփական բևեռացման գոյութիւնը և նրա փոփոխութիւնը ժամանակի ընթացքում:

R. A. VARDANIAN, N. D. MELIKIAN, J. A. STEPANIAN
ELECTROPOLARIMETRIC AND PHOTOMETRIC OBSERVATIONS
OF T TAURI TYPE STARS

Summary

The results of electropolarimetric and photometric observations of stars T Tau, RY Tau, NU Ori are given, which confirm the existence of the intrinsic polarization and its change in time.

ЛИТЕРАТУРА

1. K. Serkowski, частное сообщение.
2. В. А. Домбровский, Т. А. Полякова, В. А. Яковлева, Ученые записки ЛГУ, 29, 45, 1973.
3. В. С. Шевченко, В. И. Кардополов, Переменные звезды, 18, № 2 (134), 131, 1971.
4. M. Breger, J. Harold, Ap. J., 183, L 77, 1973.
5. P. A. Варданын, Дисс. на соиск. ст. канд. физ.-мат. наук, Ереван, 1966.
6. В. А. Домбровский, Вестник ЛГУ. 1, вып. 1, 129, 1958.

К. Г. ГАСПАРЯН

UBV ФОТОМЕТРИЯ ЗВЕЗД С H_{α} ЭМИССИЕЙ В АГРЕГАТЕ ОРИОНА

1. Введение

В общей проблеме происхождения и эволюции звезд особое место занимает изучение нестационарных звезд, в частности, звезд типа Т Тельца. Хотя отдельные, наиболее интересные представители этой категории объектов довольно детально изучены, однако массовое исследование обычно ограничивалось только их классификацией. Между тем, для установления основных закономерностей в поведении этих объектов, как например, колориметрических характеристик звезд, получение и обработка наблюдательного материала массовым способом, к тому же достаточно однородного, более чем желательны. Это относится в первую очередь к звездам типа Т Тельца, присутствующим в звездных ассоциациях.

По некоторым соображениям к звездам типа Т Тельца следует также отнести неправильные переменные звезды с H_{α} эмиссией, обнаруженные в ассоциации Ориона. Большое количество таких звезд было обнаружено в Орионе еще в 1953 г. Аро [1]. Однако несмотря на то, что большинство звезд—членов агрегата Ориона достаточно подробно изучено [2—10], звезды с H_{α} эмиссией изучены в меньшей степени. Так, например, в обширной программе UBV фотометрии Уокера [2] среди 280 исследованных звезд в Орионе всего 12 звезд с H_{α} эмиссией. Так же, из 2000 звезд, входящих в каталог звездных величин и показателей цвета звезд в области ассоциации Орион I [10], всего 14 оказались звездами с H_{α} эмиссией, к тому же для некоторых отсутствуют U или V величины. По существу, первая попытка колориметрических наблюдений большого количества звезд с H_{α} эмиссией принадлежит Эндрюсу [5]: из 279 наблюдаемых им звезд 103 оказались с H_{α} эмиссией.

В настоящей статье приводятся результаты UBV фотометрии около 200 звезд с H_{α} эмиссией, рассеянных в агрегате Ориона.

2. Наблюдения

Наблюдательный материал был получен на 40" телескопе системы Шмидта Бюраканской обсерватории в январе-феврале 1973 г. Основ-

ные наблюдательные данные приведены в табл. 1. Комбинация взятых нами пластинок и светофильтров дает наилучшее приближение к общепринятой системе UBV [11]. Как показали исследования характеристических кривых, согласование между нашей системой и системой UBV Джонсона таково, что нет необходимости строить цветовые уравнения.

Таблица 1

Основные наблюдательные данные

Цвет	Пластинка	Свето- фильтр	Количество обра- ботанных пласти- нок	Экспозиция, мин
U	ZU-2	UG-2	3	30±60
U	Кодак 103a-0	UG-2	3	20±30
B	Кодак 103a-0	GG-13	6	10±15
V	Кодак 103a-D	GG-11	4	15±20

В качестве стандартов использованы звезды из списка Эндрюса [4], находящиеся в той же области Ориона, что и исследуемые звезды. Предельная звездная величина $\sim 17^m9$ в U лучах.

Измерения изображений звезд проводились на микрофотометре

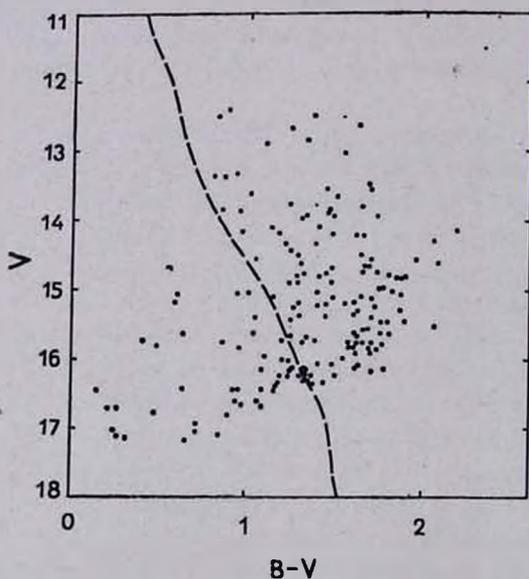


Рис. 1. Диаграмма зависимости V от B—V для звезд с H α эмиссией в агрегате Ориона. Пунктирная линия—главная последовательность (взято из [5]).

МФ-2. Средние квадратические ошибки одного измерения составляют $\pm 0^m26$; 0^m18 ; 0^m15 для U, B и V цветов соответственно.

В табл. 2 приведены полученные нами основные фотометрические данные для звезд с H α эмиссией в агрегате Орион. В первом столбце

приведены номера звезд с $H\alpha$ эмиссией по Аро [1], во втором—найденные нами V величины, в третьем и четвертом—найденные нами $U-B$ и $B-V$ величины, в пятом—число измерений n в диапазоне $(U-B-V)$, шестом—средние квадратические ошибки σ для каждого цвета.

Данные, приведенные в табл. 2, нанесены на рис. 1 в виде диаграмм зависимости V от $B-V$, где пунктирной линией показана главная последовательность, взятая из [5].

3. Обсуждение результатов

Сходство между спектральными, фотометрическими и т. п. характеристиками звезд типа Т Тельца и вспыхивающими звездами наводит на мысль об идентичности явлений, происходящих в атмосферах обоих типов звезд. Кроме того, на это указывает также тот факт, что многие звезды с $H\alpha$ эмиссией в агрегате Ориона являются также вспыхивающими звездами. Поэтому при интерпретации физических процессов, протекающих в звездах типа Т Тельца, необходимо учитывать их родство со вспыхивающими звездами.

В настоящее время наиболее разработанной и всесторонне развитой теорией, объясняющей физические процессы как в звездах типа Т Тельца, так и в вспыхивающих звездах, является гипотеза «быстрых электронов» [12—14].

Согласно этой теории, вспышки и нерегулярные изменения блеска вызваны неупругими столкновениями инфракрасных фотонов звезды с электронами высокой энергии (~ 1.5 Мэв).

Эти взаимодействия между световыми фотонами и быстрыми электронами, при которых быстрые электроны передают часть своей энергии фотонам низкой частоты, вызывают соответствующие цветовые изменения, которые у звезд позднего спектрального класса $K-M$, каковыми являются вспыхивающие звезды и звезды типа Т Тельца, проявляются довольно сильно, в частности, в появлении ультрафиолетового эксцесса, а сами звезды становятся голубее.

В период вспышечной активности обычные вспыхивающие звезды, которые в нормальном состоянии на диаграмме $U-B$, $B-V$ сконцентрированы вблизи главной последовательности, поднимаются вверх и влево. Между тем, на диаграмме $U-B$, $B-V$ звезды типа Т Тельца в нормальном состоянии постоянно находятся выше главной последовательности—в той области, куда вспыхивающие звезды попадают лишь во время вспышек. Иначе говоря, звезды типа Т Тельца находятся в состоянии «перманентной вспышки» [13]. Если это так, то цветовые характеристики звезд типа Т Тельца должны находиться в согласии с тем, что предсказывает теория «быстрых электронов». Согласно этой теории существует теоретическая зависимость $U-B \sim B-V$ для разных спектральных классов звезд, а также при разной степени ультрафиоле-

товой активности самих звезд. Эта теоретическая диаграмма, взятая из [14], приведена на рис. 2. Там же нанесены исследованные нами звезды с H_{α} эмиссией (данные табл. 2). Как следует из этого рисунка, почти все звезды, за редким исключением, лежат в пределах теоретически

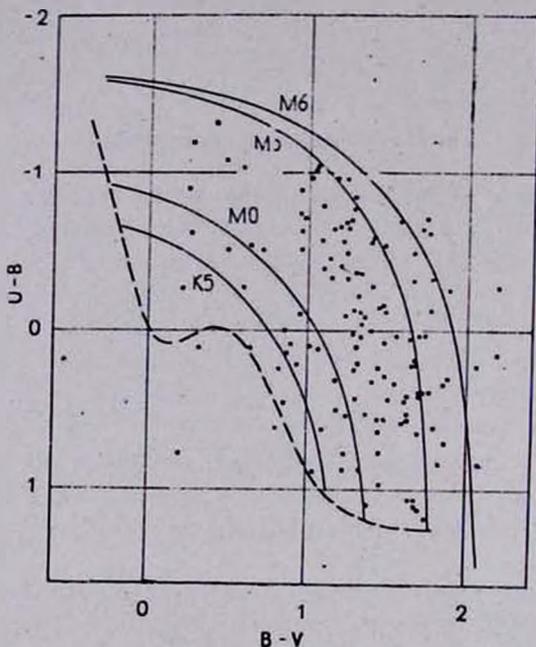


Рис. 2. Диаграмма зависимости $U-B$, $B-V$ для звезд с H_{α} эмиссией в агрегате Ориона. Пунктирная линия — главная последовательность [15]. Теоретические треки для звезд спектральных классов K5, M0, M5 и M6 взяты из [14].

ожидаемых треков зависимости $U-B \sim B-V$. Более того, большинство этих звезд рассеяно в области, лежащей между треками, соответствующими спектральным классам от M0 до M5, к которым принадлежит подавляющее большинство звезд с H_{α} эмиссией.

Таким образом, колориметрические данные звезд с H_{α} эмиссией, их необычные цвета и поведение достаточно хорошо согласуются с выводами гипотезы быстрых электронов.

Еще в 1955 г. Аро и Хербиг [16], оригинальным способом разделяя звезды, сильно активные в ультрафиолете, определили их долю среди звезд с H_{α} эмиссией. Этот способ основан на сравнении ультрафиолетового и желтого изображений звезды, сфотографированных на одной и той же пластинке (метод мультиизображений). При этом сильно активными в ультрафиолете считались звезды, у которых изображение в ультрафиолете равно или ярче изображений в желтых лучах. Таким

образом, при осуществлении такого разделения, условие $U-V=0$ можно принять в качестве некоего количественного выражения. Применим это условие в отношении исследованных нами звезд, используя уже полученные величины $U-B$ и $B-V$. С этой целью на диаграмме $U-B$, $B-V$ нанесена линия $U-V=0$, выше которой звезды в U -лучах ярче, чем в V -лучах. В результате найдено, что из 190 звезд с H_{α} эмиссией 49 звезд, то есть $\sim 26\%$, являются активными в ультрафиолете.

В области, находящейся выше линии $U-V=0$, оказалось много звезд с высокой H_{α} активностью (рис. 3). Звезды же с наименьшей H_{α} интенсивностью в основном лежат ниже линии $U-V=0$. Все это находится в согласии с ранее сделанными выводами Аро и Хербига, соглас-

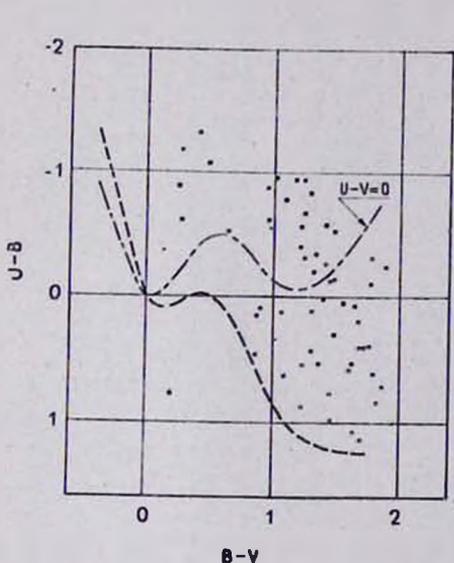


Рис. 3. Связь между ультрафиолетовым эксцессом и интенсивностью H_{α} эмиссии у звезд с H_{α} эмиссией в агрегате Ориона. ●—звезды с высокой H_{α} интенсивностью; ○—звезды с наименьшей H_{α} интенсивностью.

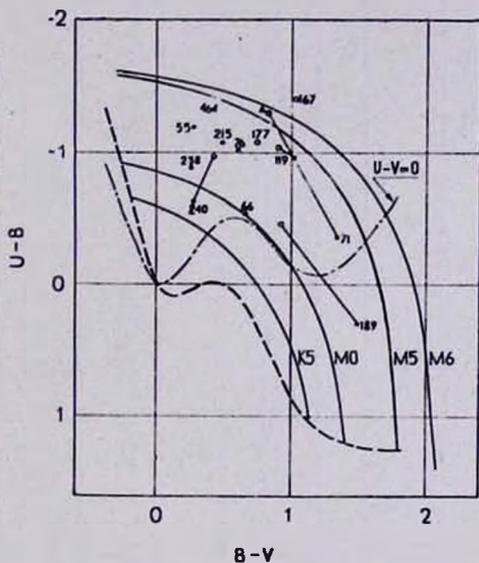


Рис. 4. Положение звезд, особо активных в ультрафиолете, на диаграмме $U-B$, $B-V$. ●—измерения автора; ○—измерения Эндриуса [5]; ▲—измерения Хербига [9].

но которым аномальные ультрафиолетовые эксцессы свойственны звездам, у которых интенсивность H_{α} эмиссии выше средней. Ультрафиолетовый эксцесс очень редко встречается у звезд со слабой H_{α} эмиссией, что и видно из рис. 3.

В левом верхнем углу диаграммы $U-B$, $B-V$ находится группа звезд типа NX Моп, то есть звезд, особо активных в ультрафиолете. К числу уже известных представителей этого типа звезд [13, 14] (Haro 46 = HS Ori, Haro 66 = CE Ori, Haro 189 = AU Ori, Haro 71 = VY Ori, Haro 119 = BC Ori) можем отнести звезды Haro 167, Haro 177 = XY Ori и Haro 240, взятые из [5], а также, на основе данных

№ по Аро	V	U-B	B-V	n(U-B-V)	z(U-B-V)
1	2	3	4	5	6
1	17.17	0.11	0.32	1-4-4	+0 19-20
3	13.91	0.76	1.46	5-6-4	02- 12-15
4	15.59	-0.49	1.66	2-6-3	08- 15-05
5	13.98	-0.37	1.31	3-3-4	20- 14-12
6	14.12	-0.45	1.14	3-5-4	29- 29-31
7	13.34	0.21	0.94	6-5-4	22- 16-13
9	16.23	-0.09	1.24	4-6-4	28- 13-10
10	14.64	0.42	1.31	5-6-4	12- 30-06
11	16.25	-0.09	1.36	3-5-4	39- 12-18
12	13.86	0.96	1.47	5-6-4	14- 16-08
13	16.81			0-0-4	— —-21
14	16.18	-0.04	1.34	2-6-4	42- 09-11
15	17.57			0-0-3	— —-24
16	15.23	-0.14	1.45	6-6-4	20- 12-09
17	16.73			0-0-4	— —-11
18	14.11	0.32	1.41	6-5-4	26- 08-04
20	14.98	-0.62	1.76	6-6-4	39- 20-07
21	15.12	-0.34	1.15	3-6-4	15- 25-11
24	15.78	-0.70	1.58	4-5-3	08- 16-12
25	15.79	-0.13	1.77	2-3-4	03- 21-20
26	17.12			0-0-2	— —-04
28	17.08			0-0-3	— —-05
29	16.45	0.11	0.64	3-3-4	05- 17-47
30	14.89	-0.22	1.32	4-6-4	31- 44-22
31	15.20	0.57	1.61	2-6-4	48- 22-11
32	15.98	-0.39	1.10	1-4-4	— 13-53
34	16.24	0.49	1.19	2-5-4	02- 11-13
35	17.06		0.72	0-3-3	— 16-31
36	17.02			0-0-1	— —-11
39	16.08	-0.28	1.41	2-3-4	58- 36-18
40	16.32		1.35	0-1-4	— —-27
41	15.05	0.00	1.40	5-6-4	33- 26-14
45	12.90	0.62	1.10	6-6-3	06- 16-16
46	15.74	-1.32	0.41	4-6-4	32- 24-32
47	15.84	-0.63	0.96	6-4-4	28- 29-05
48	15.58	0.21	1.69	2-6-4	11- 09-06
50	15.76		1.39	0-4-4	— 26-22
51	14.90	-0.85	1.29	4-6-4	18- 26-08
53	15.31	-0.70	1.87	1-6-4	— 07-08
54	15.87		1.74	0-5-4	— 12-05
55	17.24	-1.19	0.27	2-3-3	17- 10-33
57	16.95	-0.51	0.72	4-5-2	22- 20-23
60	16.82	0.08	0.90	1-1-3	— —-29
61	15.79	0.38	1.71	1-6-4	— 10-12
63	17.19		0.66	0-1-3	— —-09
64	16.00		1.55	0-6-4	— 10-07
65	15.21	1.01	1.29	3-6-4	23- 33-07
66	15.65	-0.53	0.64	5-6-4	33- 18-25
67	13.63	0.10	1.02	3-5-4	15- 33-33
68	16.18	-0.49	1.25	5-6-4	13- 15-17
69	16.24		1.51	0-5-4	— 10-10
70	14.98	1.17	1.77	3-6-4	07- 10-17
71	15.72	-0.36	1.34	5-6-4	28- 03-08
72	13.82	0.05	1.65	5-6-4	26- 28-15
73	15.43	0.41	1.71	3-6-4	33- 13-14
74	14.81	-0.77	1.29	5-6-4	31- 19-15
76	15.21	-1.04	0.59	3-5-4	28- 24-38
77	16.02	-0.41	1.21	5-6-4	31- 09-09

Таблица 2 (продолжение)

1	2	3	4	5	6
79	14.59	0.24	1.96	4-4-3	11-33-13
80	15.64		1.61	0-6-4	—13-04
81	12.85	0.87	1.34	6-6-4	16-15-16
82	15.03	0.83	1.83	2-6-4	30-16-09
83	14.53	1.06	1.65	3-6-4	06-12-07
84	12.65	0.52	1.63	6-6-4	22-18-07
85	15.93		1.62	0-6-3	—11-13
87	15.79	-0.32	1.66	2-3-4	13-14-15
88	14.35	-0.57	1.22	6-6-4	14-14-13
91	13.37	0.61	0.81	3-5-4	05-33-06
92	16.03	-0.69	1.24	3-2-4	19-12-28
93	13.76	1.14	2.43	1-4-4	—13-16
94	16.48			0-0-4	—16
96	15.24	0.38	1.73	1-5-4	—15-08
97	16.45	-0.64	1.16	2-4-4	30-10-34
98	17.10		0.85	0-3-4	—11-08
99	17.22			0-0-2	—20
101	13.58	0.55	1.45	6-6-4	20-13-15
102	17.46			0-0-3	—08
103	15.49	-0.78	1.90	2-4-4	20-28-18
104	14.68	0.18	1.68	3-5-4	03-03-11
106	14.23	0.55	1.49	6-5-4	24-07-11
107	16.46	-0.79	1.09	3-5-4	28-12-09
108	15.24	-0.56	1.40	3-6-4	07-27-05
112	14.69	1.06	1.69	3-5-4	45-14-09
113	14.91	-0.17	1.48	5-6-4	27-16-07
114	16.16		1.26	0-1-4	—15
116	14.83	0.33	1.86	3-6-4	17-20-10
119	15.07	-0.97	1.01	5-6-4	25-22-12
120	15.12	-0.11	1.49	1-3-3	—19-07
121	16.25	0.10	1.31	1-4-4	—08-17
122	16.69			0-0-4	—05
124	12.41	0.21	0.89	6-5-4	11-06-05
125	15.40	0.23	1.45	3-5-4	14-24-11
127	15.11		1.65	0-5-4	—23-18
131	13.95	0.02	1.74	5-6-4	31-14-15
132	16.63	-0.74	0.95	2-4-3	43-17-33
134	15.64		1.76	0-2-4	—38-11
135	15.64	-1.02	1.04	3-5-4	20-26-06
136	13.77	0.87	1.24	6-6-4	25-09-16
137	15.21	0.03	1.56	2-4-4	14-12-15
138	12.51	0.24	0.83	6-6-3	09-13-06
139	15.77	0.00	0.86	4-5-4	37-15-44
140	15.83		1.59	0-3-4	—14-06
141	15.86		1.61	0-4-4	—21-19
142	15.48		1.80	0-6-4	—23-05
143	16.18		1.34	0-1-4	—05
144	15.09		1.87	0-6-4	—18-16
145	16.70		1.30	0-1-3	—07
147	16.62		1.20	0-1-4	—12
148	13.53	1.09	1.69	5-6-4	22-07-15
150	12.50	0.52	1.37	5-5-4	21-19-06
151	14.73	0.22	1.66	4-6-4	11-10-03
152	17.09			0-0-4	—28
153	15.93		1.70	0-2-4	—28-20
154	12.69	0.76	1.25	3-5-4	27-32-13
155	15.80	0.44	1.62	2-6-4	08-12-17
157	14.71	-0.54	1.48	5-5-4	28-21-09
159	14.57	0.88	1.05	4-5-4	20-12-12
160	16.17	-0.57	1.09	3-5-3	12-09-18
161	16.39	-0.96	1.17	3-2-1	35-18-—
162	16.19	-0.64	1.71	1-3-4	1-13-19

Таблица 2 (продолжение)

1	2	3	4	5	6
163	13.86	0.45	0.86	6-5-3	23-17-07
164	16.32		1.33	0-2-4	—13-23
165	13.39	0.14	0.87	4-4-1	06-13—
166	14.63	0.83	2.08	3-6-4	33-09-10
167	16.35		1.18	0-4-4	—12-10
168	15.32	0.56	1.63	3-6-4	25-25-11
169	14.24		1.62	0-5-3	—12-16
170	14.35	1.09	1.39	4-5-3	13-09-08
173	14.86	0.30	1.88	5-6-4	23-11-18
175	15.15	1.12	1.71	1-5-4	—16-16
176	15.83	-0.51	0.49	3-5-4	07-27-18
177	16.71			0-0-4	—24
178	15.47	0.38	1.77	1-5-4	—11-12
179	14.21	0.33	1.18	3-5-4	12-15-38
180	13.05	0.33	1.55	3-4-3	06-15-13
182	14.83	-0.59	1.41	5-3-4	24-03-11
183	15.65		1.81	0-5-4	—22-18
184	16.28			0-0-4	—22
185	14.46	0.53	1.25	6-5-4	15-14-20
187	14.80	0.61	1.80	4-5-3	13-15-15
188	15.76	-0.65	1.20	6-3-4	32-16-14
189	16.09	0.29	1.49	3-5-4	10-04-16
190	14.80	0.63	1.45	5-6-4	18-09-09
192	16.64	0.11	1.05	1-4-4	—11-30
195	16.46	-0.11	0.95	2-3-1	18-06—
196	13.88	-0.51	0.96	6-4-3	16-16-12
199	16.73	-0.26	0.22	3-5-4	21-32-19
200	15.42	-1.04	1.05	5-6-4	15-23-35
201	14.92	-0.95	1.24	6-6-4	36-27-16
202	16.71		1.11	0-2-4	—15-14
203	15.35		2.01	0-5-4	—13-19
204	14.31	0.22	2.06	5-6-3	21-11-09
205	15.37		1.61	0-5-4	—07-07
206	15.68	-0.33	1.25	6-6-4	31-12-06
207	13.69	0.43	1.51	3-4-4	13-11-19
208	16.70		1.09	0-4-4	—10-09
209	14.52	0.13	1.29	3-5-3	17-19-04
210	15.44	-0.65	1.25	6-6-4	13-37-14
213	15.39	0.24	1.30	4-6-4	34-21-17
214	16.13		1.62	0-2-4	—01-39
215	16.80	-1.08	0.48	5-6-4	11-25-41
216	14.57	0.64	1.70	3-6-4	04-27-19
217	16.23	-0.11	1.33	2-5-4	22-04-32
218	16.36		1.44	0-1-3	—05
219	14.24	-1.09	1.66	5-6-4	33-30-24
221	16.38		1.38	0-4-4	—12-16
222	16.46		0.93	0-6-3	—12-10
226	14.16	0.14	2.19	4-6-4	26-33-12
228	15.08	-0.89	0.95	5-4-4	20-57-17
229	10.31	0.77	0.21	3-3-4	17-33-03
230	14.77	-0.71	1.74	3-5-4	24-21-10
231	15.28	-0.70	1.27	5-6-4	16-29-13
232	15.46	-0.28	2.19	1-4-3	—21-26
233	16.69		0.98	0-3-3	—14-10
234	16.11		1.63	0-3-3	—14-26
236	13.57	0.03	1.70	6-6-3	13-13-12
237	13.98	0.08	1.49	3-5-4	12-19-31
238	17.04	-0.90	0.25	4-6-2	23-17-36
239	15.04	-0.27	0.60	4-5-3	23-22-22
240	16.73	-0.62	0.27	5-1-3	30—24
241	14.18	-0.72	0.97	3-6-3	18-20-20
242	15.69	0.41	1.63	3-3-3	24-17-08

Таблица 2 (продолжение)

1	2	3	4	5	6
244	15.78	0.20	1.32	3-3-2	28-16-14
245	13.96	-0.03	1.34	5-6-3	27-12-13
246	16.14	-0.33	1.78	1-2-3	—11-22
247	15.56		2.06	0-2-3	—34-38
248	15.87		1.70	0-1-3	—31
252	14.84	-0.26	1.89	6-4-3	41-12-23

настоящей работы, Наго 55, Наго 76—АО Ori, Наго 215 и Наго 238. Положение всех этих звезд на диаграмме U—B, B—V показано на рис. 4. Проведено сопоставление данных Хербига [9], Эндрюса [5] и автора.

Представляет интерес характер изменения колориметрических показателей этих звезд. В частности, как часто или как долго могут удаляться эти звезды от главной последовательности. К сожалению, наши данные еще не достаточны для однозначного ответа на этот вопрос. Однако локализация этих звезд в верхнем левом углу диаграммы как будто указывает на их постоянное присутствие в определенной области диаграммы. Во всяком случае большие перемещения этих звезд еще не указывают на их рекуррентность; при их чрезвычайно высокой активности они могли бы перемещаться больше, чем остальные звезды с Н_α эмиссией.

Пространственное распределение звезд с сильным ультрафиолетовым избытком (у которых $U \geq V$), по нашим данным, не отличается от распределения остальных звезд с Н_α эмиссией. Скудность материала не позволила нам рассмотреть этот вопрос более детально.

Автор считает приятным долгом принести свою благодарность профессору Г. А. Гурзadyану за постоянное внимание и ценные обсуждения, а также О. С. Чавушяну за помощь при получении наблюдательного материала.

1 октября 1974 г.

Гарнийская лаборатория
космической астрономии

Ղ. Գ. ԳԱՍՊԱՐՅԱՆ

ՕՐԻՈՆԻ ՀԱՄԱԿԱՐԳՈՒՄ H_{α} ԳԾՈՒՄ ԱՌԱՔՈՒՄ ՈՒՆԵՑՈՂ ԱՍՏՂԵՐԻ UBV
ԳՈՒՆԱԶԱՓՈՒԹՅՈՒՆԸ

Ա մ փ ո փ ու մ

Բերված են Օրիոնի համակարգում H_{α} գծում առաքում ունեցող աստղերի UBV գունաչափության արդյունքները: Ստացվել են UBV գունաչափական սվյալներ 200 աստղերի համար: Դիտված սահմանային աստղային մեծությունը U գույնում հասնում է մինչև 17,^m 9:

Արդյունքները բերված են աղյուսակներում և պատկերված են գրաֆիկներում: Բերված են $U-B-V$ և $V-B-V$ դիագրամները:

Ուսումնասիրված աստղերը $U-B-V$ դիագրամում գտնվում են զլխավոր հաջորդականությունը պատկերող կորից զգալիորեն վերև, որը վկայում է նրանցում գոյություն ունեցող ուլտրամանուշակագույն ավելցուկի մասին: Գտնված է ուղղակի կապ այդ ուլտրամանուշակագույն ավելցուկի և H_{α} առաքման գծի ինտենսիվության միջև:

Չնայած զգալի ցրմանը, հետազոտված աստղերը $U-B-V$ դիագրամում հիմնականում ընկած են արագ էլեկտրոնների վարկածով կանխատեսած տիրույթում:

L. G. GASPARIAN

UBV PHOTOMETRY OF H_{α} STARS IN ORION AGREGATE

Summary

The results of UBV photometry of H_{α} emission stars in the Orion association are presented. The photometric UBV data for 200 emission stars are obtained. Limiting U-magnitude of the observed stars is $\sim 17^m9$.

The essential part of observed stars are located above the main sequence on the $U-B$, $B-V$ diagram, which indicate the existence of an ultraviolet excess in their spectrum. A relationship between the ultraviolet excess and the intensity of H_{α} is established. The observed stars are scattered between the boundaries of the $U-B-B-V$ curves predicted theoretically by the fast-electrons hypothesis.

ЛИТЕРАТУРА

1. G. Haro, Ap. J., 117, 1, 73, 1953.
2. M. F. Walker, Ap. J., 155, 447, 1969.
3. A. D. Andrews, IAU, IV Colloq. Non-Periodic Phenomena in Var. Stars, p. 137. Budapest, 1969.
4. A. D. Andrews, Bol. Obs. Ton. y Tac., 5, No. 34, 195, 1970.
5. A. D. Andrews, Bol. Obs. Ton. y Tac., 6, No. 38, 161, 1972.
6. M. T. Brück, Publ. R. Obs. Edinburgh, 7, 63, 1971.
7. M. T. Brück, Publ. R. Obs. Edinburgh, 7, 85, 1972.
8. M. T. Brück, Publ. R. Obs. Edinburgh, 7, 8, 93, 1972.
9. G. H. Herbig, K. N. Rao, Ap. J., 174, 401, 1972.
10. В. Н. Синченко, Каталог звездных величин, показателей цвета и спектральных классов звезд в области ассоциации I Орiona, изд-во «Наукова думка», Киев, 1971.
11. В. Л. Страйжис, Методы исследования переменных звезд, изд-во «Наука», 225, 1971.
12. Г. А. Гурзadyan, Астрофизика, 1, 3, 319, 1965.
13. Г. А. Гурзadyan, Вспыхивающие звезды, изд-во «Наука», 1973.
14. G. A. Gurzadyan, Bol. Obs. Ton. y Tac., 5, No. 35, 255, 1970.
15. X. K. Arp и др., Происхождение и эволюция звезд, Изд. иностр. лит., М, 24, 1962.
16. G. Haro, G. H. Herbig, Bol. Obs. Ton. y Tac., No. 12, 1955.

К. Г. ГАСПАРЯН

UBV ФОТОМЕТРИЯ ВСПЫХИВАЮЩИХ ЗВЕЗД В АГРЕГАТЕ ОРИОНА

1. Введение

В настоящее время изучение вспыхивающих звезд уже не ограничивается только их обнаружением. Все большее и большее значение приобретают детальные исследования вспыхивающих звезд в звездных ассоциациях. К ним относятся, в частности, колориметрические наблюдения вспыхивающих звезд в системе UBV.

Одним из богатейших скоплений вспыхивающих звезд является ассоциация Ориона. Этот агрегат богат также переменными звездами с H α эмиссией. Сопоставление колориметрических данных звезд этих двух группировок, которые, по всей вероятности, находятся в разных эволюционных стадиях, дало бы возможность сделать определенные выводы.

Первые колориметрические наблюдения звезд ассоциации Ориона были выполнены Эндрюсом [1—3], однако они охватывают лишь часть вспыхивающих звезд Ориона.

В настоящей статье приводятся результаты наблюдений около 230 вспыхивающих звезд, в том числе звезд, обнаруженных Розино и Питгатто [4] и не вошедших в список Эндрюса. В наши наблюдения входят также звезды из списка Эндрюса, что дает возможность обнаружить вероятные изменения в колориметрических характеристиках звезд.

2. Наблюдательный материал

Наблюдения проводились на 40" телескопе системы Шмидта Бюранканской обсерватории в январе-феврале 1973 г. Основные наблюдательные данные приведены в табл. 1. Взятая нами комбинация пластинок и светофильтров дает наилучшее приближение к UBV системе Джонсона [5].

Звезды-стандарты взяты из работ Эндрюса [2]. Измерения пластинок проводились на микрофотометре МФ-2. Предельная звездная величина наших наблюдений в U \sim 18^m0. Средние квадратичные ошибки одного измерения составляют $\pm 0^m 21$; $0^m 13$; $0^m 12$ для U, B и V цветов соответственно.

Основные наблюдательные данные

Цвет	Пластика	Светофильтр	Количество обработанных пластинок	Экспозиция, мин
<i>U</i>	ZU-2	UG-2	3	30÷60
<i>U</i>	Кодак 103а-0	UG-2	3	20÷30
<i>B</i>	Кодак 103а-0	GG-13	6	10÷15
<i>V</i>	Кодак 103а-D	GG-11	4	15÷20

Результаты наших фотометрических измерений даны в табл. 2, где приведены: в первом столбце—номера вспышкающих звезд по Аро и Чавира [6] или Розино и Пигатто [4], во втором столбце—определенные нами *V* величины, в третьем и четвертом—найденные нами *U—B* и *B—V* величины, в пятом—число измерений *n* в диапазоне (*U—B—V*), шестом—средние квадратические ошибки σ для каждого цвета.

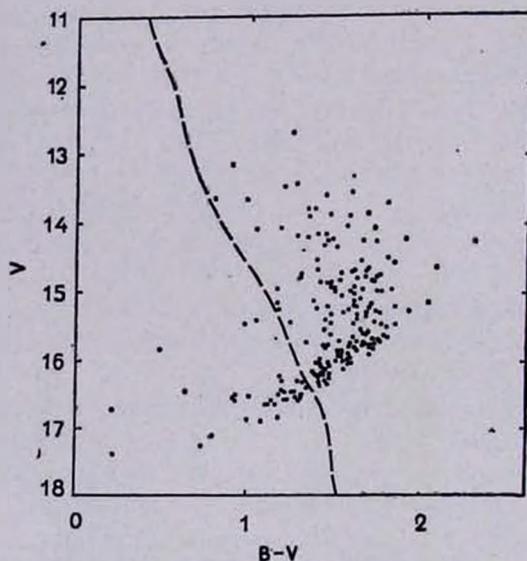


Рис. 1. Диаграмма зависимости *V* от *B—V* вспышкающих звезд в ассоциации Ориона. Пунктирная линия—главная последовательность, взятая из [3].

Данные, приведенные в табл. 2, нанесены на рис. 1 в виде диаграммы зависимости *V* от *B—V*, где пунктирной линией показана главная последовательность, взятая из [3].

3. Обсуждение результатов

Всякая теория, объясняющая явление вспышки у красных карликов, должна объяснить также их поведение в нормальном состоянии. Феномен вспышки присущ многим звездам типа Т Тельца. Поэтому

теория, объясняющая, скажем, явления, наблюдавшиеся у вспыхивающих звезд, должна в какой-то мере объяснить также особенности звезд типа Т Тельца, имеющих много сходных черт со вспыхивающими карликовыми звездами.

Оба аспекта с единой точки зрения детально рассматриваются Г. А. Гурздяном [8, 9], выдвигающим гипотезу «быстрых электронов», которая является возможной конкретизацией обобщенных идей В. А. Амбарцумяна [11], еще в 1954 г. доказавшего нетепловую природу этих явлений.

Согласно гипотезе «быстрых электронов», импульсивный рост блеска у вспыхивающих звезд и звезд типа Т Тельца происходит без рождения новых световых фотонов. Для этого достаточно и собственное излучение звезд в нормальном, то есть невозмущенном состоянии. Однако часть этого излучения в результате взаимодействия с «быстрыми электронами», энергия которых $\sim 1,5$ Мэв, может быть переизлучена в области более высоких частот. Элементарным актом взаимодействия при этом

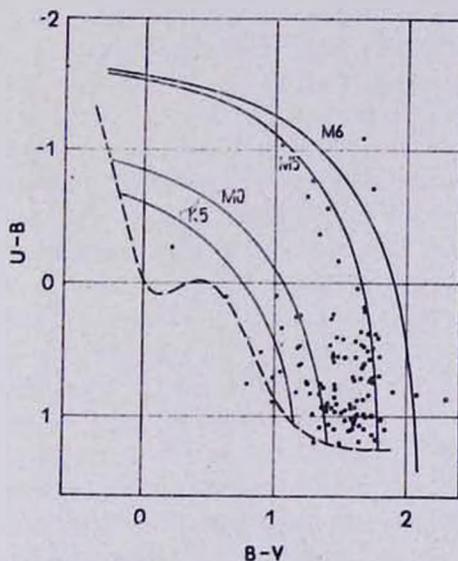


Рис. 2. Диаграмма зависимости $U-B \sim B-V$ вспыхивающих звезд в ассоциации Ориона. Пунктирная линия — главная последовательность [12]. Теоретические треки для звезд спектральных классов K5, M0, M5, и M6 взяты из [10].

является обратный Комптон-эффект, когда быстрый электрон передаст часть своей энергии световому фотону в результате неупругих столкновений.

По сути дела спонтанность и скоротечность оптической вспышки обусловлены внезапным появлением самих быстрых электронов во внешних областях звезды. Изменение цветовых характеристик звезды,

в частности, величин $U-B$ и $B-V$, которые однозначно характеризуют поведение непрерывного спектра во время вспышки, происходит по трекам, зависящим главным образом от спектрального класса звезды и мощности самой вспышки. Эти треки (взятые из [10]) для спектральных типов M6, M5, M0 и K5 нанесены на диаграмму $U-B$, $B-V$ (рис. 2, сплошные линии). Там же нанесены $U-B$ и $B-V$ цвета наблюдавшихся вспыхивающих звезд: пунктирной линией обозначена главная последовательность для звезд V класса, взятая из [12]. Вспыхивающие звезды в нормальном состоянии находятся на нижних концах этих треков, т. е. в основном вблизи главной последовательности. Во время вспышки они поднимаются вверх и влево, двигаясь по трекам определенных спектральных классов или параллельно им. После исчезновения вспышки они возвращаются на главную последовательность. Звезды же типа Т Тельца, у которых, согласно развитым в [9] представлениям, имеет место непрерывная, или перманентная, вспышечная активность, должны быть рассеяны на диаграмме $U-B$, $B-V$ в области, лежащей между указанными треками и главной последовательностью. При этом каждая звезда типа Т Тельца имеет свою зону колебания вокруг того среднего положения на диаграмме, где она находится соответственно своей «нормальной» активности.

Местоположение звезды типа Т Тельца на диаграмме $U-B$, $B-V$ является указанием на ее «ультрафиолетовую» активность: чем больше она удалена от главной последовательности, тем больше у нее активность «перманентной вспышки». С приближением к главной последовательности их «перманентная» активность уменьшается, и они превращаются во вспыхивающие звезды, у которых вспышечная активность проявляется время от времени [9]. Описанная картина подтверждается той ситуацией, которую мы имеем на рис. 2, а также на рис. 2 из работы [14]. Как видно, концентрация вспыхивающих звезд около главной последовательности значительно больше, чем концентрация звезд с H_α эмиссией. Между тем у вспыхивающих звезд полностью отсутствуют особо активные звезды, так называемые звезды типа NX Моп [9].

Сопоставление наших результатов с данными Эндрюса [3] показывает большие изменения цветов $U-B$, $B-V$, превышающие по своей величине ошибки измерений. Обращает на себя внимание характер этих изменений: изменения цвета часто происходят параллельно теоретическим кривым зависимости $U-B \sim B-V$. Это означает, что изменение цветов $U-B$, $B-V$ у таких звезд вызвано, главным образом, нетепловыми процессами, то есть не связано с изменениями температуры (спектрального класса) звезды. Не противоречат этому и представленные на рис. 3 данные, относящиеся к вспыхивающим звездам № 63, 66, 141, 144, 193, для которых имеется более двух фотометрических измерений.

Автор считает приятным долгом принести свою благодарность про-

Таблица 2

№ по Аро	V	U-B	B-V	n(U-B-V)	$\sigma(U-B-V)$
1	2	3	4	5	6
1	14.м94	1.20	1.50	3-6-4	± 0.12-06-06
2	16.64		1.11	0-3-4	—13-05
4	13.43	0.76	1.27	6-6-3	06-04-14
5	15.76		1.59	0-4-4	—12-11
6	14.82	1.09	1.53	3-6-4	26-10-04
8	16.56		1.31	0-3-3	—12-11
10	15.39	0.98	1.63	1-6-4	—08-11
13	16.64		1.16	0-2-4	—11-14
14	15.32	0.56	1.63	3-6-4	25-25-11
15	15.73	0.37	1.66	1-6-4	—12-06
16	15.77		1.54	0-6-4	—05-09
17	15.51	0.69	1.80	1-6-4	—07-05
18	15.74		1.73	0-5-4	—15-08
19	16.17		1.44	0-5-4	—09-21
20	16.32		1.30	0-2-3	—06-16
22	15.31	0.61	1.68	1-5-4	—04-12
23	14.79	0.88	1.63	3-6-4	13-08-07
24	14.30	0.94	1.44	6-6-3	13-09-24
25	14.72	1.19	1.31	1-5-4	—23-13
28	16.89			0-0-3	—07
29	16.13		1.45	0-5-4	—08-02
30	16.03		1.58	0-4-4	—11-07
31	15.27	0.99	1.74	1-6-3	—19-06
32	15.98		1.58	0-5-4	—15-11
34	14.24	0.59	1.46	2-6-4	38-12-23
35	16.60		1.35	0-1-3	—13
36	16.65		1.12	0-1-4	—20
37	16.36		1.46	0-4-4	—13-12
38	16.05		1.47	0-4-4	—08-11
39	17.37		1.23	0-2-4	—35-24
40	15.70		1.76	0-6-3	—13-05
41	16.58		1.22	0-2-4	—08-20
42	14.63	0.83	2.08	3-6-4	33-09-10
43	13.14	0.52	0.90	5-5-3	12-18-12
45	14.81	-0.77	1.29	5-6-4	31-19-15
46	16.58		1.23	0-2-3	—10-06
48	16.26		1.47	0-5-4	—23-13
49	16.81			0-0-3	—29
51	14.24	-1.09	1.66	5-6-4	33-30-24
55	16.58		0.92	0-2-2	—26-48
56	15.55		1.65	0-6-4	—20-10
57	16.13		1.55	0-5-4	—19-21
58	14.05	0.57	1.73	6-4-3	29-11-16
60	16.07		1.47	0-4-4	—12-14
62	15.34		1.68	0-6-4	—15-11
63	13.70	0.55	1.80	6-5-4	31-10-06
64	16.12			0-0-4	—09
65	15.48		1.85	0-6-4	—16-07
66	14.91	1.02	1.61	4-6-4	24-04-12
68	16.36			0-0-4	—18
69	16.60		0.93	0-1-4	—10
70	14.74	0.74	1.75	4-6-4	35-16-15
71	15.21		1.85	0-6-3	—21-03
72	14.68	0.18	1.68	3-5-4	03-03-11
73	16.38		1.42	0-5-4	—08-09
74	16.17			0-0-4	—13
75	16.73			0-0-4	—10
76	15.79	0.38	1.71	1-6-4	—10-12
77	13.77	0.93	1.38	5-4-3	22-13-04

Таблица 2 (продолжение)

1	2	3	4	5	6
		1.06	1.65	3-6-4	06-12-07
79	14.53	-0.65	1.25	6-6-4	13-37-14
80	15.44			0-0-4	-----13
81	17.06		1.55	0-6-4	-----10-07
82	16.00		1.60	0-6-4	-----12-07
83	15.00		0.80	0-1-4	-----32
84	17.11		1.63	0-5-4	-----11-09
85	15.21	0.55	1.49	6-5-4	24-07-11
86	14.23		1.22	0-3-4	-----14-30
87	16.47		1.44	0-4-4	-----23-08
88	16.20	1.06	1.42	4-5-4	23-12-01
90	14.85			0-0-3	-----13
91	16.95	0.04	1.63	1-6-3	-----09-03
92	15.72		1.67	0-6-3	-----16-17
93	15.60			0-0-4	-----15
94	16.74			3-6-4	07-10-17
97	14.98	1.17	1.77	3-6-4	15-08-24
99	14.67	1.05	1.61	3-6-4	-----06-19
100	16.33		1.32	0-3-4	-----13-04
101	15.64		1.61	0-6-4	22-08-09
102	14.21	0.81	1.90	5-6-4	27-16-17
104	14.91	-0.17	1.48	5-6-4	-----09
105	16.57		1.30	0-1-4	-----14-13
107	16.60		1.14	0-3-4	-----06-08
109	15.43		1.73	0-4-4	17-10-13
111	16.52	0.10	1.01	2-5-4	-----12-15
113	15.55	0.27	1.44	1-6-4	-----10-21
114	15.74		1.67	0-6-4	-----07-09
116	15.63	0.41	1.79	1-5-4	-----14
117	17.52			0-0-2	-----07-10
118	15.21	0.86	1.46	1-5-4	-----11
119	17.02			0-0-4	14-08-06
121	14.95	0.26	1.17	4-6-4	-----29
123	17.26		0.74	0-1-3	-----06-09
124	16.30		1.45	0-3-4	06-10-13
125	14.83	0.73	1.73	2-6-4	-----14-02
126	15.97		1.59	0-6-3	43-15-49
127	15.47	0.89	0.98	3-5-4	-----03
128	16.84		1.18	0-1-3	-----17-17
129	16.17		1.38	0-6-4	21-07-14
130	14.26	1.13	1.74	4-6-4	-----05-18
131	16.01		1.51	0-5-4	-----17-06
132	15.75	0.48	1.68	1-6-4	-----06
134	15.10			0-0-4	-----02-12
136	15.45	0.72	1.61	1-4-4	-----08
137	17.06			0-0-3	-----09-12
138	15.89		1.58	0-5-3	27-08-07
139	14.94	0.71	1.66	4-6-4	-----17
140	17.00		1.25	0-1-4	08-23-07
141	14.76	0.87	1.68	2-6-4	-----12-17
142	15.87		1.54	0-5-4	11-07-02
143	14.69	1.01	1.60	4-6-4	15-23-35
144	15.42	-1.04	1.05	5-6-4	-----19
145	17.49			0-0-3	27-32-13
146	12.69	0.76	1.25	3-5-4	-----23-21
147	15.15		2.04	0-6-4	-----10-14
148	15.28		1.93	0-5-4	-----03-22
149	16.90		1.08	0-2-4	-----10-09
150	16.44	0.25	1.20	1-4-4	07-27-18
151	15.83	-0.51	0.49	3-5-4	-----21-15
152	15.23	1.00	1.70	1-5-4	

Таблица 2 (продолжение)

1	2	3	4	5	6
153	15.77		1.59	0-6-4	—15-21
154	15.02	0.72	1.61	2-6-4	08-10-09
155	16.22		1.40	0-5-4	—11-17
157	16.73	-0.26	0.22	3-5-4	21-32-19
158	15.04	0.95	1.54	2-6-4	39-11-14
159	15.62			0-0-3	—18
161	17.27			0-0-3	—21
162	17.46			0-0-3	—08
163	15.84		1.63	0-6-3	—07-12
164	16.47		1.26	0-2-4	—05-14
166	15.78	0.51	1.71	1-6-3	—11-22
167	15.90	0.56	1.54	1-4-4	—05-08
169	13.64	0.71	0.99	6-6-4	07-09-15
170	17.25			0-0-4	—18
171	15.61	0.48	1.68	1-6-3	—15-14
172	15.30		1.55	0-6-3	—08-07
173	14.25	0.87	2.30	3-4-4	33-04-12
174	13.46	0.61	1.20	5-6-3	15-15-08
175	16.47		1.27	0-4-3	—16-13
177	17.09			0-0-3	—08
178	15.67	0.48	1.75	1-4-4	—03-07
179	15.30		1.76	0-6-4	—14-09
181	15.24	0.95	1.58	1-6-4	—14-09
182	15.14	1.01	1.61	1-6-4	—11-05
186	16.18		1.44	0-5-4	—17-12
187	14.47	1.02	1.81	3-6-3	27-09-13
188	14.82	0.84	1.72	4-6-3	27-05-03
189	16.51		1.18	0-5-4	—08-06
190	17.39			0-0-3	—34
191	15.80	0.44	1.62	2-6-4	08-12-17
192	14.67	0.94	1.40	4-6-4	22-16-10
193	13.88	0.91	1.58	6-6-4	27-11-06
195	16.32		1.42	0-4-4	—06-09
197	15.24	-0.56	1.40	3-6-4	07-27-05
198	14.72	1.03	1.54	5-6-4	20-08-08
199	16.21		1.43	0-4-4	—12-20
200	15.58	0.21	1.69	2-6-4	11-09-06
201	13.58	0.55	1.45	6-6-4	20-13-15
202	14.07	0.62	1.19	6-6-4	22-21-08
203	16.24	0.49	1.19	2-5-4	02-11-13
204	15.10	1.19	1.65	3-6-4	02-10-09
205	16.40		1.35	0-3-4	—09-16
206	13.53	1.09	1.69	5-6-4	22-07-15
207	16.30		1.20	0-2-4	—21-06
208	12.08	0.34	1.06	3-6-4	02-09-05
210	14.21	0.84	1.35	6-6-4	18-04-14
211	14.79	0.98	1.30	3-6-4	08-10-10
212	17.20			0-0-4	—11
213	13.78	0.76	1.34	6-5-4	14-07-13
215	15.91		1.70	0-4-4	—12-13
216	13.86	0.96	1.47	5-6-4	14-16-08
217	14.14	0.54	1.45	3-6-4	21-16-22
218	15.47	0.38	1.77	1-5-4	—11-12
219	14.14	0.93	1.40	6-6-4	18-09-16
221	16.63			0-0-4	—18
222	14.95		1.83	0-6-3	—16-06
223	14.58	1.09	1.84	1-5-4	—13-10
224	14.03	0.81	1.57	5-6-4	16-23-29
225	13.62	0.76	0.80	6-5-3	12-29-05
226	15.65		1.81	0-5-4	—22-18

Таблица 2 (продолжение)

1	2	3	4	5	6
227	14.17	0.83	1.28	6-5-4	15-10-10
229	14.84	1.09	1.46	2-5-4	06-09-11
232	16.83			0-0-4	—08
233	16.24		1.41	0-6-4	—03-10
234	15.12	0.79	1.38	3-6-4	06-10-05
235	15.98		1.42	0-5-4	—07-16
236	16.19		1.47	0-5-4	—12-06
238	15.71		1.53	0-6-4	—13-18
240	16.88		1.00	0-2-3	—01-06
241	14.65	0.96	1.69	3-6-4	26-08-08
242	17.45			0-0-2	—16
243	16.54		1.31	0-1-1	—21
244	14.09	0.66	1.05	6-5-3	17-07-04
245	17.34			0-0-3	—09
247	13.90	1.08	1.35	6-5-4	14-15-17
249	15.79		1.45	0-6-4	—10-10
251	14.98	0.72	1.74	3-6-4	20-07-11
254	15.14	0.82	1.17	3-6-3	11-14-04
4*	16.51		0.93	0-5-3	—18-07
6	14.85	0.91	1.48	4-6-4	09-08-07
7	15.90	0.42	1.53	1-6-4	—16-07
9	15.17		1.71	0-6-4	—10-03
10	17.61			0-0-3	—10
11	15.43	0.41	1.48	3-5-4	19-04-14
16	15.67		1.72	0-5-3	—09-03
19	15.82		1.73	0-6-3	—11-06
22	14.95		1.50	0-3-4	—32-11
25	16.79			0-0-4	—21
26	16.05		1.42	0-5-4	—12-14
27	15.61		1.48	0-5-4	—07-16
29	15.40	0.23	1.45	3-6-4	14-24-11
30	15.19	0.93	1.61	1-6-4	—08-08
31	16.04		1.59	0-6-3	—17-13
32	14.77	-0.71	1.74	3-5-4	24-21-10
34	16.87			0-0-2	—08
36	15.25	0.49	1.18	4-6-4	18-08-07
42	14.53	0.97	1.40	5-6-4	19-07-05
43	15.93		1.54	0-6-4	—07-07
44	16.45	0.11	0.64	3-3-4	05-17-47
45	16.57		1.28	0-2-4	—16-13
50	15.89		1.53	0-6-4	—09-14
51	16.10	0.47	1.43	1-6-4	—11-09
52	17.19			0-0-4	—14
53	15.93		1.53	0-6-4	—15-21
56	17.77	0.77	1.46	1-4-4	—05-10
57	14.33	0.97	1.51	5-6-4	13-12-17
58	13.83	0.63	1.67	6-6-3	29-23-03
59	15.32	1.10	1.58	1-6-4	—07-11
60	16.02		1.40	0-4-4	—07-16

* Далее идут номера по Розино и Пигатто [4]

фессору Г. А. Гурзядяну за постоянное внимание и ценные обсуждения, а также О. С. Чавушяну за помощь при получении наблюдательного материала.

1 октября 1974 г.

Гарнийская лаборатория
космической астрономии

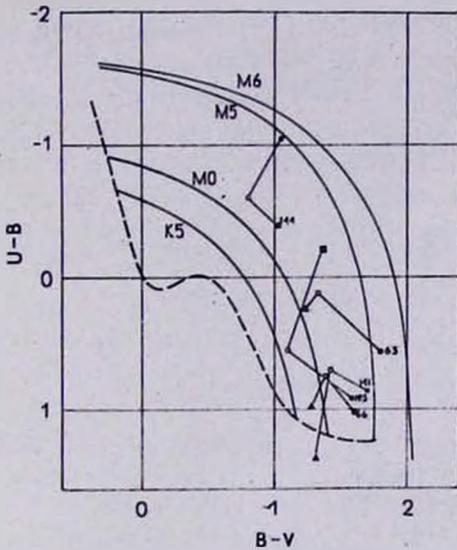


Рис. 3. Положение вспыхающих звезд 63, 66, 141, 144 и 193 на диаграмме $U-B \sim B-V$. ● — измерения автора; ○ — измерения Эйдрыуса [3]; ▲ — измерения Уокера [7]; □ — измерения Синическула [13]

Ղ. Գ. ԳԱՍՊԱՐՅԱՆ

ՕՐԻՈՆԻ ՀԱՄԱԿԱՐԿՈՒՄ ԲԻԵՆԿՎՈՂ ԱՍՏՂԵՐԻ UBV ԿՈՆՆԱՉԱՓՈՒԹՅՈՒՆ

Ա մ փ ո փ ու մ

Բերված են Օրիոնի համակարգի բոնկվող աստղերի UBV գունաչափության արդյունքները: Ստացվել են UBV լուսանկարչական գունաչափական սվլյալներ մոտավորապես 230 բոնկվող աստղի համար: Դիտված սահմանային մեծությունը հասնում է 18.^m0 U գույնում:

Արդյունքները բերված են աղյուսակներում և պատկերված են գրաֆիկներում: Բերված են $U-B \sim B-V$ և $V \sim B-V$ դիագրամները:

Ուսումնասիրված աստղերը $U-B \sim B-V$ դիագրամում գտնվում են հիմնականում գլխավոր հաջորդականությանից վեր, սակայն նրանց խտացումը դեպի գլխավոր հաջորդականություն ավելի խիստ է արտահայտված, քան H_{α} գծում առաքում ունեցող աստղերի դեպքում: $U-B \sim B-V$ դիագրամում բոնկվող աստղերի տեղաբաշխումը լիովին համապատասխանում է արագ էլեկտրոնների վարկածով հաշվարկված տիրույթներին:

K. G. GASPARIAN

UBV PHOTOMETRY OF FLARE STARS IN ORION AGREGATE

Summary

The results of UBV photometry for flare stars in the Orion aggregate

are presented. The photometric UBV data for 230 flare stars are obtained. Limiting U-magnitude of observed stars is $\sim 18.^m0$.

The behaviour of the observed stars in the U—B—B—V diagram is discussed; they are generally located above the main sequence of this diagram. However, the space density of these stars increases toward the direction to the main sequence more rapidly than in the case of H_{α} — emission stars.

The location of flare stars on the U—B—B—V diagram is in accordance with the „fast-electrons” hypothesis.

ЛИТЕРАТУРА

1. A. D. Andrews, IAU, IV Colloq. Non-Periodic Phenomen in Var. Stars Budapest, 137, 1969.
2. A. D. Andrews, Vol. Obs. Top. y Tac., 5, No. 34, 195, 1970.
3. A. D. Andrews, Vol. Obs. Top. y Tac., 6, No. 38, 161, 1972.
4. L. Rosino, L. Pigatto; Contr. Astr. Obs. Asiago, No. 231, 1969.
5. В. Л. Страйжис, Методы исследования переменных звезд, изд-во «Наука», М., 225, 1971.
6. G. Haro, E. Chavira, Vol. Obs. Top. y Tac., 5, No. 32, 1969.
7. M. F. Walker, Ap. J., 115, 447, 1969.
8. Г. А. Гурздян, Астрофизика, 1, 319, 1965.
9. Г. А. Гурздян, Вспыхивающие звезды, изд-во «Наука», М., 1973.
10. G. A. Gurzadyan, Vol. Obs. Top. y Tac., 5, No. 35, 255, 1970.
11. В. А. Амбарцумян, Сообщ. Бюрак. обс., 13, 1954.
12. X. K. Arn и др., Происхождение и эволюция звезд, Изд. иностр. лит., М., 1962.
13. В. Н. Синческул, Каталог звездных величин, показателей цвета и т. д., изд-во «Наукова думка», Киев, 1971.
14. К. Г. Гаспарян, Сообщ. Бюрак. обс. 49, 23 1976.

И. К. АНДРЕАСЯН, Н. Л. ИВАНОВА

О ТЕЛЛУРИЧЕСКИХ ЛИНИЯХ В ОБЛАСТИ СПЕКТРА 5800—6600 Å

При изучении спектров звезд, полученных в сентябре—декабре 1971 г. в фокусе куде 1.5-метрового телескопа обсерватории Верхнего Прованса (Франция) доктором Терзяном, нами было зафиксировано большое число отчетливых, сравнительно резких линий земной атмосферы.

Для отождествления этих линий спектры были измерены на координатомере «Ascogecord», специально приспособленном в Бюраканской обсерватории для измерений по одной координате и впервые испытанном на данном наблюдательном материале.

Длины волн вычислялись по известной параболлической формуле:

$$\lambda_i = \lambda_0 + (n_i - n_0)a + (n_i - n_0)^2 b,$$

где λ_0 —длина линии спектра сравнения;

n_0 —средний отсчет наведения на линию спектра сравнения;

n_i —средний отсчет наведения на измеряемую линию;

a и b —постоянные, определенные по способу наименьших квадратов на ЭВМ «Напри 2».

Для области спектра от 5800 до 6600 Å из измерений линий неона мы получили $a=12.465 \text{ Å/мм}$, b практически равно нулю. Средняя квадратичная ошибка наведения на линии спектра сравнения $\sigma = \pm 0.16 \text{ Å}$, а на наиболее резкие линии поглощения земной атмосферы— $\sigma = \pm 0.034 \text{ Å}$. Для всех используемых линий спектра сравнения λ табличная минус λ , вычисленная по вышеприведенной формуле, не превышала 0.05 Å.

Длины волн обнаруженных теллурических линий приведены в таблице.

При отождествлении линий были использованы таблицы Мур и др. [1].

Мы надеемся, что приведенный в данной заметке список теллурических линий, встречающихся в звездных спектрах, будет полезен наблюдателям при изучении звезд в красной области спектра.

Пользуемся случаем выразить благодарность доктору А. Терзяну за предоставление нам для исследований спектрограмм, полученных им, как уже было сказано выше, в обсерватории Верхнего Прованса.

Таблица

λ таблич- ная [1]	Отождест- вление		λ таблич- ная [1]	Отождест- вление
5873-58	H ₂ O		6289-95	H ₂ O
5875-60	H ₂ O		6292-61	H ₂ O
5879-61	H ₂ O		6295-65	Atm
5883-90	H ₂ O		6295-96	O ₂
5889-64	H ₂ O		6299-23	O ₂
5890-20	H ₂ O		6302-00	O ₂
5891-66	H ₂ O		6323-87	H ₂ O
5893-04	H ₂ O		6472-48	H ₂ O
5896-29	H ₂ O		6475-06	H ₂ O
5898-17	H ₂ O		6475-82	H ₂ O
5899-92	H ₂ O		6479-49	H ₂ O
5900-04	H ₂ O		6480-25	Atm
5901-24	H ₂ O		6483-24	H ₂ O
5918-42	H ₂ O		6483-45	Atm
5918-96	H ₂ O		6483-76	H ₂ O
5919-64	H ₂ O		6486-78	H ₂ O
5924-27	H ₂ O		6490-65	Atm
5924-57	H ₂ O		6490-79	H ₂ O
5940-87	H ₂ O		6492-91	H ₂ O
5942-42	H ₂ O		6495-86	H ₂ O
5942-72	H ₂ O		6499-93	Atm
5958-24	H ₂ O		6504-19	H ₂ O
5975-10	H ₂ O		6506-36	Atm
5985-22	H ₂ O		6508-59	H ₂ O
6276-59	O ₂		6512-24	H ₂ O
6276-82	O ₂		6514-73	H ₂ O
6277-15	Atm?		6516-62	H ₂ O
6277-52	O ₂		6518-74	H ₂ O
6277-78	O ₂		6519-17	H ₂ O
6278-07	O ₂		6523-84	H ₂ O
6278-37	O ₂		6532-36	H ₂ O
9278-88	O ₂		6536-72	H ₂ O
6279-10	O ₂		6543-91	H ₂ O
6280-39	O ₂		6548-62	H ₂ O
6282-73	O ₂		6562-63	H ₂ O
6283-80	O ₂		6572-09	H ₂ O
6284-54	O ₂		6574-85	H ₂ O

Ն. Կ. ԱՆԴՐԵԱՍՅԱՆ, Ն. Լ. ԻՎԱՆՈՎԱ

ՍՊԵԿՏՐԻ 3800—6600 Å ՏԻՐՈՒՅԹԻ ԹԵԼԼՈՒՐԱԿԱՆ
ԳՄԵՐԻ ՄԱՍԻՆ

Ա մ փ ո փ ու մ

Բերված է Թեյլորական գծերի ցուցակը 5800—6600 Å տիրույթում, որոնք որոշակի մթնոլորտային պայմանների դեպքում կարող են վերադրվել դիտվող աստղերի սպեկտրների վրա:

N. K. ANDREASIAN, N. L. IVANOVA

ON THE TELLURIC LINES IN THE REGION 5800—6600Å

Summary

The list of wavelenghts of telluric lines in the region 5800—6600Å which can appear in the spectrum of observed stars at definite atmospheric conditions is given.

ЛИТЕРАТУРА

1. C. E. Moore, M. C. Minnaert, J. Houtgast, The solar spectrum 2935Å to 8770Å, National Bureau of Standards Monograph 61, 1966.

О РАЗМЕРАХ НЕОДНОРОДНОСТЕЙ МЕЖПЛАНЕТНОЙ ПЛАЗМЫ

При первых систематических наблюдениях межпланетных мерцаний радионисточников малых угловых размеров было установлено, что среднее значение индекса флуктуаций F в зависимости от углового расстояния радионисточника от Солнца φ описывается кривой, которая достигает своего максимума при некотором значении $\varphi = \varphi_m$. Это явление впервые наблюдалось на 38 Мгц у компактного источника Крабовидной туманности (3С 144) [1], а впоследствии, на разных частотах — у других источников. Выяснилось, что загиб кривой свойственен всем мерцающим радионисточникам, причем для каждой частоты имеется свое значение φ_m , на котором F достигает своего максимума. Причину такого поведения $F(\varphi)$ искали как в уменьшении размеров дифракционной картины на Земле при значении набега фазы на неоднородностях межпланетной плазмы $\Delta S_0^2 > 1$ [2], так и в рассеянии принимаемого радиоизлучения на неоднородностях межпланетной плазмы [3]. Однако вопрос остался нерешенным, поскольку загиб кривой $F(\varphi)$ происходил на таких значениях φ , при которых $\Delta S_0^2 < 1$.

После открытия мерцаний пульсаров на неоднородностях межзвездной плазмы было показано, что наблюдаемые угловые размеры дискретных радионисточников малых угловых размеров ограничены снизу [4]. Это ограничение наблюдаемых угловых размеров обусловлено двумя причинами: 1) синхротронным самопоглощением радиоизлучения в самих радионисточниках, 2) рассеянием радиоволн на неоднородностях межзвездной плазмы. При этом на высоких частотах ($\nu \gtrsim 200$ Мгц) преобладает синхротронное самопоглощение, а на сравнительно низких частотах ($\nu \lesssim 100$ Мгц) — межзвездное рассеяние. Поэтому наблюдаемые угловые размеры радионисточников являются эффективными:

$$\Theta = \sqrt{\Theta_{\text{ист.}}^2 + \Theta_{\text{расс.}}^2}.$$

В случае $\Theta_{\text{ист.}} \ll \Theta_{\text{расс.}}$ наблюдаемые угловые размеры разных источников на данной частоте могут совпадать. Этой причиной можно объяснить наличие большого числа мерцающих радионисточников с одинаковыми угловыми размерами [5—7].

Загиб кривой $F(\varphi)$ также объясняется ограничением наблюдаемых угловых размеров снизу. Поскольку размеры неоднородностей межпла-

нетной плазмы уменьшаются с уменьшением радиального расстояния от Солнца r_0 , то загиб кривой $F(\varphi)$ начинается на таких угловых расстояниях, при которых эффективный угловой размер источника становится равным угловым размерам неоднородностей: $\theta_{\text{расc}} \simeq \theta_{\text{ист}} \equiv \frac{a(r_0)}{z_0}$, где z_0 — расстояние центра неоднородного слоя от плоскости наблюдения. Поскольку $\theta_{\text{расc}} \sim \frac{1}{\nu^2}$, то с повышением частоты принимаемого радиоизлучения $r_{0\text{max}}$ (или φ_m) будет уменьшаться. Кроме того, кривые $F(\varphi)$ для всех радиоисточников, для которых выполняется условие $\theta_{\text{ист}} \ll \theta_{\text{расc}}$, должны загибаться на одинаковых угловых расстояниях от Солнца φ .

На основании наших данных [8, 9] и данных других авторов [1—2, 5—7, 10] нами исследовалась зависимость отношения радиального расстояния неоднородного слоя от центра Солнца $r_{0\text{max}}$, соответст-

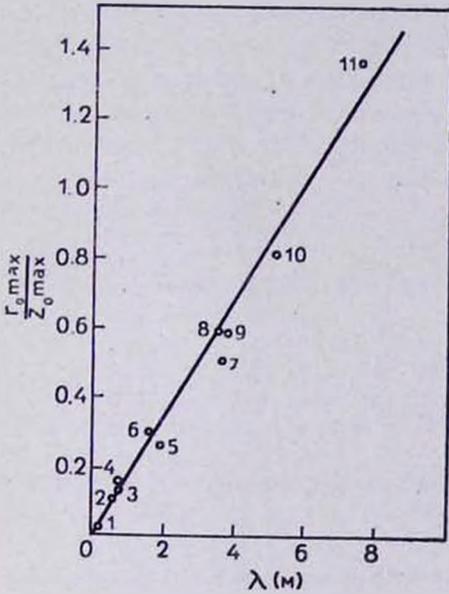


Рис. 1. Зависимость отношения $r_{0\text{max}}/z_{0\text{max}}$ от длины волны λ .

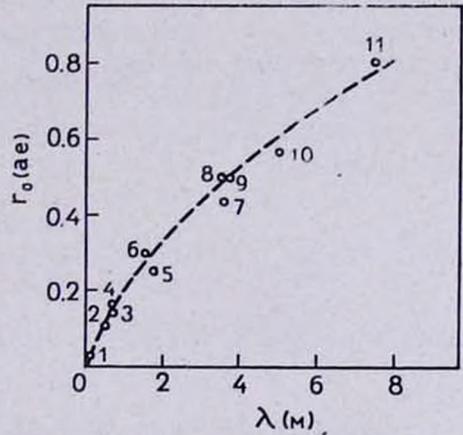


Рис. 2. Зависимость экспериментальных значений (\circ) $r_{0\text{max}}$ от длины волны λ . Сплошная линия представляет функцию $r_0 \sim \lambda^{2/3}$.

вующего угловому расстоянию $\varphi = \varphi_m$, к расстоянию неоднородного экрана от плоскости наблюдения $z_{0\text{max}}$ от длины волны принимаемого радиоизлучения λ . Соответствующая кривая, построенная по данным загиба кривой $F(\varphi)$ на разных частотах и для разных источников, приведена на рис. 1. Как видно из рисунка, с уменьшением длины волны

область неоднородностей, ответственная за загиб кривой $F(\varphi)$, действительно приближается к Солнцу.

По данным рис. 1 построена зависимость $r_{0max}(\lambda)$, которая приведена на рис. 2. Она с достаточной точностью совпадает с функцией $r_0 \sim \lambda^2/3$.

С помощью экспериментальной кривой $\frac{r_{0max}}{z_{0max}}(\lambda)$ можно установить зависимость величины размеров неоднородностей от радиального расстояния r_0 от центра Солнца: $a \sim r_0^3$. Линейной зависимости $\frac{r_{0max}}{z_{0max}}$ от λ соответствует квадратичная зависимость размеров неоднородностей межпланетной плазмы от расстояния r_0 от центра Солнца: $a \sim r_0^2$.

В настоящее время в результате исследования неоднородностей межпланетной плазмы методом мерцаний радионсточников на разных частотах и на разных расстояниях этих неоднородностей от центра Солнца r_0 накопилось много данных о размерах неоднородностей. Анализ этих данных привел Ридхеда [11] к заключению, что по мере удаления от центра Солнца размеры неоднородностей a увеличиваются по степенному закону $a \sim r_0^\beta$, где $\beta = 0,9 \pm 0,2$. В работе [12] показано, что некоторые из имеющихся экспериментальных данных лучше совпадают с теоретическими выводами, если показатель β степенной зависимости $a \sim r_0^\beta$ принять равным 1,5. Наша оценка показателя β сделана на основе независимых данных и, как видно из вышесказанного, ближе к значению 1,5.

Վ. Դ. ՓԱՆԱԶՅԱՆ

ՄԻՋՄՈՒՈՐԱԿԱՅԻՆ ՊԼԱՋՄԱՅԻ ԱՆՀԱՄԱՍԵՌՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԻ ԶԱՓԵՐԻ ՄԱՍԻՆ

Ա Մ Փ Ո Փ Ո Ւ Մ

Ցույց է տրված, որ միջմոլորակային առկայծուսման փորձարարական կորերի մաքսիմումին համապատասխանող կետում $\frac{r_{0max}}{z_{0max}}$ հարաբերությունը ուղիղ համեմատական է ընդունված ռադիոալիքի երկարությանը: Այս փաստից հետևում է, որ եթե առկայծող ռադիոաղբյուրների անկյունային շափերի սահմանը սահմանափակված է միջաստղային պլազմայի անհամասեռությունների վրա ռադիոալիքների ցրումով, ապա միջմոլորակային անհամասեռությունների շափերը՝ $a \sim r_0^2$, որտեղ r_0 -ն տեսագծի հեռավորությունն է Արեգակի կենտրոնից, իսկ z_0 -ը՝ անհամասեռությունների հեռավորությունն է Երկրից:

V. G. PANAJIAN

ON THE SIZES OF THE IRREGULARITIES OF THE
INTERPLANETARY PLASMA

Summary

It is shown that at the maxima of experimental curves $F(\varphi)$ of the interplanetary scintillations the ratio $\frac{r_{0max}}{z_{0max}}$ is proportional to the wavelength λ . From this it follows that if the minimum observable diameter of radio sources is due to the angular scattering of the radio waves on the irregularities of interstellar plasma then the sizes of interplanetary plasma irregularities must be proportional to a r_0^2 where r_0 is the distance of the line of site from the Sun and z_0 is the distance of irregularities from the Earth.

ЛИТЕРАТУРА

1. A. Hewish, S. E. Okoye, *Nature*, 207, 59, 1965.
2. M. H. Cohen, Observations of the Owens Valley Radio Observatory, 4, Pasadena, California, 1968.
3. В. И. Шишов, *Астр. ж.*, 47, 182, 1970.
4. B. J. Rickett, *Nature*, 224, 504, 1969.
5. D. E. Harris, G. A. Zeisig and R. V. Lovelace, *Astr. and Ap.*, 8, 98, 1970.
6. A. Hewish, L. T. Little, *M. N.*, 138, 393, 1968.
7. M. H. Cohen, E. J. Gudermann et al., *Ap. J.*, 150, 767, 1968.
8. Т. Д. Антонова, В. Г. Панаджян, В. И. Пызнар, *Астр. ж.*, 48, 19, 1971.
9. В. Г. Панаджян, *Астрофизика*, 5, 291, 1969.
10. A. Hewish, S. J. Burwell, *M. N.*, 150, 141, 1970.
11. A. C. S. Readhead, *M. N.*, 155, 185, 1971.
12. L. T. Little, *Astr. and Ap.*, 10, 301, 1971.

В. Г. ПАНАДЖЯН

СПЕКТРЫ МЕРЦАЮЩИХ КОМПОНЕНТ НЕКОТОРЫХ РАДИОИСТОЧНИКОВ

Известно, что межпланетные мерцания (МПМ) радионисточников позволяют исследовать их внутреннюю структуру — оценить угловые размеры, определить спектры мерцающих компонент, установить число компактных компонент в них и т. д. Чтобы реализовать эти возможности, необходимо использовать наблюдения межпланетных мерцаний в широком диапазоне частот. Однако такая задача доступна при работе многих коллективов. Поэтому ниже мы будем пользоваться имеющимися в литературе данными — зависимостью индексов флуктуаций от радиального расстояния луча зрения источника от Солнца, полученными разными авторами на разных длинах волн при разных состояниях активности Солнца.

Наблюдения межпланетных мерцаний радионисточников за прошедшие десять лет не обнаружили сильной зависимости средних значений индексов флуктуаций от активности Солнца. Согласно [1], в первом приближении можно пренебречь зависимостью индекса флуктуаций от активности Солнца.

Известно также, что в случае однокомпонентного точечного источника и при возмущении фазы волны на неоднородностях межпланетной плазмы $\Delta\psi < 1$ индекс флуктуаций $F_0 (F_0 = \sqrt{\Delta S^2/S})$ прямо пропорционален длине волны принимаемого радиоизлучения λ . В случае межпланетных мерцаний коэффициент пропорциональности k зависит от радиального расстояния r луча зрения источника от Солнца

Рассмотрим зависимость индекса флуктуаций F от длины волны принимаемого радиоизлучения λ в том случае, когда наблюдаемый радионисточник состоит из двух компонент — компактного (мерцающего) источника с угловыми размерами $\theta_1 < 0,05''$ и протяженного источника с угловыми размерами $\theta_2 > 2''$. Пусть α — спектральный индекс радионисточника как целого, α_m — спектральный индекс компактного компонента ($S \sim \nu^{-\alpha}$). Тогда индекс флуктуаций всего радионисточника F , очевидно, связан с индексом флуктуаций однокомпонентного точечного источника F_0 соотношением:

$$F = F_0 \frac{S_m}{S_0} = F_0 \frac{S_m}{S_m + S_n}, \quad (1)$$

где S_m — интенсивность компактного (мерцающего) компонента; S_n — интенсивность протяженного компонента; S_0 — интенсивность всего источника ($S_0 = S_m + S_n$).

Учитывая вышесказанное и пропорциональность индекса флуктуаций точечного источника длине волны, (1) можно привести к виду:

$$F \sim \lambda^{1+\alpha_m - \alpha}. \quad (2)$$

Выражение (2) позволяет определить спектральный индекс компактного (мерцающего) компонента — α_m при известном α , если имеется экспериментальная зависимость $F(\lambda)$ исследуемого радиоисточника.

Таким образом, при $\Delta\psi < 1$:

1) $F(\lambda) \sim \lambda$ в случае однокомпонентного точечного источника;

2) $F(\lambda) \sim \lambda^{1+\alpha_m - \alpha}$ в случае двухкомпонентного источника.

$F(\lambda)$ имеет сложную зависимость от λ , если исследуемый источник состоит из двух или более компактных компонент с разными спектрами.

Эти выводы нами были использованы при исследовании структуры нескольких радиоисточников. Для этого с помощью имеющихся в литературе индексов флуктуаций $F(r)$ на разных длинах волн [1—9] построены зависимости $F(\lambda)$ для нескольких радиоисточников при выбранном значении r (рис. 1, 2). Те же значения $F(\lambda)$ использованы также для построения спектров мерцающих компонент.

При построении зависимостей $F(\lambda)$ принималось во внимание то обстоятельство, что при данном значении r имеется некоторая длина волны λ' , когда индекс флуктуаций F максимален, что соответствует возмущению фазы волны на неоднородностях $\Delta\psi \simeq 1$. На длинах волн $\lambda < \lambda'$ $\Delta\psi < 1$, а при $\lambda > \lambda'$ $\Delta\psi > 1$. Поэтому чтобы обеспечить $\Delta\psi < 1$, необходимо брать только те значения F , для которых $\lambda < \lambda'$. Эта область для заданного r легко устанавливается с помощью кривой $r_{0m}(\lambda)$ [10].

Из построенных графиков индексов флуктуаций $F(\lambda)$ видно, что самую большую крутизну имеет кривая $F(\lambda)$ радиоисточника PKS 1148—00. Кроме того, из интерферометрических наблюдений на сверхдлинных базах он известен как, вероятно, однокомпонентный радиоисточник с очень малыми угловыми размерами (0,"002) [11]. Поэтому радиоисточник PKS 1148—00 нами был выбран как калибровочный однокомпонентный точечный.

При определении интенсивностей мерцающих компонент можно пользоваться выражением (1), приведя его к виду

$$S_m = S_0 \cdot \frac{F}{F_0}, \quad (3)$$

где индекс флуктуаций F исследуемого источника при выбранном r определяется из экспериментальных данных, а индекс флуктуаций

калибровочного источника F_0 считается известным. Поэтому точность вычисления $S_n(\lambda)$ с помощью (3) зависит от точности знания $F_0(\lambda)$.

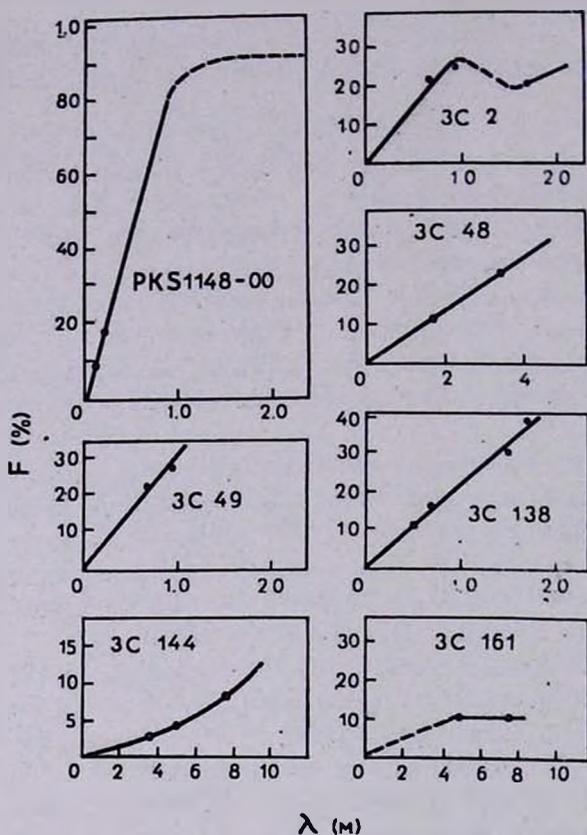


Рис. 1. Зависимость индекса флуктуаций F от длины волны принимаемого радионизлучения λ при $r=0,4$ а. е.

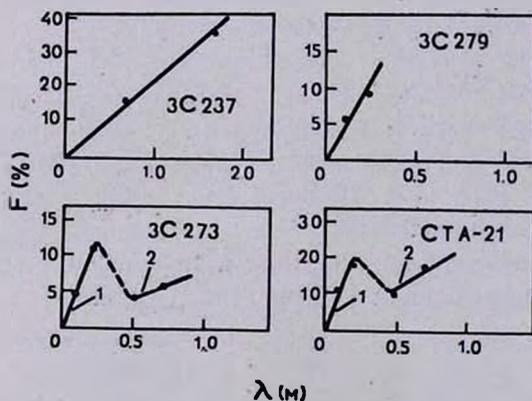


Рис. 2. Зависимость индекса флуктуаций $F(\lambda)$ при $r=0,4$ а. е.

Из экспериментальных данных известны значения $F_0(\lambda)$ радиоисточника PKS 1148—00, выбранного как калибровочный, только на двух длинах волн—на 11 и 21 см. При экстраполивании вне этих значений мы исходили из следующих соображений:

1) для однокомпонентного точечного источника $F_0(\lambda) \sim \lambda$, пока $F_0(\lambda)$ не превышает значения $0,7 \div 0,8$;

2) при больших значениях λ $F_0(\lambda)$ должна расти медленнее и постепенно достигать своего максимального значения—(0,9—1,0), а при дальнейшем увеличении λ $F_0(\lambda)$ должна загнуться вниз.

Как видно из [10], при выбранном значении $r=0,4$ а. е. $F_0(\lambda)$ достигает своего максимума на $\lambda=2,5$ м. Поэтому на длинах волн короче 2,5 м можно пользоваться экстраполированной кривой $F_0(\lambda)$ радиоисточника PKS 1148—00. Дополнительные ошибки при определении значений $F_0(\lambda)$ могут возникать из-за незнания точного хода функции $F_0(\lambda)$, когда F_0 превышает значения 0,8—0,9. Однако на длинах волн короче 1,0 м $F_0(\lambda)$ можно экстраполировать отрезком прямой линии, крутизна которой известна из экспериментальных данных—0,85 м⁻¹.

С помощью выражения (3), значений интенсивностей $S(\lambda)$ [12—14], а также известных значений F и F_0 определены спектры мерцающих компонент исследуемых радиоисточников, которые вместе со спектрами соответствующих источников приведены на рис. 3 и 4. При вычислении интенсивностей $S_M(\lambda)$ мерцающих компонент не учитывалось уменьшение значений индексов флуктуаций F из-за конечных значений угловых размеров мерцающих компонент. При известных угловых размерах компактных компонент и размерах неоднородностей межпланетной плазмы при выбранном $r=0,4$ а. е. можно было учитывать необходимую поправку. Соответствующие ошибки при угловых размерах (диаметра) на уровне e^{-1} гауссовского распределения радиояркости $2\theta_1=0",2$ и размерах (радиусов корреляции) неоднородностей межпланетной плазмы 200 км не превышают 15%.

Остановимся на особенностях приведенных графиков $F(\lambda)$ и спектров мерцающих компонент исследуемых радиоисточников.

Несмотря на то что зависимость индекса флуктуаций от длины волны квазара 3С 48 представляется прямой линией, квазар 3С 48 состоит из мерцающего и протяженного компонента, причем $\frac{S_M}{S_0} \approx 0,1$, а спектральный индекс мерцающего компонента равен спектральному индексу всего источника.

Индексы флуктуаций радиоисточников 3С 49, 3С 138, 3С 237 тоже несколько меньше, чем в случае калибровочного источника. Соответствующие зависимости $F(\lambda)$ этих источников тоже можно представить прямой линией. Однако расположение имеющихся значений F на одной линии—только необходимое условие двухкомпонентной модели. Поэтому значения индексов флуктуаций этих радиоисточников необходи-

мо иметь в широком диапазоне частот, чтобы построить адекватные модели этих источников.

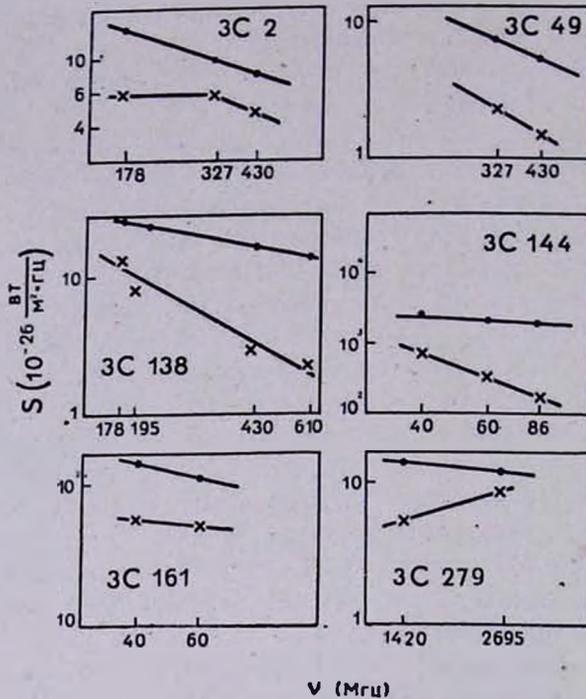


Рис. 3. Спектры исследуемых радиосточников (•) и их мерцающих компонент (x).

Имеющиеся три значения F радиосточника 3C 2 невозможно представить одной прямой линией, проходящей через начало координат. Поэтому надо полагать, что радиосточник 3C 2 скорее всего имеет два мерцающих компонента с разными спектральными индексами.

Зависимость $F(\lambda)$ радиосточника 3C 144 (Крабовидная туманность), как видно из рис. 1, растет быстрее, чем $F(\lambda) \sim \lambda$. Это значит, что спектральный индекс компактного источника 3C 144 можно определить из равенства:

$$1 + \alpha_m - \alpha = n, \quad (4)$$

где n — показатель степенной зависимости $F(\lambda) \sim \lambda^n$, полученной из экспериментальных данных. Имеющиеся значения $F(\lambda)$ радиосточника 3C 144 удовлетворяют квадратичной зависимости $F(\lambda) \sim \lambda^2$. Следовательно, при $n=2$, $\alpha_{3C 144} = 0,2$

$$\alpha_m = \alpha + (n-1) = 1,2.$$

Спектральные индексы радиосточника 3C 279 и его мерцающего компонента в дециметровом диапазоне волн имеют разные знаки—

спектральный индекс ЗС 279—положительный ($S \sim \nu^{-\alpha}$), а спектральный индекс его мерцающего компонента — отрицательный. Сопоставляя

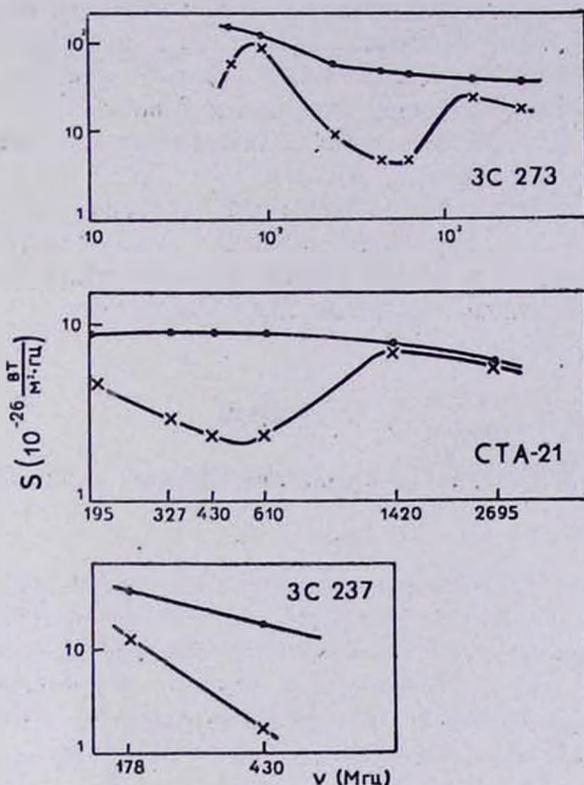


Рис. 4. Спектры радиоисточников (•) и их мерцающих компонент (x).

указанные спектры и принимая во внимание наличие мерцаний ЗС 279 на низких частотах, можно прийти к заключению, что в ЗС 279 имеется второй компактный компонент, который доминирует на частотах ниже 500 Мгц.

Зависимости $F(\lambda)$ радиоисточников ЗС 273 и ЗС 21 имеют сложный характер (рис. 2). Имеющиеся значения F каждого радиоисточника группируются вокруг двух линий, проходящих через начало координат. На длинах волн короче 25 см крутизна линии 1) почти совпадает с крутизной калибровочного источника PKS 1148—00, а на длинах волн длинее 30 см крутизна линии 2) намного меньше крутизны $F_0(\lambda)$ калибровочного источника. Как видно из приведенных спектров мерцающих компонент, спектр мерцающих компонент квазара ЗС 273 можно разложить на три простых спектра, каждый из которых доминирует в определенной части спектра, а спектр мерцающих компонент ЗС 21—

на два простых спектра, один из которых доминирует на частотах выше 500 Мгц, а второй—на сравнительно высоких частотах.

Методом межпланетных мерцаний подтверждаются наличие двух компактных компонент в радиоисточнике СТА 21 и сложная структура (наличие трех или более компактных компонент) квазара 3С 273. Из вышесказанного следует также, что радиоисточники 3С 273 и СТА 21 нельзя использовать как первичные калибровочные источники (особенно на длинах волн длиннее 25 см).

Таким образом, методом межпланетных мерцаний удастся исследовать внутреннюю структуру радиоисточников, если минимальное угловое расстояние последних от центра Солнца дает возможность наблюдать межпланетные мерцания в широком диапазоне частот.

15 ноября 1974 г.

Վ. Գ. ՓԱՆԱԶՅԱՆ

ՄԻ ՔԱՆԻ ՌԱԴԻՈԱՂՔՅՈՒՐՆԵՐԻ ԱՌԿԱՅՅՈՂ ԲԱՂԱԴՐԻՉՆԵՐԻ ՍՊԵԿՏՐՆԵՐԸ

Ա մ փ ո փ ու մ

Դիտարկված է երկբաղադրիչ ռադիոաղբյուրի միջմոլորակային առկայծոմաների գործակցի կախումը ընդունված ալիքի երկարությունից: Ստացված արդյունքներն օգտագործված են ռադիոաղբյուրների ներքին կառուցվածքն ուսումնասիրելու համար: Հետազոտվող և կետային ռադիոաղբյուրների առկայծոմաների գործակիցներով որոշված են հետազոտվող բազմաբաղադրիչ ռադիոաղբյուրների առկայծող բաղադրիչների սպեկտրները:

V. G. PANAJIAN

THE SPECTRA OF THE SCINTILLATING COMPONENTS OF SOME RADIO SOURCES

Summary

IP scintillation indices $F(\lambda)$ of double radio sources consisted of small ($\theta_1 \leq 0''.05$) and extended ($\theta_2 > 2''$) components are considered. The obtained results are used for investigation of the structure of scintillating radio sources. On the basis of the observational data the spectra of scintillating components of double and multiple radio sources are determined.

ЛИТЕРАТУРА

1. L. I. Little and A. Hewish, M. N., 138, 393, 1968.
2. L. I. Little and A. Hewish, M. N. 134, 221. 1966.
3. M. H. Cohen, E. J. Gundermann and D. F. Harris, Ap. J., 150, 767, 1967.

4. *M. H. Cohen, E. Gundermann*, *Ap. J.*, 155, 645, 1969.
5. *D. E. Harts, G. A. Zetslig and R. V. Lovelace*, *Astron. and Ap.*, 27, 105, 1974.
6. *G. Boirgols and C. Cheynet*, *Astron. and Ap.*, 21, 25, 1972.
7. *Pramesh Rao, S. M. Bhendari and S. Ananthakrishnan*, *Aust. J. Ph.*, 27, 105, 1974.
8. *Т. Д. Антонова, В. Г. Панаджян, В. С. Пынзаль*, *Аст. ж.*, 48, 19, 1971.
9. *В. Г. Панаджян*, *Сообщ. Бюрак. обс.*, 41, 3, 1970.
10. *В. Г. Панаджян*, *Сообщ. Бюрак. обс.*, 49, 46, 1976.
11. *K. I. Kellermann, et al.*, *Ap. J.*, 169, 1, 1971.
12. *K. I. Kellermann, Poully-Toth*, *Ap. J.*, 157, 1, 1969.
13. *F. W. Horton, R. G. Conway, E. J. Daintree*, *M. N.*, 143, 245, 1969.
14. *The Astrophysical Journal, Supplement Series*, 10, 1965.

М. А. ЕРИЦЯН

О НЕКОТОРЫХ ХАРАКТЕРИСТИКАХ КРИВЫХ БЛЕСКА ВСПЫШЕК ЗВЕЗДЫ EV Lac

В последнее время все больший интерес представляют исследования звезд типа UV Кита. Самые распространенные и простые фотометрические наблюдения этих звезд дали возможность получить оценку яркости вспышки, продолжительность вспышки и вид кривой яркости (морфология) [1—8].

В настоящей работе рассмотрены некоторые характеристики вспышек звезды EV Lac, наблюдаемых в Бюраканской обсерватории при помощи электрофотометра с быстровращающимся поляриондом, установленным на 16" телескопе [9]. Результаты поляриметрических измерений и кривые блеска приведены в работах [10—16].

Согласно работам [3—7], ветви падения кривой яркости вспышки обычно представляются по экспоненциальному закону

$$i(t) = i_0 e^{-\alpha t},$$

где $i(t)$ —интенсивность вспышки в момент t (t —время, отсчитываемое от момента максимума); i_0 —интенсивность вспышки при $t=0$; α —угловой коэффициент кривой или скорость падения яркости звезды. Однако, поскольку редко удается описать всю кривую с помощью одного значения α от максимума до нормального состояния звезды, то всю область кривой падения представляют [3—5] двумя экспоненциальными функциями. Так, согласно П. Ф. Чугайнову [5], нисходящая ветвь вспышки, считая от максимума блеска $i(t) = i_0$ до значения $i(t) = 0,3 i_0$, характеризуется одним угловым коэффициентом α , а остальная часть, от $i(t) = 0,3 i_0$ до $i(t) = 0$, характеризуется другим угловым коэффициентом α_1 , причем $\alpha_1 < \alpha$.

С этой точки зрения интересно определить зависимость между максимальной амплитудой вспышки i_0 и i' —амплитудой вспышки, где $\alpha_1 = \alpha$, т. е. амплитудой, соответствующей месту изгиба кривой блеска вспышки (рис. 1).

Значения i_0 , i' для 24 вспышек звезды EV Lac с амплитудами больше $i_0 = 0,4$ (в желтых и синих лучах и в интегральном свете), когда величина i' определяется довольно уверенно, приведены в таблице, а на рис. 2 отложены значения lgi_0 и lgi' , соответствующих вспышек.



Рис. 1. Типичная кривая изменения блеска звезды EV Lac во время вспышки (23.VIII.1971 [12]).

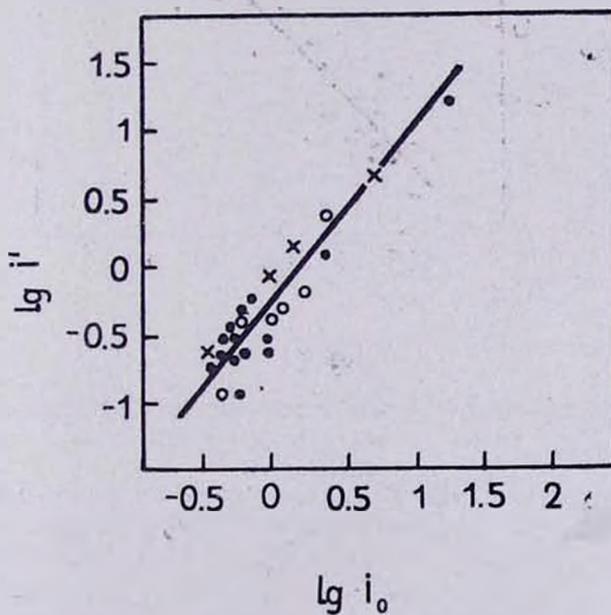


Рис. 2. Зависимость между максимальной амплитудой вспышки (i_0) и амплитудой (i'), соответствующей месту изгиба вспышки.

Как следует из рис. 2, между величинами lgi_0 и lgi' существует линейная зависимость:

$$lgi' = -0,45 + lgi_0,$$

откуда

$$i_0/i' = 2,8.$$

Кроме этого, представляет интерес выяснение также зависимости между скоростями роста и падения яркости вспышки. При этом необходимо отметить, что момент начала вспышки, особенно при быстром подъеме, трудно определить из-за постоянной времени данной измерительной системы. По этой причине в качестве характеристики скорости нарастания $i(t)$ был принят промежуток времени t_1 (в минутах), в течение которого $i(t)$ изменялась от $i_0/3$ до i_0 . Этот промежуток даже при сжатой записи кривой и при быстром подъеме определяется довольно уверенно.

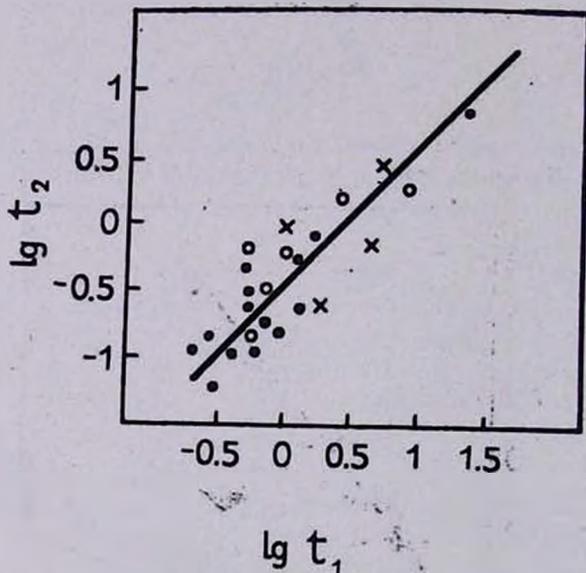


Рис. 3. Зависимость между временем возрастания (t_1) и затухания (t_2) интенсивности вспышки.

В таблице приведены также и определенные по нашим наблюдениям значения t_1 и t_2 , где t_2 —время падения кривой блеска вспышки от i_0 до $i_0/3$ характеризует скорость падения кривой блеска.

Из рис. 3, на котором отложены значения lgt_1 и lgt_2 , следует, что между величинами lgt_1 и lgt_2 также существует линейная зависимость:

$$\lg t_1 = -0,43 + \lg t_2,$$

откуда

$$t_2/t_1 = 2,7,$$

т. е. чем быстрее растет интенсивность, тем скорее она падает. Такая же зависимость между t_1 и t_2 для 10 вспышек звезды EV Lac была получена П. Ф. Чугайновым [5].

Таблица 1

Логарифмические значения величин i_0 , i' , t_1 и t_2 вспышек звезды EV Lac

№	Дата	i_0	i'	$\lg i_0$	$\lg i'$	t_1	t_2	$\lg t_1$	$\lg t_2$	ϕ_{λ_1}
1	11. X .69	1.5	1.1	0.18	0.04	0.4	1.2	-0.4	0.48	без
2	11. X .69	1.1	0.7	0.04	-0.16	1.7	2	0.23	0.3	.
3	17. X .69	7	4	0.84	0.6	2	8.2	0.3	0.9	.
4	7. XII.69	0.43	0.2	-0.37	-0.7	0.6	0.75	-0.22	-0.13	син.
5	8. IX.70	0.74	0.4	-0.13	-0.4	0.45	0.7	-0.36	-0.16	.
6	9. IX.70	1	0.2	0	-0.7	0.2	0.7	-0.7	-0.16	.
7	24. X.70	0.5	0.26	-0.3	-0.6	0.2	0.4	-0.7	-0.4	.
8	24. X.70	0.6	0.25	-0.22	-0.6	0.08	0.4	-1.1	-0.4	.
9	27. IX.70	0.5	0.2	-0.3	-0.7	0.2	0.6	-0.7	-0.24	.
10	1. X.70	25	13	1.4	0.1	9.3	19	0.96	1.28	.
11	19. IX.71	0.6	0.35	-0.22	-0.52	0.2	1.1	-0.7	0.18	.
12	16. IX.71	0.5	0.2	-0.3	-0.7	0.2	0.8	-0.7	-0.1	.
13	23. VIII.71	0.6	0.2	-0.22	-0.7	0.3	0.5	-0.5	-0.3	.
14	19. VIII.71	0.8	0.5	-0.1	-0.3	0.5	1.5	-0.3	0.18	.
15	20. IX.71	3	1	0.48	0	0.15	0.35	-0.8	-0.46	.
16	22. VIII.71	3	1.8	0.48	0.25	0.40	1.8	-0.4	0.25	ж.
17	19. XI.71	2	0.5	0.3	-0.3	1	4.4	0	0.64	.
18	11. XI.71	1.20	0.25	0.08	-0.6	0.1	0.5	-1.0	-0.3	син.
19	17. X.71	0.6	0.1	-0.22	-1.0	0.6	2.6	-0.22	0.4	.
20	16. X.71	0.5	0.2	-0.3	-0.7	0.1	0.2	-1.0	-0.7	.
21	10. XI.72	0.6	0.3	-0.16	-0.5	0.2	1.0	+0.48	0.7	ж.
22	1. XII.72	1	0.4	0	-0.4	1.2	5	-0.5	0	.
23	4. VIII.73	1	0.4	0	-0.4	0.3	2	-0.7	0.3	.
24	27. VII.73	0.5	0.1	-0.3	-1	0.17	0.5	-0.7	-0.3	.

Մ. Հ. ՆՐԻՑՅԱՆ

EV Lac ԱՍՏՂԻ ԲՈՒՆԿՄԱՆ ՊԱՅՇԱԹԻՈՒԹՅԱՆ ԿՈՐԵՐԻ ՄԻ ՔԱՆԻ ՀԱՏԿԱՆԻՇՆԵՐԻ ՄԱՍԻՆ

Ա մ փ ո փ ու մ

Ցույց է տրված, որ գծային կապ գոյություն ունի բռնկման առավելագույն ամպլիտուդի (i_0) և պայծառոթյան կորի թեքման տեղին համապատասխանող ամպլիտուդի (i'), ինչպես նաև բռնկման ինտենսիվության աճման և անկման ժամանակների միջև (նկ. 1, 2).

ON SOME CHARACTERISTICS OF LIGHT CURVES OF EV Lac
FLARES

Summary

It is shown that linear correlations exist between the maximal amplitude of the flare, and the amplitude of the turn-over of the light curve (Fig. 1), and also between the times of increase and decrease of the flare (Fig. 2).

ЛИТЕРАТУРА

1. K. Gordon, G. Kron, PASP, 61, 210, 1949.
2. W. E. Kunkel, Ph. D. Dissertation, 1967.
3. М. А. Аракелян, ДАН Арм. ССР, 29, 167, 1959.
4. П. Ф. Чугайнов, Изв. Крымской астрофиз. obs., 26, 1961.
5. П. Ф. Чугайнов, Изв. Крымской астрофиз. obs., 28, 150, 1962.
6. P. E. Rogues, Ap. J., 133, 934, 1961.
7. O. Abell, PASP, 71, 571, 1959.
8. Н. И. Шаховская, Изв. Крымской астрофиз. obs., 40, 84, 1974.
9. М. А. Ерицян, Сообщ. Бюрак. obs., 43, 33, 1971.
10. К. А. Григорян, М. А. Ерицян, Сообщ. Бюрак. obs., 42, 41, 1970.
11. К. А. Григорян, М. А. Ерицян, Астрофизика, 7, 303, 1971.
12. К. А. Григорян, М. А. Ерицян, Сообщ. Бюрак. obs. 44, 104, 1972.
13. К. А. Григорян, М. А. Ерицян, JBVS, № 497, 1970.
14. К. А. Григорян, М. А. Ерицян, А. Ц. № 570, 1970.
15. М. А. Ерицян, Сообщ. Бюрак. obs., 46, 23, 1975.
16. М. А. Ерицян, Сообщ. Бюрак. obs., в печати.

А. Т. ГАРИБДЖАНЯН

О РАСПРЕДЕЛЕНИИ ЗВЕЗД ТИПА UV Cet В ОКРЕСТНОСТИ СОЛНЦА

В 1970 г. М. А. Аракеляном [1] была произведена попытка сравнения пространственной плотности вспыхивающих звезд в окрестности Солнца и плотности этих объектов на сравнительно больших расстояниях. Для этого по близким звездам (до 10—15 пс) была построена функция светимости рассматриваемых объектов и далее было оценено математическое ожидание числа вспышек слабых звезд типа UV Cet при условии, что пространственная плотность этих звезд в окрестности Солнца может быть распространена на достаточно большие расстояния. Полученные результаты были сравнены с наблюдательными данными. Результаты, по-видимому, дают основание утверждать, что плотность звезд типа UV Cet при удалении от Солнца быстро падает.

В упомянутой работе принимались во внимание лишь те звезды, наблюдения которых возможны вне вспышек. Однако целесообразно при подобном анализе учитывать и те звезды, которые, будучи недоступны наблюдению вне вспышек, могут наблюдаться во время вспышки. И так как в настоящее время имеется более полный список вспыхивающих звезд типа UV Cet, составленный Н. И. Шаховской [2], вышеуказанная работа повторена была с помощью независимо построенной функции светимости.

Прежде всего по данным фотоэлектрических наблюдений четырех звезд типа UV Cet (AD Leo, EV Lac, YZ CM, UV Cet), собранным В. С. Осканяном, была построена функция $\nu(M_v, \Delta B)$, представляющая собой частоту вспышек с амплитудой ΔB звезд абсолютной величины M_v , которую необходимо иметь при подобной статистике.

В табл. 1 приведены абсолютная величина и суммарное время наблюдения для каждой из вышеупомянутых звезд.

Таблица 1

Звезда	ADLeo	EVLac	YZCM:	UVCet
M_v	12,52	13,25	13,90	17,39
$t(\text{мин})$	14 253	14 568	24 880	12 057

Кроме этого, о каждой вспышке имеется следующая информация:

1) продолжительность вспышки τ ;

2) максимальное значение абсолютной величины вспышки

$$M_1 = -2.5 \lg \max[X_1(t)] + \text{const.}; \quad (1)$$

3) время, в течение которого звезда излучает столько энергии, сколько добавочной энергии она излучает при данной вспышке:

$$P_s = \int_{\tau}^{\tau'} \frac{X_1(t)}{X_s} dt. \quad (2)$$

В (1) и (2) X_s есть излучение звезды вне вспышки, а $X_1(t)$ добавочное излучение вспышки в энергетических единицах.

Для сравнения пространственной плотности вспыхивающих звезд в окрестности Солнца с ее значением на больших расстояниях используются результаты фотографических поисков вспыхивающих звезд. Эти поиски производятся посредством последовательных экспозиций, причем на одной пластинке получается 5—10 последовательных изображений с небольшим координатным смещением телескопа. В частности, в настоящей работе использованы подобные наблюдения, произведенные с метровым телескопом системы Шмидта Бюраканской обсерватории. Продолжительность экспозиции при этих наблюдениях составляет, как правило, 5 мин. При этом вспышка считается установленной, когда повышение яркости наблюдается, по меньшей мере, в двух изображениях, и если амплитуда изменения яркости не меньше, чем

$$\Delta B = 0^m,5.$$

Из сказанного ясно, что не всякая вспышка, доступная наблюдению фотозлектрическим способом, будет обнаружена фотографически и, с другой стороны, мощные и достаточно продолжительные вспышки будут проявляться в более чем двух изображениях. Для учета этого обстоятельства фотозлектрически наблюдаемые вспышки, использованные при построении функции $v(M_s, \Delta B)$, были подвергнуты обработке, сущность которой заключается в следующем.

Было сделано предположение, что яркость звезды во время вспышки достигает максимума мгновенно

$$\max[X_1(t)] = X_1(0) \quad (3)$$

и далее убывает по закону

$$X_s + X_1(t) = at^2 + bt + c. \quad (4)$$

Выбор функции, описывающей кривую блеска, не имеет принципиального значения, поскольку, как будет показано в дальнейшем, существенно лишь время, в течение которого яркость звезды выше заданного уровня. А эта величина зависит лишь от τ и P_s .

Из определения τ ясно, что

$$X_I(\tau) = 0. \quad (5)$$

Получим явный вид функции

$$\Delta B = \Delta B(t)$$

с численными коэффициентами, где $\Delta B(t)$ — изменение абсолютной величины звезды во время вспышки.

Подставив в (4) $t=0$, $t=\tau$ и принимая во внимание (3) и (5), получим

$$X_s + \max[X_I(t)] = c; \quad (6)$$

$$X_s = a\tau^3 + b\tau + c. \quad (7)$$

Подставив далее (4) в (2), будем иметь

$$P_n = \frac{a}{3} \frac{\tau^3}{X_s} + \frac{b}{2} \frac{\tau^2}{X_s} + \frac{c - X_s}{X_s} \tau. \quad (8)$$

Решая систему уравнений (6), (7), (8), легко найти коэффициенты, входящие в правую часть (4):

$$a = - \frac{6P_n X_s - 3\tau \max[X_I(t)]}{\tau^3};$$

$$b = \frac{6P_n X_s - 4\tau \max[X_I(t)]}{\tau^2}; \quad (9)$$

$$c = X_s + \max[X_I(t)].$$

Записав (4) в виде

$$\frac{X_I(t)}{X_s} = a't^3 + b't + c' - 1, \quad (4a)$$

для a' , b' , c' на основании (9) будем иметь

$$a' = -6 \frac{P_n}{\tau^3} + 3 \frac{\max[X_I(t)]}{\tau^2 X_s};$$

$$b' = 6 \frac{P_n}{\tau^2} - 4 \frac{\max[X_I(t)]}{\tau X_s}; \quad (10)$$

$$c' = 1 + \frac{\max[X_I(t)]}{X_s}.$$

Принимая во внимание (1) и условие

$$M_n = -2.5 \lg X_s + \text{const}, \quad (11)$$

можем записать

$$\frac{\max[X_i(t)]}{X_s} = 10^{0.4(M_s - M_i)} \cdot \quad (12)$$

Подставив (12) в (10), получим численные значения a' , b' , c' :

$$a' = -6 \frac{P_B}{\tau^2} + 3 \frac{1}{\tau^2} 10^{0.4(M_B - M_i)};$$

$$b' = 6 \frac{P_B}{\tau^2} - 4 \frac{1}{\tau} 10^{0.4(M_B - M_i)};$$

$$c' = 1 + 10^{0.4(M_B - M_i)}.$$

Поскольку

$$M_B - \Delta B(t) = -2.5 \lg[X_s + X_f(t)] + \text{const},$$

с помощью (11) и (4а) получим

$$\Delta B(t) = 2.5 \lg(a't^2 + b't + c').$$

Разделив продолжительность каждой вспышки τ на десятиминутные интервалы, можем заменить данную вспышку k вспышками, где k —целая часть от $\left(\frac{\tau}{10}\right)$. Амплитуда i -той вспышки принималась равной

$$\Delta B_i = 2.5 \lg[a'(10i)^2 + b'(10i) + c'], \quad (13)$$

т. е. соответствовала изменению яркости звезды в конце каждого десятиминутного интервала.

Полученные результаты приведены в табл. 2. Под обозначением каждой звезды в первом столбце даны количества фотоэлектрически наблюдаемых вспышек из различных интервалов амплитуды в максимуме, а во втором—количества эквивалентных вспышек, полученные после вышеописанной обработки первых.

Таблица 2

ΔB	ADLeo	EVLac	YZCMi	UV Cet
0.50 — 0.75	1 1	3 2	2 2	— 1
0.75 — 1.00	1 2	5 —	2 —	— 2
1.00 — 1.25	1 1	3 —	2 2	— —
1.25 — 1.50	— —	— 2	3 1	— 1
1.50 — 1.75	— 1	1 1	6 1	7 1
1.75 — 2.00	1 —	1 —	— —	6 1
2.00 — 2.25	— —	— —	2 1	2 —
2.25 — 2.50	— —	— —	— 1	4 —
2.50 — 2.75	1 —	— —	1 1	1 —
2.75 — 3.00	— —	— —	— 1	2 —
3.00 — 3.25	— —	— —	— 1	1 —
3.25 — 3.50	— —	— —	1 1	3 —
3.50 — 3.75	— —	— —	— —	1 —
3.75 — 4.00	— —	— —	— —	3 —
4.00 — 4.25	— —	— —	— —	2 —
4.25 — 4.50	— —	— —	— —	1 —

Принимая во внимание время патрулирования каждой звезды, по количеству эквивалентных вспышек данной мощности можно вычислить некоторые значения функции $\nu(M_B, \Delta B)$. Способом наименьших квадратов эта функция была представлена в виде

$$\nu(M_B, \Delta B) = (-0.0965M_B^2 + 2.9479M_B - 25.1095) \cdot \Delta B + (0.4873M_B^2 - 14.542M_B + 118.877). \quad (14)$$

В табл. 3 по данным табл. 2 приведены максимальные амплитуды эквивалентных вспышек для соответствующих звезд.

Таблица 3

	M_B	max(ΔB)
AD Leo	12.52	1.5
EV Lac	13.25	1.5
YZ CM1	13.90	3.25
UV Cet	17.39	2.00

По данным табл. 3 методом наименьших квадратов была проведена парабола

$$\max(\Delta B) = -0.28M_B^2 + 8.64M_B - 62.55 \quad (15)$$

и было принято, что ею ограничивается мощность вспышек звезд данной абсолютной величины.

Затем методом, предложенным М. А. Аракелянном [3, 4], по данным каталога ближайших звезд [5] и списка [2] была вычислена ненормированная функция светимости карликов с эмиссионными линиями водорода и вспыхивающих звезд в непосредственной окрестности Солнца. Для их построения использовались объекты с наибольшим удалением в 15 пс.

Обе функции светимости были построены в цвете В, в котором ведутся фотографические поиски вспыхивающих звезд в Бюракане. Из каталога [5] использовано 75 звезд с эмиссионными линиями водорода, к которым из списка [2] добавлены LPM 63, G—24—16. Для 51 из этих 77 звезд имеются значения В—V, а для остальных 26 принято среднее значение в 1,^m6, полученное по звездам с известными показателями цвета. Функции светимости карликов с эмиссионными линиями водорода и вспыхивающих (со звездочкой) звезд приведены в табл. 4.

Таблица 4

M_B	12	13	14	15	16	17
$D(M_B)пс^{-3}10^5$	176.7	266.6	222.4	1510	80.6	2709
$D^*(M_B)пс^{-3}10^5$	88.4	133.4	111.2	1132	60.45	2031

Теперь можно оценить математическое ожидание количества вспышек, доступных фотографическому обнаружению.

Пусть ω ($=16$ квадратных градусов)—телесный угол, охватываемый данным телескопом, а B_0 ($=17.5$)—предельная величина при данной экспозиции. В скобках соответственно указаны поле и предельная величина при пятиминутной экспозиции метрового телескопа системы Шмидта Бюраканской обсерватории. Тогда вне вспышки этому телескопу доступны звезды до расстояния

$$R(M_B) = 10^{0.2(B_0 + 5 - M_B)}.$$

Если амплитуда равна ΔB , то вспышка может быть обнаружена на расстоянии

$$R(M_B, \Delta B) = 10^{0.2(B_0 + 5 - M_B + \Delta B)}.$$

При экспозициях продолжительностью в t минут количество ожидаемых вспышек, обусловленных звездами абсолютной величины M_B , вспыхнувших на ΔB , будет

$$n^*(M_B, \Delta B) = \frac{1}{3} \omega R^3(M_B, \Delta B) \cdot D^*(M_B) \cdot \nu(M_B, \Delta B). \quad (16)$$

Суммируя (16) по M_B с шагом, равным единице, и по ΔB с шагом, равным 0,25, получим математическое ожидание наблюдаемого количества вспышек за время t

$$N^* = \frac{1}{3} \omega t \sum_{M_B=13}^{17} D^*(M_B) \sum_{\Delta B=0.5}^{15} R^3(M_B, \Delta B) \cdot \nu(M_B, \Delta B). \quad (17)$$

В настоящей работе использованы значения $D(M_B^*)$ в интервале $[13^m, 17^m]$, для получения которого использована информация объектов с наибольшим удалением в 10 пс.

Суммируя в (17) по M_B в интервале $[13^m - 17^m]$, а по ΔB до величины, определяемой (15) (т. е. не принимая во внимание вспышки звезд вне интервала $[13^m - 17^m]$ и ограничивая мощность вспышек параболой (15)), мы искусственно занижаем значение N^* .

Для метрового телескопа системы Шмидта

$$N^* = 0.0324 \cdot t \text{ мин.} \quad (18)$$

В статьях В. С. Осканяна и В. Ю. Теребижа [6, 7] было показано, что интервалы времен между вспышками имеют случайный характер (подчиняются закону Пуассона). Поэтому, сравнивая результаты наблюдений со значениями (18), можно найти вероятности обнаруживаемых отклонений, пользуясь формулой Пуассона.

Следует, однако, учесть то обстоятельство, что четыре звезды, по которым вычислена функция $\nu(M_B, \Delta B)$, отличаются наибольшей вспышечной активностью. Поэтому было бы неверно распространять полученные по ним результаты на все вспыхивающие звезды в окрест-

ности Солнца*. Поскольку эти звезды составляют примерно одну десятую того количества вспыхивающих звезд, на основании которых построена функция светимости, то при вычислении ожидаемого количества вспышек использовались значения $D^*(M_B)$, составляющие одну десятую значений, приведенных в табл. 4.

Результаты произведенных в Бюракане наблюдений вспыхивающих звезд по данным [8—10] приведены в табл. 5.

Таблица 5

Направление	Время наблюдений, часы	Количество наблюдаемых вспышек	Ожидаемое количество вспышек	Вероятность отклонения
Плеяды	275	111	54	
NGC7023	40	0	8	$3.4 \cdot 10^{-4}$
Лебедь	23	2	5	$1.3 \cdot 10^{-1}$
Ясли	21	1	4	$9.2 \cdot 10^{-2}$
Орион	10	1	2	$4 \cdot 10^{-1}$
Поле на широте Плеяд	4	0	1	$3.7 \cdot 10^{-1}$
Сумма без учета Плеяд	98	4	19	$3.8 \cdot 10^{-3}$

Для каждого направления приведено суммарное время наблюдений, количество наблюдаемых вспышек, количество ожидаемых вспышек по (18) (с учетом упомянутой десятикратной поправки) и вероятность отклонения по формуле Пуассона. Как видно, во всех случаях, кроме направления Плеяд, ожидаемое количество вспышек превосходит наблюдаемое. Как известно [8—10], Плеяды содержат около тысячи вспыхивающих звезд, и данные наблюдений этой области ни в коем случае не могут быть использованы для оценки вспыхивающих звезд в поле. Что же касается данных по остальным направлениям, то они подтверждают вывод [1] о падении средней плотности вспыхивающих звезд при удалении от Солнца.

Автор благодарит М. А. Аракеляна за постановку задачи и многократные обсуждения, В. С. Осканяна за предоставление данных о вспышках звезд AD Leo, EV Lac, YZ CMi, UV Cet и О. С. Чавушяна за предоставление автору неопубликованных данных о результатах фотографических поисков вспышек.

Ա. Տ. ՂԱՐԻՋԱՆՅԱՆ

UV Cet ՏԻՊԻ ԱՍՏՂԵՐԻ ԲԱՇԽՈՒՄԸ ԱՐԵԳԱԿԻ ՇՐՋԱԿԱՅՔՈՒՄ

Ա մ փ ո փ ու մ

Կառուցելով Արեգակի անմիջական շրջակայքում բռնկվողների շնորմավորված լուսատվության ֆունկցիան գնհատվիլ է լուսանկարչական եղանակով

* Этим замечанием мы обязаны Н. И. Шаховской.

բունկում հայտնաբերելու մասին մատիկական սպասողականությունը: Ստացված արդյունքի համեմատումը դիտողական տվյալների հետ, ըստ երևույթին, հիմք տալիս ենթադրելու, որ UV Ceti տիպի աստղերի խտությունը Արեգակից հեռանալիս արագ նվազում է:

A. T. GHARIBJANIAN

THE DISTRIBUTION OF UV CETI TYPE STARS AROUND THE SUN

Summary

The non-normalized luminosity function of the flare stars in the vicinity of the Sun is determined and the mathematical expectation of flare detection by photographic methods is estimated. A comparison of obtained results with the observational data seems to allow the conclusion that the density of UV Ceti stars rapidly decreases with the distance from the Sun.

ЛИТЕРАТУРА

1. М. А. Аракелян, Сообщ. Бюрак. обс., 41, 56, 1970.
2. N. I. Shakhovskaya, IAU Colloq. 15, „New Directions and new Frontiers in Variable Star Research“, Bamberg, 1971, 138.
3. М. А. Аракелян, Астрофизика, 4, 617, 1968.
4. М. А. Аракелян, Астрофизика, 6, 531, 1970.
5. R. Woolley, E. A. Epps, M. J. Penston, S. B. Roscock, Royal Obs. Annals, 5, Catalogue of Stars within Twenty-five Parsecs of the Sun, 1970.
6. В. С. Осканян, В. Ю. Теремиж, Астрофизика, 7, 83, 1971.
7. В. С. Осканян, В. Ю. Теремиж, Астрофизика, 7, 281, 1971.
8. В. А. Амбарцумян, Л. В. Мирзоян, Э. С. Парсамян, О. С. Чавушян, Л. К. Ерастова, Астрофизика, 6, 7, 1970.
9. В. А. Амбарцумян, Л. В. Мирзоян, Э. С. Парсамян, О. С. Чавушян, Л. К. Ерастова, Астрофизика, 7, 319, 1971.
10. В. А. Амбарцумян, Л. В. Мирзоян, Э. С. Парсамян, О. С. Чавушян, Л. К. Ерастова, Э. С. Казарян, Г. Б. Оганян, Астрофизика, 8, 475, 1972.

Г. В. АХУНДОВА, И. Л. ИВАНОВА, М. А. МНАЦАКАНЯН

РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ПРОСТРАНСТВЕННЫХ СКОРОСТЕЙ В АССОЦИАЦИЯХ ЦЕФЕЙ ОВ2 И ЦЕФЕЙ ОВ3

Целью настоящей работы является исследование распределения пространственных скоростей в ассоциациях Цефей ОВ2 и Цефей ОВ3 с применением метода, предложенного в [1].

Внутренние движения в ассоциации Цефей ОВ2 по собственным движениям исследовались Б. Е. Маркарянном [2] и Н. М. Артюхиной [3], [4]. Общими авторами доказано расширение ассоциации, причем Артюхина предполагает наличие двух центров расширения, совпадающих с рассеянными скоплениями Тг 37 и NGC 7160. Динамический возраст ассоциации Цефей ОВ2 оценен в 4.5×10^6 [2] и $\sim 10^6$ [4] лет.

Кинематика ассоциации Цефей ОВ3 исследована Гарманн [5]. На основании собственных движений, выведенных автором по двум парам пластинок с разностью эпох в 47 лет, получено расширение ассоциации и оценен возраст в 7.2×10^6 лет. Блаау по фотометрическим данным [6] показал, что ассоциация Цефей ОВ3 также делится на две группы разного возраста.

Следует отметить, что для обеих ассоциаций (расстояния 650 и 725 *пс* соответственно) точность определения собственных движений в лучшем случае вдвое уступает точности определения лучевых скоростей, не говоря уже о систематических ошибках при измерениях собственных движений.

Тем более интересно применить метод [1], позволяющий с помощью остаточных лучевых скоростей и наблюдаемого распределения звезд в проекции на небесную сферу представить распределение пространственных скоростей вокруг центра ассоциации.

Для исследования ассоциации Цефей ОВ2 были использованы лучевые скорости, полученные в Шемахинской обсерватории АН Азерб. ССР [7], вместе с данными, опубликованными ранее [8]. Звезды, принадлежащие к ассоциации, отбирались по фотометрическим расстояниям ($8^m.0 \leq m_0 - M \leq 10^m.0$). Для двух подгрупп, выделенных Артюхиной [3, 4] в ассоциации Цефей ОВ2, использовано соответственно 10 и 35 звезд с известными лучевыми скоростями. Для ассоциации Цефей

ОВЗ лучевые скорости для 28 звезд взяты из [5] (12 и 16 для двух подгрупп, выделенных по фотометрическим данным Блауа [6]).

На основании этих данных и формул (19)—(21) из работы [1] были вычислены значения средней пространственной скорости \bar{v} и среднего пространственного расстояния \bar{r} от центра ассоциации для определенных группировок звезд. Из результатов, представленных на рис. 1 и 2, следует, что для всех четырех подгрупп наблюдается возрастание \bar{v} с \bar{r} , и это находится в согласии с представлением о расширении звездных ассоциаций [9].

Далее, для всех четырех подгрупп с достаточной уверенностью можно сделать вывод о линейной зависимости функции $\bar{v}(\bar{r})$. Прямые на рис. 1 и 2 проведены методом наименьших квадратов с учетом весов, соответствующих числу звезд в каждой группе. Из зависимости $\bar{v}(\bar{r})$ были оценены значения возраста звезд каждой подгруппы, которые мы и привели в таблице.

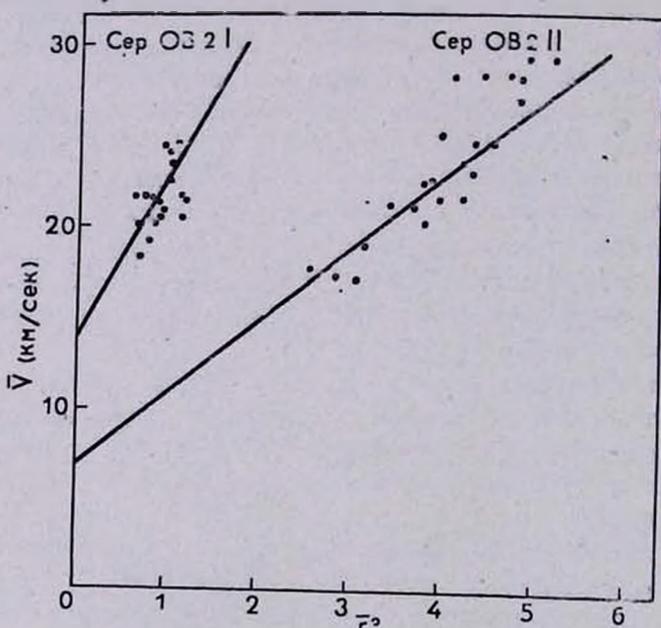
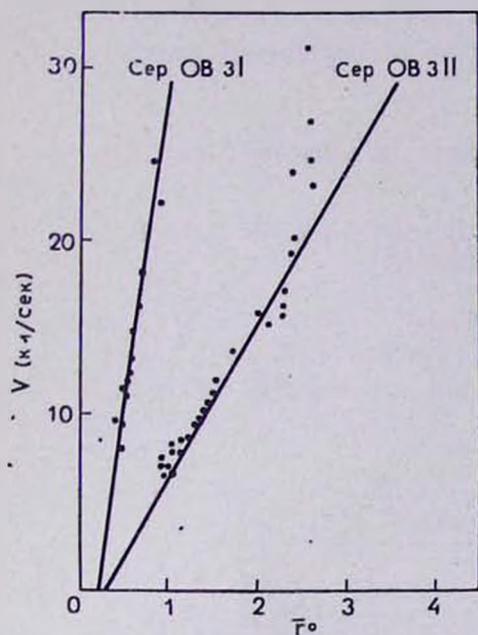


Рис. 1. Зависимость \bar{v} от \bar{r} для двух подгрупп ассоциации Цефей ОВ2.

Полученные оценки возрастов находятся в согласии с данными других авторов [2], [5], [6].

Таким образом, все четыре случая качественно соответствуют линейному возрастанию функции $\bar{v}(\bar{r})$. Чтобы получить более надежное представление о характере зависимости $\bar{v}(\bar{r})$, можно объединить все

четыре подгруппы в одну, улучшив тем самым статистику. При этом нужно свести все подгруппы к одному возрасту и одному расстоянию,



Таблица

Ассоциация	Возраст (в годах)
Цефей OB2 I	$1.3 \cdot 10^6$
Цефей OB2 II	$2.8 \cdot 10^6$
Цефей OB3 I	$3.6 \cdot 10^5$
Цефей OB3 II	$1.6 \cdot 10^6$

Рис. 2. Зависимость \bar{v} от \bar{r} для двух подгрупп ассоциации Цефей OB3.

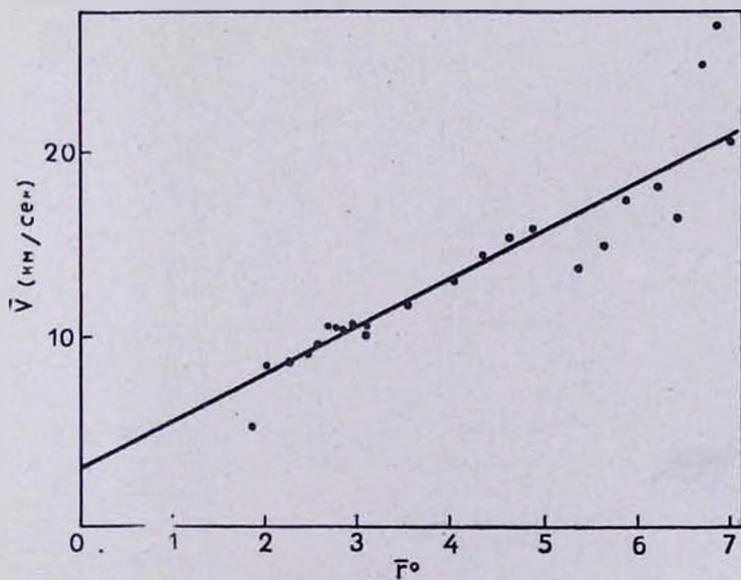


Рис. 3. Зависимость \bar{v} от \bar{r} для синтетической ассоциации.

предполагая, что при физическом подобии подгрупп разных наклона прямых объясняется только различием в возрасте и расстоянии.

Как видно из рис. 3. полученная для такой синтетической ассоциации зависимость также свидетельствует о возрастании функции $\overline{v(r)}$.

Գ. Վ. ԱՄՈՒՆԴՈՎԱ, Ն. Լ. ԻՎԱՆՈՎԱ, Մ. Ա. ՄՆԱՇԱԿԱՆՅԱՆ

ՏԱՐԱՄԱԿԱՆ ԱՐԱԳՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԻ ԲԱՇԵՈՒՄԸ ՑԵՖԵՈՍ ՕՅ 2 և ՕՅ 3
ԱՍՏՂԱՍՓՅՈՒՒՆԵՐՈՒՄ:

Ա մ փ ո փ ո մ

Ցեֆեոս ՕՅ₂ և ՕՅ₃ աստղասփյունների աստղերի մնացորդային տեսագծային արագությունների և նրանց տեսանելի բաշխման հիման վրա ստացված են ույդ համակարգերում աստղերի տարածական արագությունների բաշխումները:

Արագության մեծությունը գծորեն աճող կախվածության մեջ է գտնվում կենտրոնից ունեցած հեռավորության հետ:

G. V. AKHUNDOVA, N. L. IVANOVA, M. A. MNATSAKIAN

THE DISTRIBUTION OF THE VALUES OF SPACE VELOCITIES IN
ASSOCIATIONS CEPHEUS OB2 AND OB3

Summary

The distribution of the values of space velocities in associations Cepheus OB2 and OB3 has been studied by the use of residual radial velocities and distributions of stars in projection on the celestial sphere.

It has been obtained that the dependence $v(r)$ of the stars of the associations upon the distance from the center is a linear-increasing function.

ЛИТЕРАТУРА

1. Л. В. Мирзоян, М. А. Мнацаканян, *Астрофизика*, 6, вып. 3, 1970.
2. Б. Е. Маркарян, *Сообщ. БАО*, № 11, 1953.
3. Н. М. Артюхина, *АЖ*, 31, № 3, 1954.
4. Н. М. Артюхина, *Тр. ГАИШ*, 29, 1956.
5. К. D. Garman, *AJ*, 78, № 2, 1973.
6. А. А. Влагов, *Ap. Rev. astron. astrophys.*, 2, 1964.
7. И. А. Асланов, Г. В. Лхундова, Н. Л. Иванова, *Циркуляр ШАО*, 39, 1975.
8. Н. А. Abt, E. S. Biggs, *Bibliography of Stellar Radial Velocities*, New York, 1972.
9. В. А. Амбарцумян, *АЖ*, 26, № 3, 1949.

А. Л. ГЮЛЬБУДАГЯН

МОДЕЛЬ ФУОРА

Замечательные изменения блеска, наблюдавшиеся у звезд FU Ориона и V 1057 Лебеда, вызвали широкий интерес. Каждая из этих звезд пережила за несколько месяцев подъем блеска на 6^m в фотографических лучах, причем первая из них в 1936 г., а вторая—в 1969 г. Светимость этих звезд после подъема блеска изменилась незначительно. Абсолютная визуальная величина V 1057 Лебеда оценивается в $M_v = -3,3$ [1]. О спектре первой из этих звезд до вспышки ничего не известно, а звезда V 1057 Лебеда на основе спектрограмм, снятых Хербигом, причислена к классу K с явными признаками звезды типа T Тельца. Чтобы отличить эти объекты от вспыхивающих звезд, которые после непродолжительной вспышки возвращаются в прежнее состояние, В. А. Амбарцумян предложил именовать их фуорами по названию одной из этих звезд—FU Ориона. Им же было дано объяснение подъема блеска фуоров. Предлагаемая работа является попыткой расчета модели фуора, предложенной В. А. Амбарцумяном [2].

В данной модели принимается, что в хромосфере звезды или еще выше находится источник высокоэнергичных частиц. Когда же после подъема блеска вокруг звезды образуется оболочка, то в ней происходит переработка кинетической энергии частиц в энергию излучения. Подозревается, что этот источник существовал и до вспышки, но мы от него не получали энергии, так как такой переработки в сколько-нибудь заметных количествах не происходило. Через несколько месяцев после подъема блеска оболочка становится стационарной. Здесь для нас безразлично, означает ли эта стационарность неподвижность оболочки или имеет место равновесие между притоком в оболочку и оттоком из оболочки вещества. Последнее, видимо, и имеет место в действительности.

Оболочку считаем сферически симметричной и состоящей из водорода. Поскольку толщину оболочки берем больше пути, проходимого частицами до полной потери скорости, то можно разбить оболочку на две зоны: в первой зоне частицы полностью теряют энергию, которая перерабатывается в излучение (как будет показано ниже, в основном в видимое излучение), а во второй зоне происходит диффузия этого излучения с перераспределением по частотам.

В качестве частиц берутся протоны и электроны, но так как кинетическая энергия электронов при одинаковой с протонами скорости в 1836 раз меньше, то вкладом электронов можно пренебречь и считать, что оболочка нагревается только протонами. В работах, учитывающих нагревание протонами, обычно принимается, что значение кинетической энергии протонов заключено в интервале 0,3—20 Мэв (см., например, [3] и [4]). Мы принимаем, что основная масса протонов имеет энергию, заключенную в этом интервале, но для удобства расчетов выполним их для энергии $E_k = 10$ Мэв.

Радиус оболочки принимаем равным $r = 2,5 \cdot 10^{13}$ см, толщину ее $\Delta r = 4 \cdot 10^{11}$ см, плотность атомов водорода $n = 10^{24}$ см⁻³, поток протонов на поверхности оболочки $j = 8 \cdot 10^{13}$ см⁻². сек⁻¹. При этих условиях поток энергии, приносимой протонами, будет порядка наблюдаемых светимостей фуоров.

Ниже в разделах 1—4 рассмотрено состояние вещества и излучения в первой зоне, а в последнем, 5-ом разделе—во второй.

1. Толщина первой зоны. За толщину первой зоны принимаем путь, на котором протоны полностью теряют энергию. Протоны с данной кинетической энергией ($E_k = 10$ Мэв) основную часть энергии теряют на упругие столкновения со свободными электронами и на возбуждение и ионизацию атомов водорода. Для энергетических потерь протонов, проходящих через ионизованную среду, имеем из [5] следующее приближенное выражение:

$$E_k \frac{dE_k}{dr} \approx -1,16 \cdot 10^6 \text{ эв/см}, \quad (1)$$

где E_k — кинетическая энергия протонов.

После интегрирования по E от начальной энергии (в нашем случае 10^7 эв) до нуля для пути, проходимого протоном до остановки, получим значение $l \approx 4,3 \cdot 10^7$ см. Если же будем считать, что энергия протонов в первой зоне остается постоянной, а в конце ее сразу падает до нуля, то толщину первой зоны можем найти из выражения

$$[n_1 b_{1c}(\chi_1 + E) + n_1 b_{12} h\nu_{12} + n_e \Delta(e, p)] l \approx 10^7 \text{ эв}, \quad (2)$$

где b_{12} и b_{1c} — соответственно эффективные сечения возбуждения и ионизации протонами атомов водорода [6]; j — поток протонов; χ_1 и $h\nu_{12}$ — энергия ионизации с первого уровня и энергия возбуждения второго уровня; E — средняя энергия вторичных электронов [7]; $\Delta(e, p)$ — энергия, отдаваемая протонами свободным электронам (значение последней взято из [5]). Отсюда получаем $l \approx 8,6 \cdot 10^7$ см. В дальнейшем принимаем, что энергия протонов при их движении в первой зоне не меняется и для l берем последнее значение.

2. L_a излучение. Для получения потока L_a излучения решаем совместно уравнение стационарности для второго уровня и уравнение переноса L_a излучения:

$$n_1 n_2 C_{12} + n_1 B_{12} \rho_{12} + n_1 b_{12} j + n_e n^+ \sum_{l=3}^{\infty} A_{cl} = n_2 A_{21} + n_2 C_{21}; \quad (3)$$

$$1^* \frac{dI(z, \mu)}{dz} = -I(z, \mu) k_{12}(\nu_{12}) + \frac{n_2 A_{21} h \nu_{12}}{4\pi}, \quad (4)$$

где C_{12} и C_{21} —коэффициенты ударного возбуждения и деактивации; A_{cl} —коэффициенты рекомбинации. Суммирование в члене $n_e n^+ \sum_{l=3}^{\infty} A_{cl}$ начинается с 3 ввиду большой оптической толщины первой зоны в бальмеровском континууме.

Толщина первой зоны намного меньше радиуса оболочки, поэтому принимаем плоско-параллельную модель. Решаем уравнения методом Шустера при граничных условиях, учитывающих равенства потока нулю на внутренней границе и отсутствие падающего извне излучения на внешней. В итоге для выходящего из первой зоны L_α излучения по формуле $E_{L_\alpha} = 4\pi r^2 \pi \bar{I} \Delta \nu_{12}$, где \bar{I} —средняя интенсивность L_α излучения на внешней границе; $\Delta \nu_{12}$ —доплеровская ширина линии, получаем $E_{L_\alpha} \approx 5,6 \cdot 10^{30}$ эрг/сек. Из (3) можем найти среднее значение населенности второго уровня; получаем $n_2 \approx 3,4 \cdot 10^9$ см⁻³.

Малость L_α излучения (энергия протонов $E \approx 10^{37}$ эрг/сек) объясняется деактивацией второго уровня электронными ударами второго рода.

3. Видимое излучение. Так как первая зона полностью прозрачна для видимого излучения, то оно беспрепятственно выходит из нее, в то время как и L_c и L_α излучения из-за большой оптической толщины первой зоны ($\tau_{L_c} \approx 1,3 \cdot 10^4$, $\tau_{L_\alpha} \approx 1,18 \cdot 10^3$) в основном превращаются в видимое излучение—в пашеновский континуум. В видимое же излучение превращается в основном и бальмеровский континуум ($\tau_{Ba_c} = 4,1$). Таким образом, основная часть выходящего из первой зоны излучения есть видимое излучение. Оно находится по формуле

$$E_v = 4\pi r^2 \Delta r 4\pi \int_{\nu_{12}} \frac{2h\nu^3}{c^2} e^{-\frac{h\nu}{kT_e}} n_e n^+ [k_{re}(\nu) \frac{g_2}{g_1} \frac{h^3 e^{\frac{h\nu_2c}{kT_e}}}{2(2\pi m_e kT_e)^{3/2}} + k_{cc}(\nu)],$$

откуда получаем $E_v \approx 6,7 \cdot 10^{38}$ эрг/сек.

4. Нахождение электронной плотности и электронной температуры. Температуру находим из уравнения энергетического баланса

$$n_1 b_{1c} j(E + \chi_1) + n_1 b_{12} j h \nu_{12} + j n_e \Delta(e, p) = n_e n^+ \left(\sum_{l=3}^{\infty} A_{cl} e_l + f + \sum_{l=3}^{\infty} A_{cl} h \nu_{lc} \right), \quad (5)$$

где в левой части члены полностью идентичны таковым в уравнении (2), в правой же части дана энергия, освобождаемая при рекомбинациях и свободно-свободных переходах (суммирование начинается с 3

ввиду большой оптической толщины в лаймановском и бальмеровском континуумах).

Для нахождения электронной плотности имеем уравнение ионизационного равновесия

$$n_1 b_{1c} j + n_1 n_e C_{1c} + n_2 n_e C_{2c} = n_e n^+ \sum_{l=3}^{\infty} A_{cl}, \quad (6)$$

где C_{1c} и C_{2c} —коэффициенты ударной ионизации электронами.

Искомые величины находятся следующим образом. Сначала задано значение T_e , затем, подставляя его в (3) и (6), решаем эти уравнения относительно n_e и n_2 и найденные значения подставляем в (5). Получаем новое значение T_e , с ним продолжаем ту же процедуру. В итоге находим следующие значения: $T_e \approx 11600^\circ$, $n_e \approx 7,67 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$, $n_2 \approx 3,4 \cdot 10^9 \text{ см}^{-3}$.

5. Условия во второй зоне. Как было указано выше, протоны до второй зоны не доходят—в ней происходит диффузия излучения, выходящего из первой зоны.

Температура во второй зоне находится по формуле $T^4 = T_{eff}^4 \left(\frac{\sqrt{3}}{4} + \frac{3}{4} \tau \right)$ для внешней части и по формуле $T^4 = T_{eff}^4 \left(\frac{1}{2} + \frac{3}{4} \tau \right)$ для более глубоких слоев. Здесь T_{eff} взято из соотношения $bT_{eff}^4 = H$, где H —поток излучения. Получаем $T_{eff} \approx 7000^\circ$. Зная температуру для отдельных частей второй зоны, можно найти и электронную плотность. Связь между оптической глубиной, температурой и электронной плотностью приведена в табл. 1.

Таблица 1

τ	0.05	0.35	0.65	0.95	1.45	1.95	2.95	3.95	4.95
$T(^\circ\text{K})$	5790	6390	7000	7340	7860	8280	8990	9550	10000
$n_e(\text{см}^{-3})$	$3.32 \cdot 10^{11}$	12,8	38,7	71,2	149	245	450	645	775

В качестве основного механизма поглощения для внешних частей принимаем поглощение отрицательными ионами водорода, для более глубоких—возбужденными и ионизованными ионами водорода. Связь между оптической и геометрической глубинами приведена в табл. 2,

Таблица 2

τ	0,1	0,4	0,7	1	1,5	2	3	4	5
$r(\text{см})$	$8,9 \cdot 10^{10}$	21,2	26,2	28	31,2	33,3	36,2	38	39,6

где обе величины отсчитываются от наружной поверхности. Толщину второй зоны берем с таким расчетом, чтобы значения T и n_e на ее внутренней поверхности соответствовали значениям T_e и n_e в первой зоне.

6. **З а к л ю ч е н и е.** Нами рассчитана модель только для одного случая, поскольку значения почти всех параметров однозначно определяются из наблюдений. Оценка спектрального класса фуора (сейчас оценивается в F 5) дает эффективную температуру, зная которую определяем радиус оболочки. По виду линий поглощения найдено значение ускорения силы тяжести [8], откуда получаем значение для плотности в оболочке. Оценивая абсолютную светимость, получаем плотность потока протонов на поверхности оболочки. Единственным свободным параметром оказывается кинетическая энергия протонов, от которой зависит толщина оболочки. Значение последней для данной модели несущественно. Масса оболочки получается равной $M \approx 2,6 \cdot 10^{-6} M_{\odot}$, что составляет лишь ничтожную часть полной массы звезды, оцениваемой в $8 M_{\odot}$ [8]. На самом деле масса оболочки, видимо, больше этой оценки, а сама оболочка простирается за вторую зону, чем и можно объяснить наличие избытка излучения в инфракрасной области спектра по сравнению со спектром, получаемым из моделей для звездных фотосфер.

Автор признателен академику В. А. Амбарцумяну за обсуждение результатов работы.

7 августа 1974 г.

Ա. Լ. ԳՅՈՒԼՐՈՒԴԱՂՅԱՆ

ՖՈՒՐԱԻ ՄՈԴԵԼԸ

Ա մ փ ո փ ու մ

Դիտարկված է Վ. Հ. Համբարձումյանի կողմից առաջարկված [2] ֆուորի մոդելը: Ցույց է տրված, որ եթե ջրածնային թաղանթը, որը առաջացել է ֆուորի բնկումից, տաքացվում է 10^7 էՎ կինետիկ էներգիա ունեցող պրոտոններով, ապա այդ թաղանթը կարելի է բաժանել երկու տիրույթների: Առաջին տիրույթում տեղի է ունենում պրոտոնների կինետիկ էներգիայի վերափոխումը ճառագայթման: Երկրորդ տիրույթում այդ ճառագայթումը ենթարկվում է դիֆուզիայի: Հաշված է երկու տիրույթում նյութի և ճառագայթման վիճակը հետևյալ դեպքում՝ պրոտոնների լրիվ կինետիկ էներգիան $E = 10^{37}$ էրգ/վրկ, թաղանթի շառավիղը $r = 2.5 \cdot 10^{12}$ սմ, ջրածնի ատոմների խտությունը թաղանթում $n = 10^{14}$ սմ⁻³, Առաջին տիրույթի համար ստացվել են՝ էլեկտրոնային ջերմաստիճանը $T_e \approx 11600^\circ$, էլեկտրոնային խտությունը $n_e \approx 7,67 \cdot 10^{13}$ սմ⁻³, Երկրորդ տիրույթի համար ստացվել է էֆեկտիվ ջերմաստիճանի արժեքը $T_{eff} \approx 7000^\circ$ և էլեկտրոնային խտության ու ջերմաստիճանի բաշխումը ըստ խորությունի: Երկրորդ տիրույթի հաստությունը $\Delta r \approx 4 \cdot 10^{11}$ սմ վերցվել է ալնպես, որպեսզի n_e -ի և T -ի արժեքները նրա ներքին սահմանում համապատասխանեն n_e -ի և T_e -ի արժեքներին առաջին տիրույթում:

A FUOR MODEL

Summary

The model of a fuor, proposed by V. A. Ambartsumian [2], is considered. It is shown, that if the hydrogen envelope formed during fuor's flare is being heated by protons having kinetic energy $E_k = 10^7 \text{ eV}$, the envelope can be divided into two zones. In the first zone the proton's kinetic energy transforms into the radiation. In the second zone a diffusion of that radiation takes place. The state of a matter and a radiation in both zones is computed for the following case: the whole protons' kinetic energy $E = 10^{37} \text{ erg/sec}$, the envelope's radius $r = 2,5 \cdot 10^{10} \text{ cm}$, the hydrogen atom's density in the envelope $n = 10^{24} \text{ cm}^{-3}$. For the first zone the electron density $n_e = 7,67 \cdot 10^{23} \text{ cm}^{-3}$ and the electron temperature $T_e = 11600^\circ$ are obtained. For the second zone the effective temperature $T_{\text{eff}} = 7000^\circ$ is obtained and the variation of electron density and temperature with depth is computed. The thickness of the second zone is obtained so as the values of n_e and T at its inner boundary correspond to the values of n_e and T_e in the first zone.

ЛИТЕРАТУРА

1. T. Simon, N. D. Morrison, S. C. Wolff, D. Morrison, *Astron. Ap.*, 20, 99, 1972.
2. В. А. Амбарцумян, *Астрофизика*, 7, 557, 1971.
3. R. Ramaty, E. A. Boldt, S. A. Colgate, J. Silk, *Ap. J.*, 169, 87, 1971.
4. R. L. Ptak, R. E. Stoner, *Ap. J.*, 179, L89, 1973.
5. D. E. Osterbrock, R. A. Parker, *Ap. J.*, 141, 892, 1965.
6. D. R. Bates, G. Griffing, *Proc. Phys. Soc.*, A66, 961, 1953.
7. J. Bergeron, S. Collin-Souffrin, *Astron. Ap.*, 25, 1, 1973.
8. G. L. Grasdalen, *Ap. J.*, 182, 781, 1973.

М. А. МНАЦАКАНЯН

К ВОПРОСУ НАХОЖДЕНИЯ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ЗВЕЗД В СКОПЛЕНИЯХ

1. **Введение.** Если придерживаться представлений В. А. Амбарцумяна о возникновении звезд в ассоциациях и расширении и распаде звездных агрегатов, то можно сделать, например, предположение об окончании процесса звездообразования в некоторых таких агрегатах. В этой связи не исключена возможность существования в центральных областях этих систем полости, не содержащей звезд вообще или же обладающей малой плотностью. Вопрос существования такой полости возникает естественным образом, какова бы ни была наша гипотетическая точка зрения на происхождение и эволюцию звездных систем: вследствие различий динамических и эволюционных условий в центральной и внешней областях системы.

Обнаружение существующей полости обычно используемыми численными методами определения пространственной плотности звезд является довольно трудным из-за отсутствия достаточно большого количества данных о распределении звезд в отдельных системах в проекции на небесную сферу. Такая возможность представляется, однако, весьма реальной, если используется предложенный в [1] метод наложения, применимый к сравнительно бедным по числу звезд шаровидным скоплениям. (В этой связи показательна полемика, возникшая в работах [4, 5] и [2, 6]).

Напомним вкратце идею метода наложения. Раз уж для восстановления пространственного распределения звезд в системах предполагается сферическая симметрия пространственного распределения, то будем считать, что исходное распределение звезд в проекции на небесную сферу обладает круговой симметрией. Если звезда в проекции находится на расстоянии ρ от центра системы, то примем, что она с одинаковой плотностью вероятности могла находиться в любой точке окружности радиуса ρ вокруг центра системы. Такое размазывание каждой звезды вдоль соответствующей окружности приводит к сравнительно «богатой» одномерной функции распределения звезд* (формула (4) работы [1]). По этой

* Нетрудно, кстати, дать обобщение этого метода на случай скопления с некруговой симметрией.

функции уже известным образом можно определить пространственное распределение звезд в системе (подробнее об этом см., например, в [3]).

Дело в том, однако, что для решения задачи восстановления пространственного распределения важно знать положение центра симметрии распределения, который при реализации с малым числом звезд может не совпасть с геометрическим или физическим центром системы. Поэтому возможная ошибка в выборе центра распределения звезд в проекции может сказаться на искомой функции распределения звезд в пространстве и исказить действительную картину распределения, а в частности, и размеры полости.

Данная заметка посвящена оценке влияния указанной ошибки на искомое распределение звезд в шаровидной системе. С этой целью мы сформулируем метод наложения для более общего случая—нескольких перекрывающихся в проекции систем, который позволит определить распределение звезд в отдельной системе, и применим его для разрешения данного вопроса. Имея в виду, что поставленная задача представляет также самостоятельный интерес, мы изложим ее несколько подробнее, чем этого достаточно для указанной вспомогательной роли.

2. Метод наложения для перекрывающихся в проекции систем. Пусть несколько одинаковых сферически-симметричных скоплений, каждое из которых имеет плотность одномерного распределения $f(x)$, в проекции на небесную сферу перекрывают друг друга, так что непосредственно определить распределение звезд в отдельном скоплении не представляется возможным. Положения центров этих скоплений мы считаем заданными. Нашей задачей является определение $f(x)$ —распределения звезд в отдельном скоплении. Для решения этой задачи поступим следующим образом.

Наложим рассматриваемую картину распределений звезд и центров скоплений произвольным образом саму на себя. Мы получим некое расположение вдвое большего числа скоплений и некое распределение вдвое большего числа звезд на плоскости, которое будет соответствовать именно полученному расположению центров скоплений. Иначе говоря, если бы центры скоплений были расположены полученным образом, то звезды этих скоплений были бы распределены на плоскости именно так, как мы получили в результате наложения. Наложим опять исходную карту на полученную карту произвольным образом и т. д. После достаточного числа наложений можно получить карту с достаточно густым распределением центров скоплений в некоторой ограниченной области.

Спроецируем теперь обогащенную посредством наложений карту на произвольную ось x . Пусть $g(x)$ есть плотность распределения центров скоплений вдоль оси x . Практически эту функцию можно считать непрерывной. Плотность распределения самих звезд обозначим

посредством $Q(x)$. Тогда, если $f(x)$ есть плотность одномерного распределения звезд отдельного скопления по оси x , очевидно,

$$Q(x) = \int_{-\infty}^{\infty} f(x-t)g(t)dt. \quad (1)$$

Это интегральное уравнение типа «свертки» относительно $f(x)$ решается преобразованием Фурье.

В частности, исходная карта может содержать только одно скопление. Если накладывать эту карту на себя, поворачивая ее на разные углы, но так, чтобы центр скопления все время совпадал сам с собой, то мы приходим к методу наложения, изложенному в [1].

Заметим только, что, если для одного скопления описанный метод представляет собой фактически лишь геометрическую интерпретацию известного решения интегрального уравнения Абеля, то в случае нескольких перекрывающихся скоплений метод наложения дает существенно новый подход к задаче, аналитическое решение которой неизвестно.

Нетрудно обобщить метод наложения и на случай N неодинаковых, но подобных скоплений, когда функция распределения k -го скопления есть $C_k f(x)$. Постоянные C_k , предполагающиеся известными, пропорциональны числам звезд в отдельных скоплениях.

Можно решить задачу и без применения метода наложения: она сводится к функциональному уравнению

$$G(x) = f(x) + \sum_{k=1}^{N-1} C_k f(x + \omega_k), \quad (2)$$

где $G(x)$ — плотность звезд вдоль некоторой оси x (произвольной!), а ω_k — расстояние до центра k -го скопления в проекции на эту ось. Решением этого уравнения при условии $f(\infty) = 0$ является функция

$$f(x) = \sum_{n=0}^{\infty} (-1)^n G_n(x), \quad (3)$$

$$\text{где } G_n(x) = \sum_{i_1=1}^{N-1} \sum_{i_2=1}^{N-1} \dots \sum_{i_n=1}^{N-1} C_{i_1} C_{i_2} \dots C_{i_n} G(x + \omega_{i_1} + \omega_{i_2} + \dots + \omega_{i_n}).$$

Интересно заметить, что это решение получается, если использовать метод наложения, но примененный частным образом, а именно, наложением карты на себя с последовательными бесконечно малыми параллельными сдвигами вдоль оси x . Такое решение, понятно, не является точным и практически удобным. Хотя метод наложения в указанном применении приводит к решению функционального уравнения (2), но суть этого метода заключается в том, что он «обогащает» искомую карту распределения именно при наложении карты на себя под разными углами, что, фактически, эквивалентно усреднению одномерного распределения по различным направлениям оси x , выбор которого был произволен,

Заметим, что в случае двух скоплений непосредственное проектирование карты на ось, перпендикулярную линии центров данных двух скоплений, позволяет найти

$$(C_1 + C_2) f(x),$$

то есть распределение $f(x)$ для отдельного скопления.

3. *Влияние ошибки выбора центра.* Вернемся к вопросу оценки влияния ошибки в выборе центра симметрии на функцию распределения звезд в скоплении. Предположим, что центр распределения звезд находится в точке 0, но мы выбрали в качестве него точку, находящуюся на расстоянии a от 0-центра в проекции на небесную сферу. Тогда, вращая карту вокруг a -центра, мы получим с помощью метода наложения функцию распределения с плотностью $f_a(x)$. Пусть $f_0(x)$ есть действительная плотность распределения звезд, соответствующая величине $a=0$.

Метод наложения приводит к распределению истинного центра скопления по окружности радиуса a вокруг a -центра с плотностью

$$g(x) = \begin{cases} \frac{1}{\pi\sqrt{a^2 - x^2}}, & x \leq a, \\ 0, & x > a. \end{cases} \quad (4)$$

Нормировка

$$\int_{-a}^a g(x) dy = 1$$

соответствует тому, что карта содержит только одно скопление. Заметим, что предел функции $g(x)$ при $a \rightarrow 0$ есть δ -функция Дирака.

Согласно (1),

$$f_a(x) = \int_{-a}^a f_0(x-t)g(t)dt. \quad (5)$$

Преобразуем выражение (5) следующим образом:

$$f_a(x) = \int_0^a [f_0(x+t) + f_0(x-t)]g(t)dt$$

и перепишем в виде

$$f_a(x) - f_0(x) = \int_0^a [f_0(x+u) + f_0(x-u) - 2f_0(x)]g(u)du.$$

Выражение в квадратных скобках представляет собой вторую конечную разность для функции $f_0(x)$ и равно удвоенной величине стрелки $h_u(x)$, соответствующей дуге $(x-u, x+u)$ кривой $f_0(x)$. В таком обозначении, с учетом того, что функция $g(x)$ сосредоточена на отрезке $(0, a)$, имеем

$$f_a(x) - f_0(x) = 2 \int_0^a h_u(x) g(u) du. \quad (6)$$

Обозначим максимальную величину стрелки для дуг $(x-u, x+u)$, где $|u| \leq a$, посредством $h_a(x)$

$$h_a(x) = \max_{|u| < a} h_u(x). \quad (7)$$

Тогда для разности $f_a - f_0$ имеем следующую оценку:

$$|f_a(x) - f_0(x)| \leq h_a(x). \quad (8)$$

Эту оценку улучшить нельзя.

Таким образом, отклонение функций $f_a(x)$ и $f_0(x)$ друг от друга есть величина второго порядка малости по a (a мала относительно характерных размеров скопления).

В работах [2, 3] было показано, что в центральной части скопления Плесяд имеется полость относительно вспыхивающих звезд. Существование сферической полости радиуса r_0 определяется обращением функции $f_0(x)$ в постоянную в интервале $|x| < r_0$. Приведенные соображения позволяют заключить, что возможная ошибка в выборе центра распределения только уменьшает размеры существующей полости. Действительный радиус полости всегда превышает то значение радиуса, которое получается из условия обращения $f_a(x)$ в постоянную, причем превышает на величину, равную a .

Մ. Ա. ՄՆԱՏԱԿԱՆԻԱՆ

ԱՍՏՎԱԿՈՒԻՅՏԵՐՈՒՄ ԱՍՏՎԵՐԻ ԻԱՇԽՄԱՆ ՈՐՈՇՄԱՆ ՄԱՍԻՆ

Ա մ փ ն փ ու մ

Քննարկվում է առանձին աստղակույտում աստղերի բաշխման ֆունկցիայի որոշման խնդիրը, երբ մի քանի միատեսակ գնդաձև աստղակույտեր պրոեկցիայում երկնային սֆերայի վրա միմիանց ծածկում են: Աստղերի բաշխման քարտեզի կրկնավերադրման գործնական եղանակը խնդիրը հանգեցնում է թվային ֆուրյե-ձևափոխությանը:

M. A. MNATSAKIAN

ON THE DETERMINATION OF THE STAR DISTRIBUTION IN
STELLAR CLUSTERS

Summary

The problem of the determination of the star distribution function in a separate stellar clusters is discussed for the case when a few similar

globular clusters are partly projected on each other. The practical method of a multiple overlapping of the star distribution map brings the problem to a digital Fourier transformation.

ЛИТЕРАТУРА

1. М. А. Мнацаканян, ДАН Арм. ССР, 48, 33, 1969.
2. L. V. Mirzoyan, M. A. Mnatsakanian, IBVS, 528, 1971.
3. Л. В. Мирзоян, М. А. Мнацаканян, Астрофизика (в печати).
4. П. Н. Холопов, Астрон. ж., 48, 529, 1971.
5. P. N. Kholopov, IBVS, 566, 1971.
6. L. V. Mirzoyan, M. A. Mnatsakanian, IBVS, 604, 1971.

Ю. Л. ВАРТАНЯН, Н. К. ОВАКИМОВА

ХОЛОДНОЕ ИСПАРЕНИЕ НЕЙТРОНОВ ИЗ ЯДЕР В СВЕРХПЛОТНОМ ВЕЩЕСТВЕ

Для исследования физических явлений, протекающих в пульсарах, особый интерес представляет состояние вещества в их оболочках, где плотности на два-три порядка ниже ядерной. При таких плотностях вещество состоит из вырожденного газа электронов и нейтронов, а также перегруженных нейтронами атомных ядер. Вычисление уравнения состояния такого вещества обычно проводится [1, 2] для гипотетического случая ядерной материи, где энергия, приходящаяся на один нуклон, при данной плотности минимальна. Наиболее полным исследованием среди работ этого цикла является [3], где с учетом эмпирических данных о ядерных взаимодействиях построена модель, которая справедлива и для плотностей, непосредственно примыкающих к ядерной, когда концентрация наружного нейтронного газа настолько приближается к ядерной плотности, что можно говорить о непрерывном растворении ядер и образовании сплошной ядерной материи.

Однако при рассмотрении конкретных процессов, происходящих в оболочках пульсаров, весьма важно знание химического состава вещества, что в свою очередь связано с эволюционным ходом, через который прошло данное состояние. В [4] было рассмотрено образование химических элементов при сжатии холодного и горячего вещества. Была показана возможность образования неравновесного химического состава с избытком нейтронов при наличии сверхтяжелых ядер, которые могли служить источником ядерной энергии в оболочках нейтронных звезд [5].

Другой механизм получения ядерной энергии в сверхплотном веществе, связанный с туннельным переходом нейтронов между соседними ядрами в результате их сближения при колебаниях около положений равновесия в кристаллической решетке, был предложен в [6].

Здесь мы рассматриваем изменения, которые будут происходить с веществом определенного начального химического состава, в качестве которого в силу известных причин [7] выбраны железо Fe^{56} и магний Mg^{24} , при увеличении плотности начиная со значений, при которых в среде образуется наружный вырожденный нейтронный газ ($\rho \sim 10^{12} \text{ г/см}^3$). Ранее при исследовании этой области в случае фиксированного химического состава делались предположения, которые не обосновывались.

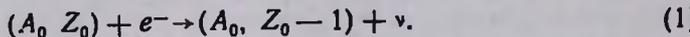
Так, в [8, 9] предполагалось, что после образования нейтронов конденсация и параметры ядер (массовое число и порядковый номер) не изменяются, а дальнейший рост плотности происходит за счет увеличения концентрации нейтронов.

В [2] принималась другая схема, согласно которой при увеличении концентрации наружного нейтронного газа из-за конденсации нейтронов на ядрах увеличивалось число нуклонов в ядре A , а порядковый номер Z (число протонов в ядрах и наружных электронов) оставался без изменения. Однако при более корректном рассмотрении [4] такая модель также оказывается неверной.

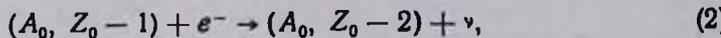
В [4] было показано, что при увеличении плотности при фиксированном начальном химическом составе массовое число ядер A должно не увеличиваться, а уменьшаться из-за холодного испарения нейтронов из ядер. Возвращаясь к этому вопросу, здесь мы подробно анализируем влияние этого эффекта на уравнение состояния. Кроме того, при вычислении ядерных переходов учтено наличие наружного вырожденного нейтронного газа, что в [4] не было сделано.

При вычислении энергии β -переходов и отделения нейтрона от ядра необходимо знать массу ядра в зависимости от параметров A и Z , т. е. $M(A, Z)$. Так как ядра, находящиеся в сверхплотном веществе, бывают аномально перегружены нейтронами (отношение A/Z может достигать до $3+4$) и в обычных условиях не могут существовать, то для массы таких ядер необходимо аппроксимировать выражения, справедливые для обычных ядер. В [4, 10] в этих целях были использованы данные, полученные в [11] с помощью оптической модели. Здесь для массы ядра $M(A, Z)$, так же как в [1, 2], мы будем пользоваться формулой Вейцзекера. Нам кажется, что результаты, полученные с ее помощью, будут давать качественно правильную картину. Кроме того, для наружного вырожденного нейтронного газа мы не будем учитывать ядерное взаимодействие, что можно оправдать тем, что рассматриваемая область плотностей на один—два порядка ниже ядерной.

При плотности $\rho \geq 10^9 \text{ г/см}^3$ вещество состоит из релятивистского вырожденного электронного газа и атомных ядер. С увеличением плотности энергия Ферми электронного газа увеличивается, и, наконец, когда она сравнивается с энергией β -захвата ядра, идет реакция

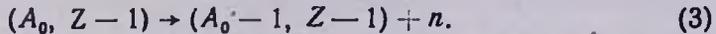


Если ядро (A_0, Z_0) четно-четное, то в силу большой устойчивости четно-четных ядер непосредственно за реакцией (1) идет следующая ступень

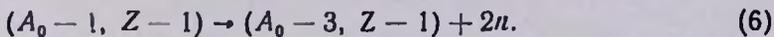
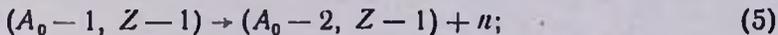
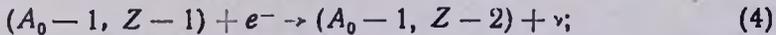


которая протекает неравновесно, с выделением тепловой энергии. В [12] этот механизм был рассмотрен как возможный источник энергии в белых карликах.

С увеличением плотности процесс обогащения ядер нейтронами (процесс β -захвата) идет до тех пор, пока энергия отделения нейтрона от ядра, уменьшаясь, не приравняется нулю, когда уже после очередного равновесного β -захвата станет возможной не только реакция типа (2), но и отделение от ядра нейтрона



Образовавшееся после этой реакции нечетно-четное ядро оказывается обычно неустойчивым. Энергетически возможно, чтобы с ним шли одна или несколько из следующих реакций:



Эти процессы в различных комбинациях повторяются до образования стабильного при данной концентрации вырожденных электронов и нейтронов ядра (A_p, Z_p).

Дальнейшее увеличение плотности приводит снова к β -переходам. При этом энергия отделения нейтронов от ядра Q_n уже может стать больше нуля. Однако, если она меньше энергии Ферми наружного газа нейтронов $\varepsilon_f(n)$, то вылет нейтрона невозможен. При условии $Q_n \geq \varepsilon_f(n)$ происходит снова вылет нейтронов из ядра и уменьшение массового числа ядра. Равновесные значения (A, Z), а также значения параметров наружного газа электронов и нейтронов (концентрации, давления), соответствующие различным значениям плотности, приведены в табл. 1 и 2. При этом для массы ядра, как уже отмечалось, была использована формула Вейцзекера:

$$M(A, Z) = Am_n - Z(m_n - m_p) - a_0A + a_sA^{2/3} + a_eZ^2A^{-1/3} + a_{as}(1 - 2Z/A)^2A + a_p\delta A^{-3/4}, \quad (7)$$

где значения коэффициентов в *Mev*: $a_0 = 15.75$, $a_s = 17.8$, $a_e = 0.71$, $a_{as} = 23.7$, $a_p = 34$, $\delta = 1, 0$, — 1 соответственно для случаев: 1) A — четное, Z — четное; 2) A — нечетное; 3) A — четное, Z — четное. Тогда для энергии β -захвата в *Mev* получим

$$\varepsilon_\beta = M(A, Z) - M(A, Z - 1) = 96.1 - (2Z/A)(94.8 + 0.71A^{2/3}) + 68\delta_1A^{-3/4}, \quad (8)$$

а для энергии отделения нейтронов

$$Q_n = M(A - 1, Z) + m_n - M(A, Z) = 7.95 + 11.87A^{-1/3} - (Z/A)^2(94.8 + 0.237A^{2/3}) + 34\delta_2A^{-3/4}, \quad (9)$$

где при четном A $\delta_1 = 1$, если Z четное, и $\delta_1 = -1$, если Z нечетное, при нечетном A $\delta_1 = 0$, а $\delta_2 = 1$ и -1 соответственно для случаев: 1) $(A - Z)$ — нечетное, 2) $(A - Z)$ — четное.

Так как в равновесном состоянии энергия β -захвата равна энергии Ферми электронного газа, то по ε_F можно определить плотность числа электронов

$$n_e = [\varepsilon_F(\text{MeV})/6.107]^3 \cdot 10^{33} \text{ см}^{-3}, \quad (10)$$

а следовательно, и плотность ядер

$$n_0 = n_e/Z \text{ см}^{-3}. \quad (11)$$

Теперь можно определить и плотность числа нейтронов

$$n_n = n_0(A_0 - A) \text{ см}^{-3}, \quad (12)$$

а также энергию Ферми наружного нейтронного газа

$$\varepsilon_F(n) = 1.981 n_n^{2/3} \cdot 10^{-24} \text{ MeV}. \quad (13)$$

Как уже было отмечено, от ядра отделяются нейтроны, если $Q_n \geq \varepsilon_F(n)$. Так как неустойчивыми являются четно-четные ядра, то, как видно из табл. 1, каждый цикл начинается именно с таких ядер.

Все процессы одной ступеньки (одного цикла), кроме первого β -захвата, протекают неравновесно, в силу чего они сопровождаются выделением энергии, идущей на нагрев вещества. При этом, если в случае неравновесного β -процесса на нагрев идет только $1/6 [\varepsilon_F(e) - \varepsilon_F]$, а остальная часть уносится нейтрино; то при отделении нейтрона от ядра на нагрев идет вся энергия, вынесенная нейтроном и равная $Q_n - \varepsilon_F(n)$. Хотя эта энергия оказывается недостаточной для изменения общей термодинамики вырожденного электронно-нейтронного газа и протекания за ее счет ядерных процессов, тем не менее она может нагреть вещество до температур порядка 10^9 °К (см. табл. 1) и оказаться существенным источником энергии в оболочках пульсаров на некоторых их эволюционных этапах.

В табл. 1 для ядер Fe (56, 26) и Mg (24, 12), начиная со значений, при которых становится возможным вылет нейтронов ($Q_n = 0$), приводятся цепочки переходов, соответствующие различным значениям плотности. Мы замечаем, что в отличие от случая полного минимума энергии [1, 2], когда с увеличением плотности оставалось постоянным значение $Z/A^{1/2} = 3.54$ и массовое число ядер A росло, при фиксированном начальном химическом составе с увеличением плотности из-за холодного испарения нейтронов из ядер массовое число A уменьшается, а отношение Z/A остается порядка $1/3$ на всем протяжении сжатия, т. е. здесь перегруженность ядер нейтронами ниже, чем в случае полного минимума энергии.

В табл. 1 рядом со значениями плотности приводятся также значения температуры, до которой нагреется вещество за счет энергии, выделяемой при неравновесных переходах. Для иллюстрации вычисления этой температуры рассмотрим переход из цикла Fe от ядра (42, 14)

к ядру (36, 12) (см. табл. 1). Здесь первый процесс— β -захват электрона идет равновесно. При вылете трех нейтронов выносятся энергия 3,95 Mev. Затем идет неравновесный захват электрона с выделением энергии $1/6[\varepsilon_f(e) - \varepsilon_p] = 0,96$ Mev. За этим процессом следует неравновесный вылет трех нейтронов с выделением энергии 4,79 Mev. Полная выделенная энергия равна 9,7 Mev. Она идет на нагрев релятивистского вырожденного электронного газа $E_{ет}$, на нагрев нерелятивистского вырожденного нейтронного газа $E_{нт}$ и ядер $E_{от}$. Используя выражения для теплоемкости вырожденного Ферми газа [13], для этих величин соответственно получаем

$$E_{ет} = [\pi^2/2\varepsilon_f(e)]ZT^3 = 1,94T^3 \text{ Mev}; \quad (14)$$

$$E_{нт} = [\pi^2/4\varepsilon_f(e)](A_0 - A)T^3 = 71,21T^3 \text{ Mev}; \quad (15)$$

$$E_{от} = 3/8 T \text{ Mev}. \quad (16)$$

Решая квадратическое уравнение относительно T , для температуры вещества получаем

$$T = 0,35 \text{ Mev} = 4,1 \cdot 10^9 \text{ }^\circ\text{K},$$

эта величина приведена в табл. 1.

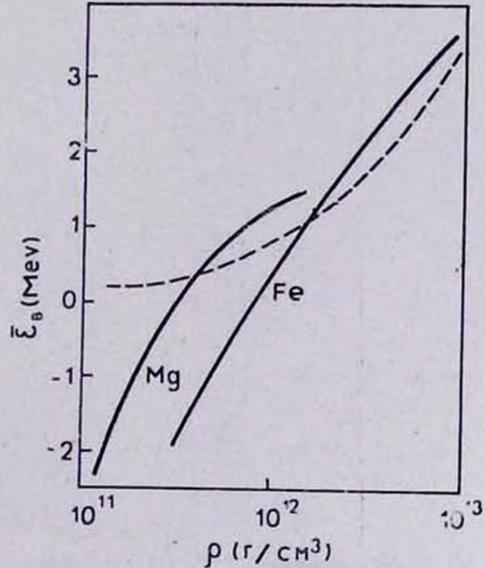
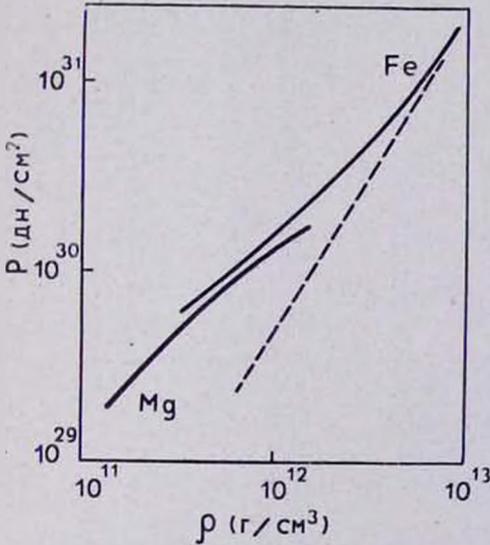


Рис. 1. Зависимость давления от плотности, соответственно для первоначальных химических составов Mg и Fe. Пунктирная кривая относится к случаю «пре» фазы.

Рис. 2. Зависимость средней энергии на один нуклон от плотности. Обозначения те же, что на рис. 1.

В табл. 2 для значений плотности равновесных состояний приведены значения характерных термодинамических величин. Здесь же для сравнения приводятся для тех же плотностей барионов значения дав-

Ядерные переходы в вырожденной плазме для Fe \equiv (56,26) и Mg \equiv (24,12)

$\rho \cdot 10^{-11}$ г/см ³	T. 10 ⁻⁹ °K	Процессы	$\rho \cdot 10^{-11}$ г/см ³	T. 10 ⁻⁹ °K	Процессы
Fe \equiv (56,26)					
3.098	6.5	(56.20) + e ⁻ → (56.19) + ν (55.19) → (55.19) + n (55.19) → (54.18) + n	14.88	4.5	(36.12) + e ⁻ → (36.11) + ν (36.11) → (35.11) + n (35.11) → (33.11) + 2n (33.11) + e ⁻ → (33.10) + ν (33.10) → (32.10) + n (32.10) → (30.10) + 2n
6.233	5.7	(54.18) + e ⁻ → (54.17) + ν (54.17) → (53.17) + n (53.17) → (51.17) + 2n (51.17) + e ⁻ → (51.16) + ν (51.16) → (50.16) + n (50.16) → (48.16) + 2n	17.43	5.2	(30.10) + e ⁻ → (30.9) + ν (30.9) → (29.9) + n (29.9) → (27.9) + 2n (27.9) + e ⁻ → (27.8) + ν (27.8) → (26.8) + n (26.8) → (24.8) + 2n
7.664	3.6	(48.16) + e ⁻ → (48.15) + ν (48.15) → (47.15) + n (47.15) → (45.15) + 2n (45.15) + e ⁻ → (45.14) + ν (45.14) → (44.16) + n (44.14) → (42.14) + 2n	25.65	6.0	(24.8) + e ⁻ → (24.7) + ν (24.7) → (23.7) + n (23.7) → (21.7) + 2n (21.7) + e ⁻ → (21.6) + ν (21.6) → (20.6) + n (20.6) → (18.6) + 2n
9.689	4.1	(42.14) + e ⁻ → (42.13) + ν (42.13) → (41.13) + n (41.13) → (39.13) + 2n (39.13) + e ⁻ → (39.12) + ν (39.12) → (38.12) + n (38.12) → (36.12) + 2n	44.12	7.8	(13.6) + e ⁻ → (13.5) + ν (13.5) → (12.5) + n (12.5) → (11.5) + 2n (11.5) + e ⁻ → (11.4) + ν (11.4) → (10.4) + n (10.4) → (9.4) + 2n
Mg \equiv (24,12)					
1.234	6.3	(24.10) + e ⁻ → (24.9) + ν (24.9) → (23.9) + n (23.9) + e ⁻ → (23.8) + ν (23.8) → (22.8) + n	9.611	7.4	(16.6) + e ⁻ → (16.5) + ν (16.5) → (15.5) + n (15.5) → (13.5) + 2n (13.5) + e ⁻ → (13.4) + ν (13.4) → (12.4) + n (12.4) → (10.4) + 2n
5.545	6.0	(22.8) + e ⁻ → (22.7) + ν (22.7) → (21.7) + n (21.7) → (19.7) + 2n (19.7) + e ⁻ → (19.6) + ν (19.6) → (18.6) + n (18.6) → (16.6) + 2n			

Примечание: рядом с процессами приведены значения плотности равновесного состояния и значения температуры, до которой нагреется вещество за счет энергии неравновесных переходов.

ления и средней энергии, приходящиеся на один барион, для случая, когда все вещество вырождено и состоит из электронно-нейтронно-протонного газа, т. е. когда ядер нет («пре»фаза). При сравнении давления ядерно-электронно-нейтронного состояния («Аеп» фазы) с давлением

Таблица 2

Основные характеристики сверхплотного вещества (уравнение состояния)

$\rho_0 \cdot 10^{-30}$, с.м.-3	$\rho_0 \cdot 10^{-33}$, с.м.-3	$\rho_e \cdot 10^{-35}$, с.м.-3	$\rho_n \cdot 10^{-35}$, с.м.-3	$\varepsilon(e)$, MeV	$\varepsilon_t(n)$, MeV	$P_e \cdot 10^{-30}$, дн/с.м ²	$P_n \cdot 10^{-30}$, дн/с.м ²	$P \cdot 10^{-30}$, дн/с.м ²	Хим. состав	ε_{Aep} , MeV	$\varepsilon_{пре}$, MeV	$\rho_{пре} \cdot 10^{-30}$, дн/с.м ²
Fe ≡ (56,26)												
1.854	3.311	0.5951	0.0662	23.842	0.069	0.5682	0.0003	0.5686	54.18	-1.900	0.380	0.0753
3.732	6.665	1.066	0.3999	29.252	0.232	1.249	0.0059	1.255	48.16	-0.260	0.616	0.2454
4.585	8.187	1.146	1.146	29.662	0.468	1.375	0.0344	1.411	42.14	0.070	0.707	0.3464
5.802	10.36	1.242	2.072	30.468	0.693	1.656	0.0921	1.748	36.12	0.336	0.827	0.5127
8.852	13.54	1.354	3.520	31.359	0.987	1.701	0.4223	2.123	30.10	0.691	1.096	1.036
10.44	18.64	1.492	5.965	32.466	1.405	1.940	0.5371	2.477	24.8	1.012	1.212	1.362
15.36	27.43	1.646	10.42	33.466	2.036	2.207	1.360	3.567	18.6	1.904	1.524	2.500
25.82	46.10	1.944	20.50	35.378	2.516	2.755	3.305	6.060	12.4	2.564	2.237	6.168
Mg ≡ (24,12)												
0.7390	3.079	0.2463	0.0616	17.771	0.064	0.1751	0.0003	0.1754	22.8	-23.50	0.209	0.0165
3.919	16.33	0.9798	1.306	28.153	0.501	1.105	0.0419	1.147	16.6	0.654	0.637	0.2664
5.755	23.98	0.9592	3.357	27.958	0.957	1.074	0.2058	1.280	10.4	1.272	0.763	0.5056

Примечание: ρ_0 , ρ_e , ρ_n , ρ_c —соответственно концентрации (число частиц в 1 см³) полного числа нуклонов, ядер, нейтронов и электронов; P_e , P_n и P —давление электронов, нейтронов и суммарное давление; $P_{пре}$ —давление „пре“ фазы; ε_{Aep} и $\varepsilon_{пре}$ —средняя энергия на нуклон соответственно в „Aep“ и „пре“ фазах.

фазы трех вырожденных газов («пре»фаза) оказывается, что при равных плотностях числа нуклонов μ давление в фазе «пре» ниже, чем давление в фазе «Aep». Объясняется это тем, что хотя все нуклоны фазы «пре» вносят вклад в давление, в то время как в фазе «Aep» часть нуклонов связана, в ней гораздо выше энергия Ферми электронов, которыми и обусловлено в основном давление.

Средняя термодинамическая энергия, приходящаяся на один нуклон, в фазе «Aep» первоначально за счет связанности нуклонов в ядрах ниже, чем в «пре»фазе (рис. 2). Однако с увеличением плотности уже при $\rho \approx 6 \cdot 10^{11}$ г/см³ для Mg и $\rho \approx 2 \cdot 10^{12}$ г/см³ для Fe эта величина приравнивается и в дальнейшем остается больше для фазы «Aep», нежели для «пре».

Ереванский государственный
университет

ՅՈՒ. Լ. ՎԱՐԴԱՆՅԱՆ, Ն. Կ. ՕՎԱԿԻՄՈՎԱ

ՆՅՑՏՐՈՆՆԵՐԻ ՍԱՌԸ ԿՈՒՈՐՇԻԱՑՈՒՄԸ ՄԻՋՈՒԿՆԵՐԻՑ ԿԵՆՏՐՈՆԻ ՆՅՈՒԹՈՒՄ

Ա մ փ ո փ ու մ

Դիտարկված են սեղմման ժամանակ սառը համասեռ նյութի (Fe, Mg) հետ տեղի ունեցող փոփոխությունները: Յույց է տրված, որ գերբարձր խտությունների դեպքում, ($\rho \geq 10^{11}$ գ/սմ³), արտաքին, այլասերված նեյտրոնային գազի առաջացումից հետո, միջուկի զանգվածի թիվը՝ A-ն փոքրանում է, թեև Z/A հարաբերությունը մնում է 1/3-ի կարգի: Նեյտրոնների արտահոսքով և β -անցումներով ուղեկցվող միջուկային անհավասարակշիռ անցումների հետևանքով անջատված էներգիան կարող է տաքացնել նյութը մինչև 10⁹ K, Հաշվված են այդպիսի խիստ նյութի հիմնական թերմոդինամիկ բնութագրերը:

YU. L. VARTANIAN, N. K. OVAKIMOVA

THE COLD EVAPORATION OF NEUTRONS FROM NUCLEI
in superdens matter

Summary

The changings, that undergos matter of homogenous chemical composition under pressure are considered. It is shown, that in the case of superhigh densities ($\rho \geq 10^{11}$ g/cm³) the mass number of nucleous A decreases after formation of the outside degenerated neutron gas, however the ratio Z/A remains about 1/3. The energy released by unequilibrium nuclear transfers with take-off neutrons and β -capture heats the matter up to temperatures about 10⁹ °K. The general thermodynamic characteristics of such dens matter are calculated,

ЛИТЕРАТУРА

1. Дж. Уиллер, Б. Гэрисон, М. Вакано, К. Торн, Теория гравитации и гравитационный коллапс, М., изд-во «Мир», 1967.
2. Ю. Л. Вартамян, Н. К. Овакимова, Астрон. ж., 49, 306, 1972.
3. G. Baut, H. A. Bethe, C. J. Pethick, Nucl. Phys., A 175, 225, 1971.
4. Г. С. Бисноватый-Коган, В. М. Чечеткин, Препринт № 6, ИПМ, 1973.
5. Г. С. Бисноватый-Коган, В. М. Чечеткин, Письма ЖЭТФ, 17, (11), 622, 1973.
6. Г. С. Саакян, Р. М. Левилян, Астрофизика, 8, 123, 1972.
7. Я. Б. Зельдович, И. Д. Новиков, Релятивистская астрофизика, М., изд-во «Наука», 1967.
8. G. V. van Abbada, Bull. Astron. Inst. Netherl., 10 161, 1946; Astrophys. J., 105, 393, 1947.
9. Г. С. Саакян, Ю. Л. Вартамян, Nuovo Cimento, 30, 82, 1963.
10. В. М. Чечеткин, Астроном. ж., 48, 59, 1971.
11. Б. Н. Виноградов, П. Э. Немировский, Ядерная физика, 10, 505, 1969.
12. Г. С. Бисноватый-Коган, Э. Ф. Сеидов, Астроном. ж., 47, 139, 1970.
13. Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц, Статистическая физика, М., изд-во «Наука», 1964.

С. М. МКРТЧЯН, Р. А. КАНДАЛЯН, В. А. ОГАНЕСЯН

МНОГОКАНАЛЬНЫЙ КОРРЕЛОМЕТР ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЯ ПАРАМЕТРОВ ПУЛЬСАРОВ

Для известных пульсаров, открытых в последние годы, до сих пор недостаточно хорошо изучены изменения периодов повторения со временем dp_1/dt , а также динамика и структура субимпульсов.

Предлагаемый в данной работе коррелометр на базе высокоточного атомного стандарта частоты и быстродействующего аналого-цифрового преобразователя [АЦПК—100-3/10] совместно с ЭВМ «Раздан-3» [1] позволяет более точно оценить dp_1/dt и детально изучить динамику и структуру субимпульсов. Кроме этого, взаимозаменяемость входных систем позволяет оценить угловые размеры пульсаров методом независимой радиоинтерферометрии [2, 3].

В одноканальном варианте входной сигнал подается на фильтр нижних частот, усиливается и поступает на АЦПК—100-3/10, который запускается от высокоточного атомного стандарта. Достаточно хорошая долговременная стабильность стандарта (для Ч $I-42 \cdot 10^{-10}$ в год), позволяет получить высокоточные метки времени, которые в дальнейшем используются как для оценки периода, так и для определения положения прихода импульсов пульсара. Для пересчета измеренного времени прихода импульса относительно времени прихода этого импульса в барицентр используются самые точные имеющиеся оценки периода.

Уровень входного сигнала и разрядность выходного квантованного сигнала определяются динамическим диапазоном АЦПК [4]. Они подбираются аппаратурными параметрами. С выхода АЦПК 8-разрядный код (8-разрядный код соответствует одному СИ и ограничивает амплитуду входного сигнала на уровне 10σ) и синхро-импульсы через преобразователь уровня поступают на двухвходные импульсно-потенциальные схемы «ИЛИ». Преобразователь уровня преобразует импульсы с отрицательной полярностью на положительные и тем самым согласует выход АЦПК со стандартными ячейками «магний». Информационная запись производится массивами. Длина массива определяется счетчиком, который запускается синхро-импульсами. Максимальная длина массива определяется возможностью ОЗУ ЭВМ «Раздан-3» и равна $2^{19}-2^{14}$ бит (3,2 сек) [3]. Обычно промежуток между массивами, необходимый для остановки и разгона накопителя на магнитной ленте (НМЛ), составляет 2^{14} бит (0,1 сек). Информация вместе с синхро-им-

пульсами записывается на 9 дорожках НМЛ-4—2 и обрабатывается на ЭВМ «Раздан-3».

Для 8-канального варианта предлагается коммутатор на стандартных ячейках который является составной частью АЦПК. Коммутатор поочередно подключает 8 идентичных входных информационных сигналов. С целью контроля качества записи в начале каждого информационного массива записывается стандартный код.

Лабораторные измерения проводились в следующем порядке: на вход фильтра нижних частот были поданы импульсные сигналы с разными амплитудами, длительность и периодичность которых близки к параметрам пульсаров. В частности, в одноканальном варианте были записаны следующие сигналы:

а) 4 двухсекундовых массива последовательности прямоугольных импульсов с длительностью $\tau = 20$ мсек и периодом повторения $T_0 = 0,2$ сек;

б) 4 двухсекундовых массива сигнала заданной формы (подбирались различные формы импульсов). Величина амплитуды всех сигналов выбиралась аппаратурным методом.

Информационные массивы, подлежащие обработке, вводились в ЭВМ по соответствующей программе перезаписи [3].

Известно, что если ошибка квантования равномерно распределена в пределах одного деления шкалы (для нашего случая одно деление—100 мв), то среднеквадратичная ошибка составляет примерно 29% [5].

Для проверки работы предлагаемой системы перезаписанные информационные коды выводились на АЦПУ. Обработка показала полное соответствие с теоретически ожидаемым результатом. В пределах ошибки квантования формы всех сигналов были восстановлены. Кроме того, для последовательности прямоугольных импульсов с длительностью $\tau = 20$ мсек и периодом повторения $T_0 = 0,2$ сек сделан корреляционный анализ. Определение автокорреляционной функции по экспериментальным данным осуществляется по формуле:

$$R_z(\mu) = \frac{1}{N - \mu + 1} \sum_{i=0}^{N-\mu} (z_i - m_z)(z_{i+\mu} - m_z),$$

где N — объем квантования; $\Delta t = t_{i+1} - t_i$ — шаг квантования; μ — число сдвигов; $z_i(t_i) = z_i$ ($i = 0, 1, \dots, N$) — исследуемый квантованный сигнал; $m_z = \frac{1}{N+1} \sum_{i=0}^N z_i$ — среднее значение квантованного сигнала;

$T = N\Delta t$ — время анализа; $\tau = \mu\Delta t$ — длительность импульса.

На рисунке 1 приведены графики нормированной автокорреляционной функции $R_z^0(\tau)$ для централизованного (сплошная кривая) и нецентрализованного (пунктирная кривая) процесса.

Из графиков видно, что ошибка определения автокорреляционной

функции составляет приблизительно 19% для центрированного и 22% для нецентрированного процессов. Трехпроцентная разница получается за счет усреднения исходного кода в пределах двух импульсов. Вся картина автокорреляционной функции периодически повторяется с периодом 0,2 сек.

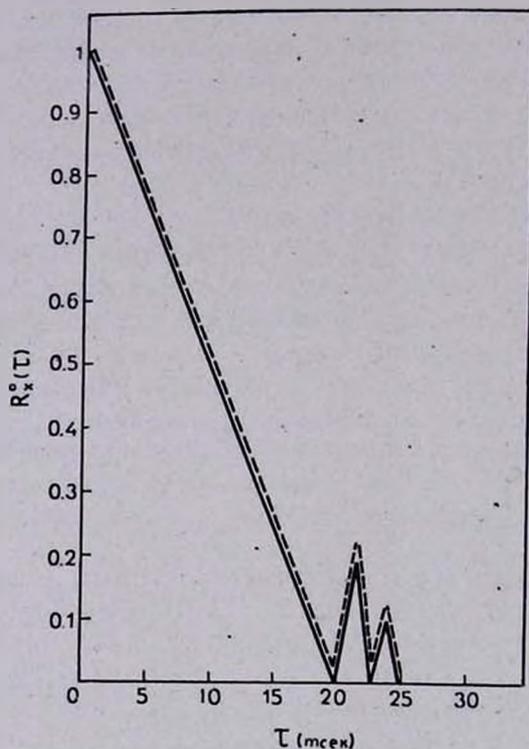


Рис. 1. Экспериментальная зависимость $R_x^0(\tau)$.

Обработка велась в ВЦ АН Арм. ССР на ЭВМ «Раздан-3».

Следует отметить, что данная система может найти применение не только в радиоастрономии, но и во многих других случаях, где необходим корреляционный и спектральный анализ импульсных процессов.

В заключение авторы выражают благодарность Л. Ш. Егиазаряну за большую помощь, оказанную им во время проведения обработки данных на ЭВМ в ВЦ АН Арм. ССР.

17 июля 1974 г.

Ս. Մ. ՄԿՐՏՉՅԱՆ, Ռ. Ա. ԿԱՆԴԱԼԻԱՆ, Վ. Ա. ՀՈՎՀԱՆԵՍԻԱՆ

ԲԱԶՄԱՃՅՈՒՂԱՅԻՆ ԿՈՐԵԼՈՄԵՏՐ ԲԱԲԱԽԻՉՆԵՐԻ (ՊՈՒՆԱՐՆԵՐԻ)
ՀԱՏԿԱՆԻՇՆԵՐԻ ՀԵՏԱԶՈՏՄԱՆ ՀԱՄԱՐ

Ա մ փ ո փ ու մ

Առաջարկված է «Հրազդան-3» էլեկտրոնային հաշվիչ մեքենայի կիրառությամբ բազմաճյուղային կորելոմետր բարախիչների հատկանիշների հետազոտման համար, Տրվում է արտրիթմ $R(\tau)$ համահարաբերակցական ֆունկցիայի որոշման համար, Բերվում են նաև համահարաբերակցական ֆունկցիայի հաշվման սորձնական արդյունքները:

S. M. MKRTCHIAN, R. A. KANDALIAN, V. A. HOVHANISSIAN

MULTI-CHANNEL CORRELOMETER FOR INVESTIGATION OF
PARAMETERS OF PULSARS

Summary

A correlometer using the „Hrazdan-3“ computer for investigating the pulsar parameters is proposed. The algorithm for calculation of the correlation function $R(\tau)$ is given. Some experimental results of calculations of the correlation function are given.

ЛИТЕРАТУРА

1. Универсальная цифровая вычислительная машина «Раздан-3». Техническое описание, ч. 1, 1965.
2. В. А. Алексеев, М. А. Антонец, Ю. А. Антонян, Г. С. Барсисян, Э. Д. Гателюк, Л. Ш. Егиазарян, А. Е. Крюков, Б. Н. Липатов, С. М. Мкртчян, В. А. Санамян, Б. Е. Щекотов, Изв. АН Арм. ССР, 25, 3, 1972.
3. В. А. Алексеев, Э. Д. Гателюк, В. Д. Кротиков, В. Н. Никонов, В. С. Троицкий, А. И. Чикин, Изв. Высш. уч. зав., «Радиофизика», 11, 1477, 1968.
4. Аналого-цифровой преобразователь АЦПК-100-(3)10. Техническое описание, альбом № 2.
5. Дж. Бенгад, А. Пирсол, Измерение и анализ случайных процессов. М. «Мир», 1971.

М. А. МАРТИРОСЯН, В. Б. НЕРСЕСЯН

СЛЕДЯЩАЯ СИСТЕМА ДЛЯ АВТОМАТИЧЕСКОЙ ФОКУСИРОВКИ КОРОТКОФОКУСНЫХ ТЕЛЕСКОПОВ

На точность фокусировки короткофокусных телескопов основное влияние оказывает изменение температуры окружающей среды. Существующие методы фокусировки таких телескопов основаны на ручной коррекции оператором путем воздействия на реверсивный двигатель, жестко связанный через редуктор с фокусирующим механизмом телескопа.

В Бюраканской астрофизической обсерватории Академии наук Арм. ССР авторами разработана следящая система, которая изменяет фокусное расстояние l в зависимости от изменения температуры окружающей среды телескопа t .

Характеристика $l=f(t)$ определяется в течение длительного времени экспериментальным путем. Полученная нелинейная зависимость воспроизводится функциональным преобразователем (ФП) трансформаторного типа, разработанным на кафедре Информационно-измерительной техники Куйбышевского политехнического института [1]. Он состоит из трех коаксиальных цилиндрических сердечников, обмотки возбуждения, плоской измерительной обмотки и подвижного ферромагнитного сердечника, жестко связанного с немагнитным штоком. Наружный и средний цилиндры замкнуты в средней части ферромагнитной перемычкой и выполняются как одно целое. Внутренний сердечник выполняется заодно с торцевыми крышками, которые могут перемещаться относительно поперечной оси преобразователя. Плоская измерительная обмотка выполняется на изоляционном каркасе методом печатного монтажа и располагается на внутренней плоскости цилиндра 2. Профиль измерительной обмотки определяют исходя из вида желаемого выходного сигнала, т. е. по виду закона $l=f(t)$ [2]. При подключении обмотки возбуждения к источнику переменного тока в рабочем зазоре преобразователя образуется практически равномерная индукция. Благодаря тому, что обмотки возбуждения выполняются из двух катушек, включенных последовательно и встречно, в некотором сечении магнитной цепи величина магнитного потока равна нулю (магнитная нейтраль) 00₁. При перемещении штока с ферромагнитным шунтом относи-

тельно магнитной нейтрали большая часть магнитного потока Φ_p пройдет через шунт, пронизывая соответствующую площадь измерительной обмотки. Поток выпучивания Φ_1 и Φ_2 также пронизывают измерительную обмотку, но вследствие их малости они незначительно влияют на величину выходной э. д. с.

Отличительной особенностью указанного преобразователя являются высокая чувствительность и точность воспроизведения широкого класса функций, как монотонных, так и немонотонных знакопеременных на малом диапазоне перемещения.

Для получения выходной э. д. с., изменяющейся соответственно по заданному закону $l=f(t)$, преобразователь имел следующие технические характеристики:

- | | |
|---|----------|
| 1) диапазон перемещения | 0 ÷ 3 мм |
| 2) максимальное значение выходной э. д. с. | 100 мв |
| 3) число витков измерительной обмотки | — 30 |
| 4) погрешность воспроизведения функциональной зависимости | 0,2% |

На рисунке приведена структурная схема системы для обработки фокусного расстояния в зависимости от изменения температуры. В качестве чувствительного элемента применена биметаллическая пластинка (БП) типа ТБ1, жестко связанная с подвижной частью ФП.

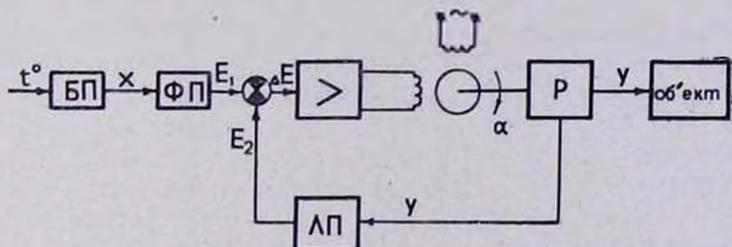


Рис. 1. Принципиальная схема следящей системы для автоматической фокусировки короткофокусных телескопов.

При изменении температуры окружающей среды биметаллическая пластинка прогибается, что вызывает перемещение ферромагнитного шунта ФП.

Выходной сигнал с датчика через усилитель воздействует на реверсивный двигатель, который через редуктор перемещает подвижную часть линейного потенциометра (ЛП) до тех пор, пока разностный сигнал на выходе усилителя станет равным нулю. При этом угол поворота выходного вала редуктора будет определяться требуемой нелинейной функцией $l=f(t)$, по которой система изменит фокусное расстояние телескопа на нужную величину.

Указанная система при экспериментальном исследовании зависимо-

ստի фокусного расстояния от температуры на сорокадюймовом телескопе системы Шмидта БАО давала максимальную погрешность 0,5%

Մ. Ա. ՄԱՐՏԻՐՈՍՅԱՆ, Վ. Բ. ՆԵՐՏԵՏՅԱՆ

ԿԱՐՃ ՖՈՎՈՒՍՆԵՐՈՎ ԴԻՏԱԿՆԵՐԻ ԱՎՏՈՄԱՏ ՖՈՎՈՒՍԱՑՆՈՂ ՀԵՏԵՎՈՂ ՄԻՍՏԵՄ:

Ա մ փ ո փ ու մ .

Դիտարկվում է ֆունկցիոնալ ձևափոխիչ պարունակող հետևող համակարգ, որը հնարավորություն է տալիս փոփոխել կարճ կիզակետով աստղադիտակների կիզակետային հեռավորությունը, կախված արտաքին միջավայրի շերմաստիճանի փոփոխությունից:

Մ. Ա. MARTIROSIAN, Վ. Բ. NERSESIAN

THE FOLLOWING SYSTEM FOR AUTOMATIC FOCUSING OF THE SHORT FOCUS TELESCOPES

S u m m a r y

A following system with the application of function transformer which gives the possibility to change the focus length of short focus telescopes independ on temperature changing of surroundings.

ЛИТЕРАТУРА

1. Н. Е. Конюхов, Ф. М. Шкляр, Трансформаторный преобразователь малых линейных перемещений. Авт. свид. № 220773, Бюл. изоб. № 20, 1968.
2. Л. Ф. Куликовский, Н. Е. Конюхов, Ф. М. Медников, Трансформаторные функциональные преобразователи с профилированными вторичными контурами, «Энергия», 1971.

П. А. КЯЛЯН

НЕКОТОРЫЕ СВОЙСТВА БЕСКОНТАКТНОЙ МАШИНЫ ПЕРЕМЕННОГО ТОКА

2. БЕСКОНТАКТНАЯ УПРАВЛЯЕМАЯ МАШИНА (БУМПТ)

Машина двойного питания при определенных функциях регулирования напряжения управления может иметь все особенности управляемой машины переменного тока. К обмоткам такой машины подводятся напряжения, состоящие из двух слагаемых—напряжения компенсации и напряжения управления. Первая составляющая нейтрализует электромагнитную инерционность (э. д. с. самоиндукции и э. д. с. взаимной индукции) обмоток машины, а вторая задает необходимую функцию напряжения управления. Различают полностью управляемые и частично управляемые машины переменного тока. Полностью управляемой называют машину, у которой напряжение компенсации полностью нейтрализует электромагнитную инерционность обмоток, а на напряжение управления не накладываются ограничения. Частично управляемой называют машину, у которой напряжение компенсации частично нейтрализует электромагнитную инерционность обмоток или напряжение управления ограничивается определенными условиями [1]. В свете изложенного проанализируем возможности бесконтактной машины двойного питания (БМДП) как бесконтактной управляемой машины переменного тока (БУМПТ).

Система дифференциальных уравнений, описывающая неустановившийся режим работы БМДП, записанная в относительных единицах и синхронных осях (d_c q_c), имеет следующий вид [2, 3]:

$$\begin{aligned} \bar{u}_1 &= r_1 \bar{i}_1 + (p + j)(x_1 \bar{i}_1 + x_{af1} \bar{i}_{p1}) \\ 0 &= r_p \bar{i}_{p1} + (p - js_1)(x_{af1} \bar{i}_1 + x_{af2} \bar{i}_2^* + x_p \bar{i}_{p1}) \\ \bar{u}_2^* &= r_2 \bar{i}_2^* + (p - j\omega_2)(x_2 \bar{i}_2^* + x_{af2} \bar{i}_{p1}) \\ M_b &= Jps_1 + \operatorname{Re}j(x_{af1} \bar{i}_1 \bar{i}_{p1}^* - x_{af2} \bar{i}_2 \bar{i}_{p1}) \end{aligned} \quad (1)$$

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

Исследование БМДП начнем с анализа статорной обмотки.

В электрических машинах переменного тока при промышленной частоте напряжения 50 гц и выше величиной активного сопротивления и переходными процессами статорной обмотки можно пренебречь [1]. Приняв $r_1 = 0$, $p = 0$, можно с учетом (1) записать уравнение, описывающее неустановившийся режим статорной обмотки, в следующем виде:

$$\bar{u}_1 = j(x_1 \bar{i}_1 + x_{af1} \bar{i}_{p1}). \quad (2)$$

Частота напряжения обмотки управления определяется выражением [2]

$$\omega_2 = h + s_1(1 + h), \quad (3)$$

где $h = p_2/p_1$ — отношение чисел полюсов вспомогательной и основной машин, s_1 — скольжение БМДП.

При скольжениях ротора $s_1 = s_0 = -h/(1 + h)$ в обмотке управления протекает постоянный ток ($\omega_2 = 0$), и ее индуктивное сопротивление становится равным нулю. Очевидно, что в таких случаях активным сопротивлением и переходными процессами в обмотке управления пренебрегать нельзя. Однако нетрудно с помощью дополнительной составляющей напряжения обмотки управления нейтрализовать ее электромагнитную инерционность. В уравнении обмотки управления системы (1) слагаемое $(p - j\omega_2)(x_2 \bar{i}_2 + x_{af2} \bar{i}_{p1})$ представляет э. д. с.; обусловленную переходными процессами. При этом $(p - j\omega_2)x_2 \bar{i}_2$ — э. д. с. самоиндукции, а $(p - j\omega_2)x_{af2} \bar{i}_{p1}$ — э. д. с. взаимной индукции, наведенные в обмотке управления соответственно токами \bar{i}_2 и \bar{i}_{p1} . Полагаем, что напряжение обмотки управления (u_2^*) состоит из двух слагаемых — напряжения управления (u_{2y}^*) и напряжения компенсации (u_{2ky}^*), т. е.

$$u_2^* = u_{2y}^* + u_{2ky}^*. \quad (4)$$

Тогда уравнение обмотки управления системы (1) с учетом (4) можно записать так:

$$u_{2y}^* + u_{2ky}^* = r_2 \bar{i}_2 + (p - j\omega_2)(x_2 \bar{i}_2 + x_{af2} \bar{i}_{p1}). \quad (5)$$

Напряжение компенсации предназначено для нейтрализации электромагнитной инерционности обмотки управления и должно быть равно сумме э. д. с. самоиндукции и взаимной индукции этой обмотки, т. е.

$$u_{2ky}^* = (p - j\omega_2)(x_2 \bar{i}_2 + x_{af2} \bar{i}_{p1}). \quad (6)$$

Подставив (6) в (5), получим $u_{2y}^* = r_2 \bar{i}_2$, откуда

$$\bar{i}_2 = \frac{u_{2y}^*}{r_2}. \quad (7)$$

Таким образом, при компенсации электромагнитной инерционно-

сти обмотка управления представляется активным сопротивлением, в котором ток безынерционно следует за изменением напряжения управления. Метод компенсации электромагнитной инерционности изложен в ряде работ (см., например, [1]). Известно, что формирование напряжения компенсации с помощью производных по току является сложной, аппаратно трудно осуществляемой задачей. Покажем, что для БМДП соотношение (7) можно получить с помощью жесткой отрицательной обратной связи по току обмотки управления. Примем, что напряжение обмотки управления определяется выражением

$$u_2^* = K(u_{2y}^* - r_2 i_2^*). \tag{8}$$

С учетом (8) уравнение обмотки управления системы (1) можно представить следующим образом

$$K(u_{2y}^* - r_2 i_2^*) = r_2 i_2^* + (p - j\omega_2)(x_2 i_2^* + x_{af2} \bar{i}_{p1}). \tag{9}$$

Можно записать (9) в несколько ином виде

$$u_{2y}^* = r_2 i_2^* + \frac{1}{K} [r_2 i_2^* + (p - j\omega_2)(x_2 i_2^* + x_{af2} \bar{i}_{p1})]. \tag{10}$$

Отсюда видно, что при больших значениях коэффициента обратной связи (K) второй член уравнения (10) стремится к нулю (при ограниченных значениях остальных величин). Наличие безынерционной системы управления позволит использовать большие значения коэффициента отрицательной обратной связи (K), при которых с высокой точностью обеспечивается равенство

$$i_2^* = \frac{u_{2y}^*}{r_2}. \tag{11}$$

Выражение (11) не отличается от полученного ранее (7).

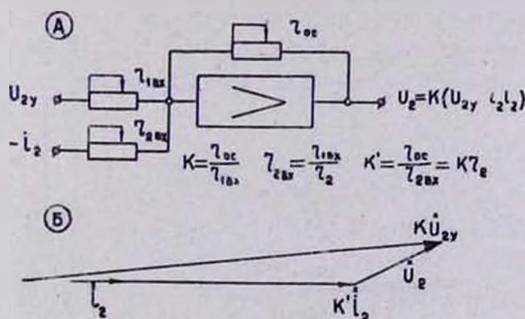


Рис. 1. Отрицательная обратная связь по току управления.

Напряжение (8) можно получить на выходе суммирующего звена, структурная схема которого показана на рис. 1, А. На рис. 1, Б приведена

векторная диаграмма, представляющая (8). Отсюда видно, что для заданного u_2^* при больших значениях K ток обмотки управления (i_2^*) практически совпадает с напряжением управления (u_2^*).

Частота тока роторной обмотки определяется скольжением ротора $\omega_s = -s_1\omega_1 = -s_1$. [2]. Следовательно, при скоростях ротора, близких к синхронной, величина индуктивного сопротивления роторной обмотки может стать соизмеримой с величиной активного сопротивления. Без предварительного расчета нельзя пренебречь величиной активного сопротивления и переходными процессами роторной обмотки. При скольжении ротора, близких к нулю, такое упрощение уравнения роторной обмотки может привести к ошибочным результатам. Аналогично случаю обмотки управления, можно и здесь использовать методы, дающие возможность нейтрализовать электромагнитную инерционность роторной обмотки БМДП. В уравнении роторной обмотки системы (1) слагаемое $(p - js_1)(x_{af1}\bar{i}_1 + x_{af2}i_2^* + x_p\bar{i}_{p1})$ представляет э. д. с., обусловленную переходными процессами. При этом $(p - js_1)x_{af1}\bar{i}_1$ и $(p - js_1)x_{af2}i_2^*$ представляют э. д. с. взаимной индукции, а $(p - js_1)x_p\bar{i}_{p1}$ — э. д. с. самоиндукции, наведенные в роторной обмотке соответственно токами \bar{i}_1 , i_2^* и \bar{i}_{p1} . Очевидно, что можно нейтрализовать их влияние с помощью дополнительной составляющей напряжения обмотки управления. В этом случае напряжение, приложенное к обмотке управления (u_2^*), в отличие от (4) должно состоять из трех слагаемых

$$u_2^* = u_{2y}^* + u_{2ky}^* + u_{2kp}^*, \quad (12)$$

где u_{2y}^* — напряжение управления;
 u_{2ky}^* — напряжение компенсации, нейтрализующее электромагнитную инерционность обмотки управления;
 u_{2kp}^* — напряжение компенсации, нейтрализующее электромагнитную инерционность обмотки ротора.

Электромагнитная инерционность роторной обмотки может быть нейтрализована, если ток в обмотке управления будет изменяться таким образом, чтобы в уравнении роторной обмотки системы (1) выполнялось условие

$$x_{af1}\bar{i}_1 + x_{af2}i_2^* + x_p\bar{i}_{p1} = 0. \quad (13)$$

В этом случае уравнение роторной обмотки принимает вид $r_p\bar{i}_{p1} = 0$, т. е. ток в ней становится равным нулю. Очевидно, что с полной нейтрализацией электромагнитной инерционности обмотки ротора БМДП работать не может.

Физически такой режим работы может быть отождествлен с режимом работы с синхронной скоростью, при которой в роторной обмотке не наводится э. д. с. Поэтому уравнение роторной обмотки БМДП нами будет использовано без изменений, согласно системе (1).

Таким образом, в БМДП можно пренебречь активным сопротивлением и переходными процессами статорной обмотки и полностью скомпенсировать электромагнитную инерционность обмотки управления. Система уравнений, описывающая неустановившийся режим работы такой машины, запишется так:

$$\begin{aligned} \bar{u}_1 &= j(x_1 \bar{i}_1 + x_{af1} \bar{i}_{p1}) \\ 0 &= r_p \bar{i}_{p1} + (p - js_1)(x_{af1} \bar{i}_1 + x_{af2} i_2^* + x_p \bar{i}_{p1}) \\ u_{2y}^* &= r_2 i_2^* \\ M_b &= -Jps_1 + \operatorname{Re}j(x_{af1} \bar{i}_1 i_{p1}^* + x_{af2} \bar{i}_2 \bar{i}_{p1}). \end{aligned} \quad (14)$$

Из полученной системы уравнений видно, что БМДП может рассматриваться только как частично управляемая бесконтактная машина переменного тока (БУМПТ), так как переходные процессы и электромагнитная инерционность роторной обмотки не могут быть скомпенсированы.

Рассмотрим возможности БУМПТ как частично управляемой машины переменного тока, работающей с переменной скоростью вращения. Исследуем установившийся режим ее работы.

Систему уравнений, описывающую нормальный установившийся режим работы БУМПТ, можно получить из (14), полагая в ней $p=0$.

$$\begin{aligned} \bar{U}_1 &= j(x_1 \bar{I}_1 + x_{af1} \bar{I}_{p1}) \\ 0 &= r_p \bar{I}_{p1} - js_1(x_{af1} \bar{I}_1 + x_{af2} I_2^* + x_p \bar{I}_{p1}) \\ U_{2y}^* &= r_2 I_2^* \\ M_b = M_s &= \operatorname{Re}j(x_{af1} \bar{I}_1 I_{p1}^* + x_{af2} \bar{I}_2 \bar{I}_{p1}). \end{aligned} \quad (15)$$

Уравнения статорной и роторной обмоток (14) и (15) не отличаются от уравнений БМДП [2, 3]. Слагаемые напряжения обмотки управления БУМПТ—напряжение компенсации и напряжение управления—в соответствии с (6) и (15) равны:

$$\begin{aligned} U_{2k}^* &= -j\omega_2(x_2 I_2^* + x_{af2} \bar{I}_{p1}) \\ U_{2y}^* &= r_2 I_2^*. \end{aligned} \quad (16)$$

В табл. 1 приведены выражения, определяющие параметры режима обмотки управления, представленные через параметры режима нагрузки статорной обмотки, скольжение и конструктивные параметры машины. На рис. 2 и 3 приведены графики изменения параметров режима обмотки управления БУМПТ, работающей как в качестве генератора, так и в качестве двигателя.

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, а также встречается во многих механизмах.

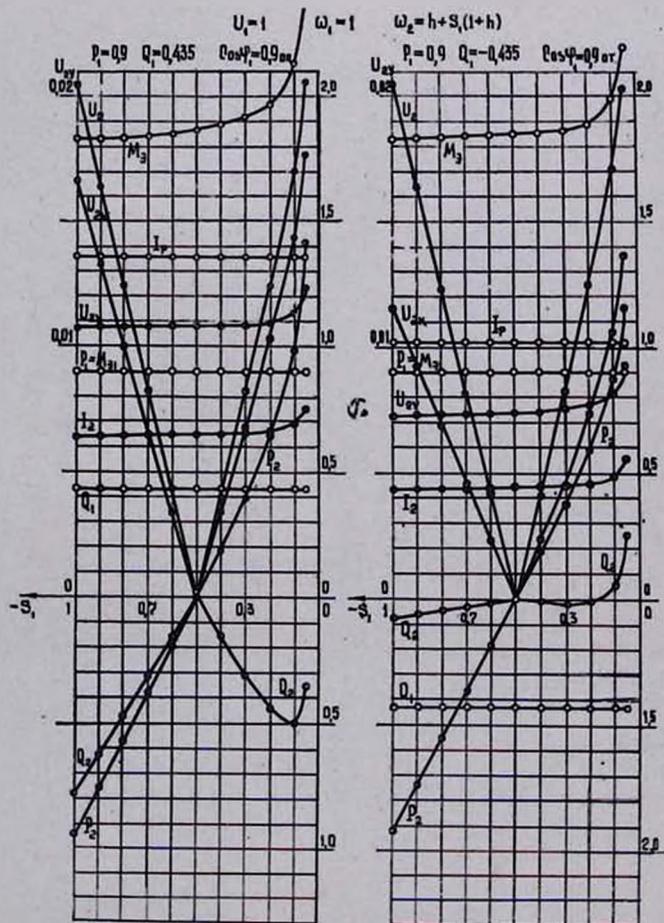


Рис. 2. Расчетные характеристики БУМП (генераторный режим).

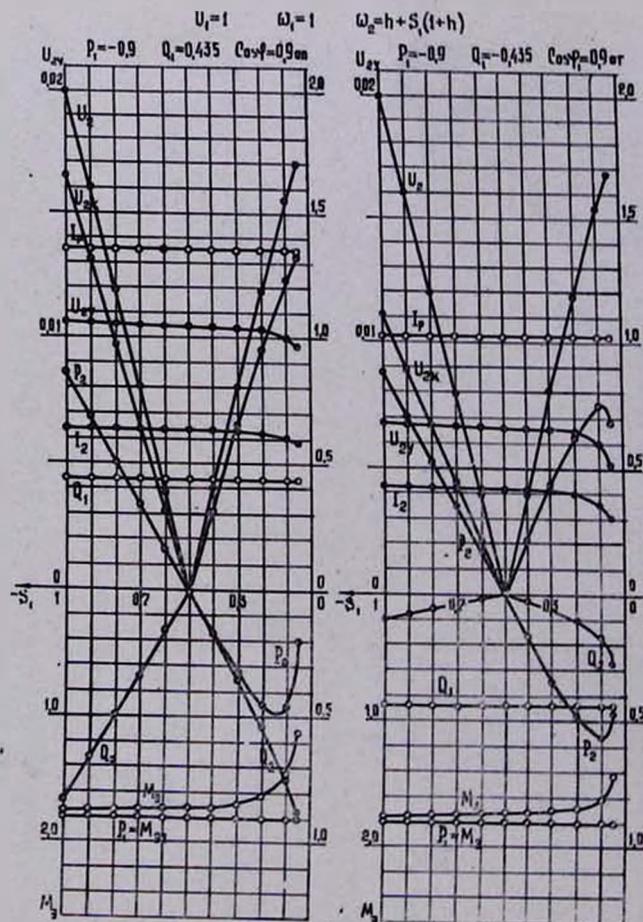


Рис. 3. Расчетные характеристики БУМП (двигательный режим).

В табл. 2 приведены выражения, определяющие параметры нормального установившегося режима работы БУМПТ в зависимости от напряжения статорной обмотки (U_1), напряжения управления (U_{2y}^*) и угла между ними (α_y).

Таблица 1

$$\begin{aligned}
 \bar{U}_{2K} &= \frac{\omega_2 \tau_p X_2}{S_1 X_{\sigma 1} X_{\sigma f 2} U_1} \left\{ X_1 [P_1 - S_1 (T_p \sigma_1 - X_{\sigma 1} X_{\sigma f 2}) Q_1] - S_1 (T_p - X_{\sigma 1} X_{\sigma f 2}) U_1^2 - \right. \\
 &\quad \left. - j \{ X_1 [S_1 (T_p \sigma_1 - X_{\sigma 1} X_{\sigma f 2}) P_1 + Q_1] + U_1^2 \} \right\} \\
 U_{2K} &= \frac{|\omega_2| \tau_p X_2}{|S_1| X_{\sigma 1} X_{\sigma f 2} U_1} \sqrt{\{ X_1 [P_1 - S_1 (T_p \sigma_1 - X_{\sigma 1} X_{\sigma f 2}) Q_1] - S_1 (T_p - X_{\sigma 1} X_{\sigma f 2}) U_1^2 \}^2 + \\
 &\quad + \{ X_1 [S_1 (T_p \sigma_1 - X_{\sigma 1} X_{\sigma f 2}) P_1 + Q_1] + U_1^2 \}^2} \\
 P_{2K} &= - \frac{\omega_2 \tau_p^2 X_2}{S_1 X_{\sigma 1} X_{\sigma f 2} U_1^2} [U_1^4 + X_1 (2Q_1 - S_1 T_p \mu_1 P_1) U_1^2 + X_1^2 (P_1^2 - Q_1^2)] \\
 Q_{2K} &= - \frac{|\omega_2|}{S_1^2 X_1 T_p^2 \mu_1 \mu_2 U_1^2} \left\{ (1 + S_1^2 T_p^2 - S_1^2 X_{\sigma 1} X_{\sigma f 2} T_p) U_1^4 - 2S_1 X_1 T_p \mu_1 P_1 U_1^2 + \right. \\
 &\quad \left. + X_1 [2 + 2S_1^2 T_p^2 \sigma_1^2 - S_1^2 X_{\sigma 1} X_{\sigma f 2} T_p (1 + \sigma_1)] Q_1 U_1^2 + \right. \\
 &\quad \left. + X_1^2 (1 + S_1^2 T_p^2 \sigma_1^2 - S_1^2 X_{\sigma 1} X_{\sigma f 2} T_p \sigma_1) (P_1^2 - Q_1^2) \right\} \\
 \bar{U}_{2y} &= \frac{\tau_2 \tau_p}{S_1 X_{\sigma 1} X_{\sigma f 2} U_1} \{ X_1 (S_1 T_p \sigma_1 P_1 + Q_1) + U_1^2 + j \{ X_1 (P_1 - S_1 T_p \sigma_1 Q_1) - S_1 T_p U_1^2 \} \} \\
 U_{2y} &= \frac{\tau_2 \tau_p}{|S_1| X_{\sigma 1} X_{\sigma f 2} U_1} \sqrt{\{ X_1 (S_1 T_p \sigma_1 P_1 + Q_1) + U_1^2 \}^2 + \{ X_1 (P_1 - S_1 T_p \sigma_1 Q_1) - S_1 T_p U_1^2 \}^2} \\
 P_{2y} &= \frac{1}{S_1^2 X_1 T_p^2 \mu_1 \mu_2 U_1^2} \left\{ 2S_1 X_1 T_p \mu_1 P_1 U_1^2 - 2X_1 (1 + S_1^2 T_p^2 \sigma_1^2) Q_1 U_1^2 - \right. \\
 &\quad \left. - (1 + S_1^2 T_p^2) U_1^4 - X_1^2 (1 + S_1^2 T_p^2 \sigma_1^2) (P_1^2 - Q_1^2) \right\} \\
 \sin \alpha_y &= \frac{X_1 (P_1 - S_1 T_p \sigma_1 Q_1) - S_1 T_p U_1^2}{\sqrt{\{ X_1 (S_1 T_p \sigma_1 P_1 + Q_1) + U_1^2 \}^2 + \{ X_1 (P_1 - S_1 T_p \sigma_1 Q_1) - S_1 T_p U_1^2 \}^2}} \\
 \cos \alpha_y &= \frac{X_1 (S_1 T_p \sigma_1 P_1 + Q_1) + U_1^2}{\sqrt{\{ X_1 (S_1 T_p \sigma_1 P_1 + Q_1) + U_1^2 \}^2 + \{ X_1 (P_1 - S_1 T_p \sigma_1 Q_1) - S_1 T_p U_1^2 \}^2}}
 \end{aligned}$$

На рис. 4 приведены механические характеристики БУМПТ $M_y = F(s_1, U_{2y}, \alpha_y)$ при различных законах изменения напряжения управления. Из приведенных графиков видно, что использование жесткой отрицательной связи по току управления дает возможность существенно изменить форму механических характеристик БМДП, полученных в [3], и представить их практически прямыми линиями. Небольшое искривление характеристик можно объяснить влиянием некомпенсированной электромагнитной инерционности роторной обмотки.

На рис. 4,А приведены механические характеристики БУМПТ, построенные для двух законов управления.

1. Закон управления, при котором амплитуда напряжения управ-

ления—постоянная величина ($U_{2y}^0 = x_0 e^{-j\alpha y}$). В этом случае механические характеристики—прямые, почти параллельные оси абсцисс. Изменением коэффициентов x_0 и αy можно воздействовать только на величину электромагнитного момента и практически перемещать характеристики параллельно самим себе.

Таблица 2

$$\begin{aligned} \bar{I}_1 &= -\frac{1}{Z_2 Z_p X_1 A} \{ Z_2 Z_p [S_1 T_p \mu_1 + j(1 + S_1^2 T_p^2 \beta_1)] U_1 - j S_1 X_{a1} X_{a12} (1 + j S_1 T_p \beta_1) \bar{U}_{2y} \} \\ I_1 &= Z_2 Z_p \sqrt{\frac{1}{A} \left[(1 + S_1^2 T_p^2) U_1^2 + S_1^2 \frac{X_1}{Z_2} T_p T_p \mu_1 U_1^2 U_{2y}^2 + 2 \frac{S_1 X_{a1} X_{a12}}{Z_2 Z_p} (\cos \alpha y + S_1 T_p \beta_1 \sin \alpha y) U_1 U_{2y} \right]} \\ M_{11} = P_1 &= \frac{S_1}{Z_2 Z_p X_1 A} [Z_2 X_p \mu_1 U_1^2 + X_{a1} X_{a12} (\sin \alpha y - S_1 T_p \beta_1 \cos \alpha y) U_1 U_{2y}] \\ Q_1 &= -\frac{1}{Z_2 Z_p X_1 A} [Z_2 Z_p (1 + S_1^2 T_p^2 \beta_1) U_1^2 + S_1 X_{a1} X_{a12} (\cos \alpha y + S_1 T_p \beta_1 \sin \alpha y) U_1 U_{2y}] \\ \bar{I}_{p1} = \bar{I}_{p2} &= \frac{S_1}{Z_2 Z_p X_1 (1 - j S_1 T_p \beta_1)} (Z_2 X_{a1} U_1 + j X_1 X_{a12} \bar{U}_{2y}) \\ I_{p1} = I_{p2} &= \frac{1}{Z_p} \sqrt{\frac{S_1^2}{X_1 Z_p A} [Z_2 X_p \mu_1 U_1^2 + X_1 X_p T_p \mu_1 U_{2y}^2 + 2 X_{a1} X_{a12} U_1 U_{2y} \sin \alpha y]} \\ \bar{I}_2 &= \frac{\bar{U}_{2y}}{Z_p}, \quad I_2 = \frac{U_{2y}}{Z_p}; \quad \Delta P_{2y} = \frac{U_{2y}^2}{Z_p}; \quad P_{2y} = -\frac{U_{2y}^2}{Z_p}; \quad Q_{2y} = 0; \\ M_{32} &= -\frac{S_1}{Z_2 Z_p X_1 A} [X_1 X_p T_p \mu_1 U_{2y}^2 + X_{a1} X_{a12} (\sin \alpha y + S_1 T_p \beta_1 \cos \alpha y) U_1 U_{2y}] \\ \bar{U}_{2x} &= \frac{\omega_2}{Z_2 Z_p (1 - j S_1 T_p \beta_1)} [S_1 (X_{a1} X_{a12} - X_p X_2 \beta_1) \bar{U}_{2y} - j Z_p Z_p (S_1 T_p \mu_1 U_1 + T_p \bar{U}_{2y})] \cdot C \\ U_{2x} &= \sqrt{\frac{\omega_2^2}{Z_p Z_p A} \left[S_1^2 Z_p X_p T_p \mu_1^2 U_1^2 + 2 S_1 T_p \mu_1 [S_1 (X_{a1} X_{a12} - X_p X_2 \beta_1) \sin \alpha y + Z_p X_p \cos \alpha y] U_1 U_{2y} + \right. \\ &\quad \left. + T_p [S_1^2 T_p (X_1 X_p \mu_1 \mu_1 - 2 X_{a1} X_{a12} \beta_1) + Z_p X_2 (1 + S_1^2 T_p^2 \beta_1^2)] U_{2y}^2 \right]} \\ P_{2x} &= -\frac{\omega_2}{Z_p Z_p A} [S_1 X_{a1} X_{a12} U_{2y}^2 + S_1 Z_p X_p \mu_1 (\sin \alpha y + S_1 T_p \beta_1 \cos \alpha y) U_1 U_{2y}] \\ Q_{2x} &= \frac{|\omega_2|}{Z_p Z_p A} [(S_1^2 X_{a1} X_{a12} T_p \beta_1 - Z_p X_p A) U_{2y}^2 - S_1 Z_p X_p \mu_1 (\cos \alpha y - S_1 T_p \beta_1 \sin \alpha y) U_1 U_{2y}] \\ M_2 &= \frac{S_1}{Z_2 Z_p X_1 A} (Z_2 X_p \mu_1 U_1^2 - X_1 X_p T_p \mu_1 U_{2y}^2 - 2 X_{a1} X_{a12} S_1 T_p \beta_1 U_1 U_{2y} \cos \alpha y) \\ \lambda &= 1 + S_1^2 T_p^2 \beta_1^2; \quad \omega_2 = h + S_1 (1 + h); \quad h = \frac{P_2}{P_1}; \quad \alpha y = \beta_0 + \gamma_{0y}; \end{aligned}$$

2. Закон управления, при котором амплитуда напряжения управления изменяется пропорционально скольжению ($U_{2y}^0 = a_1 s_1 e^{-j\alpha y}$). При таком законе управления механические характеристики получаются в виде прямых, наклонных к оси абсцисс. Изменением величин a_1 и αy можно управлять крутизной механической характеристики БУМПТ.

На рис. 4,Б приведены механические характеристики БУМПТ, построенные для закона управления, при котором амплитуда напряжения

управления является линейной функцией скольжения $[U_{2y}^* = (\alpha_0 + \alpha_1 s_1) e^{-\lambda y}]$.

Этот закон управления является как бы синтезом двух рассмотренных выше. Он является универсальным и дает возможность изменением величин α_0 , α_1 и λ плавно, в широких пределах, управлять изменением механических характеристик БУМПТ. Такой закон изменения напряжения управления широко используется в теории и практике управляемых машин переменного тока с контактными кольцами [1].

$$U_{2y} = (\alpha_0 + \alpha_1 s_1) e^{-\lambda y}$$

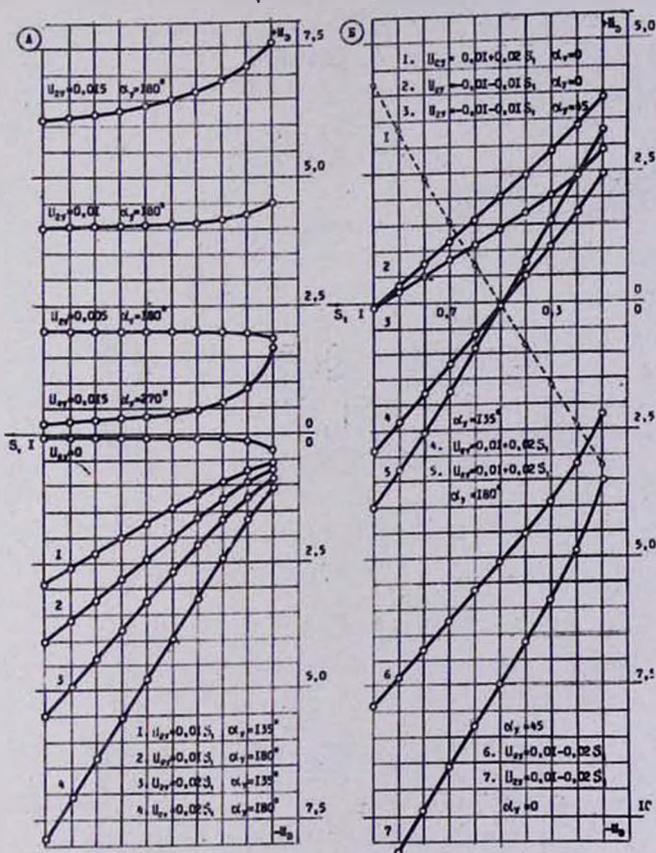


Рис. 4. Механические характеристики БУМПТ.

Подобно управляемой машине с контактными кольцами, бесконтактная управляемая машина переменного тока также должна состоять из двух основных компонентов—самой бесконтактной машины двойного питания (БМДП) и системы автоматического управления (САУ) [3]. На рис. 5 приведены схемы возможных соединений элементов БУМПТ.

На рис. 5,А приведена схема, на которой статорная обмотка и об-

мотка управления БУМПТ включены в общую сеть. Здесь при изменении скорости вращения ротора активная мощность обмотки управления посредством САУ отбирается от сети или отдается в сеть.

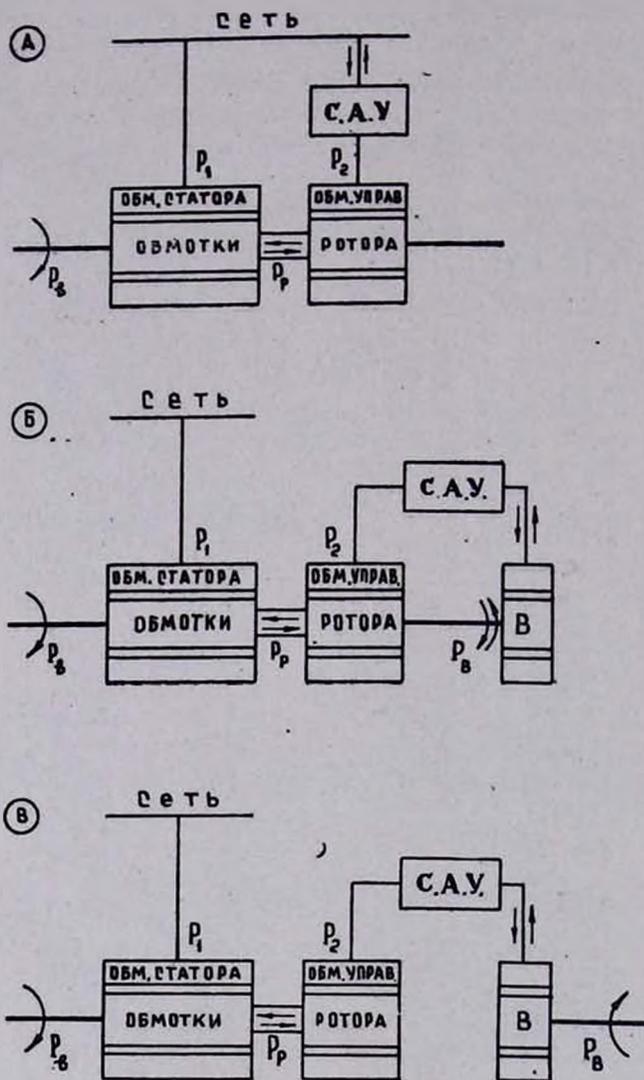


Рис. 5. Структурные схемы возможных соединений БУМПТ.

На рис. 5,Б приведена схема, на которой статорная обмотка БУМПТ включена в сеть, а обмотка управления через САУ—на возбуждатель, вращающийся на одном валу с машиной. При изменении скорости вращения ротора активная мощность обмотки управления, посредством САУ, в конечном итоге отбирается от вала или за вычетом потерь в возбуждателе отдается на вал машины.

На рис. 5, В приведена схема, на которой статорная обмотка БУМПТ включена в сеть, а обмотка управления через САУ—на возбудитель с автономным приводом. Если привод возбудителя включен в общую сеть, то работа БУМПТ аналогична варианту, приведенному на рис. 5, А. Если же приводом возбудителя является независимый источник энергии, например турбина, то имеет место следующая картина: при скоростях вращения ротора ниже второй синхронной для двигательного режима и выше второй синхронной для генераторного режима активная мощность обмотки управления, отдаваемая посредством САУ, теряется в приводе возбудителя. В этих режимах БУМПТ будет иметь наихудшие энергетические показатели.

Проведенное исследование позволяет сделать следующие выводы:

1. В БУМПТ можно пренебречь активным сопротивлением и переходными процессами в статорной обмотке и нейтрализовать электромагнитную инерционность обмотки управления.

Нельзя пренебречь активным сопротивлением и переходными процессами в роторной обмотке, так как это может привести к ошибочному результату при вычислениях. Недопустима нейтрализация электромагнитной инерционности роторной обмотки, так как ток в роторной обмотке станет равным нулю, и БУМПТ не сможет работать. Следовательно, БУМПТ может быть рассмотрена только как частично управляемая машина.

2. Использование жесткой отрицательной обратной связи по току управления даст возможность существенно изменить форму механических характеристик БУМПТ и представить их практически в виде прямых. Небольшое искривление характеристик можно объяснить влиянием нескомпенсированной электромагнитной инерционности роторной обмотки.

3. Закон управления, в котором амплитуда напряжения управления представляет собой линейную функцию скольжения, является универсальным для БУМПТ и дает возможность изменением коэффициентов регулирования (α_0 , α_1 , α_2) в широких пределах управлять как величиной электромагнитного момента, так и крутизной механической характеристики.

Գ. Հ. ՔՅԱԼՅԱՆ

ՓՈՓՈԽԱԿԱՆ ՀՈՍԱՆՔԻ ԱՆԿՈՆՏԱԿՏ ՄԵՔԵՆԱՅԻ ՈՐՈՇ ՀԱՏԿՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԸ
2. ԴԵԿԱՎԱՐՎՈՂ ԱՆԿՈՆՏԱԿՏ ՄԵՔԵՆԱ

Ա մ փ ո փ ո լ մ

Քննարկված են պտտման փոփոխական արագությամբ աշխատող կրկնակի սնուցման անկոնտակտ մեքենան որպես փոփոխական հոսանքի ղեկավար-
8—376

վող անկոնտակտ մեքենա օգտագործելու հնարավորությունները: Ցույց է տրված, որ ղեկավարման փաթույթի լարման համապատասխան փոփոխությունների միջոցով կրկնակի սնուցման անկոնտակտ մեքենան կարելի է ներկայացնել որպես մասնակիորեն ղեկավարվող փոփոխական հոսանքի անկոնտակտ մեքենա:

Ղեկավարման հոսանքի բացասական հետադարձ կապի օգտագործումը հնարավորություն է տալիս էապես փոփոխելու մեքենայի մեխանիկական բնութագրերի ձևը և գործնականորեն դրանք (բնութագրերը) ներկայացնելու ուղիղ գծերի միջոցով:

Ղեկավարման օրենքը, երբ ղեկավարման լարվածության ամպլիտուդը գծային ֆունկցիա է սահմանում, թույլ է տալիս կարգավորման գործակիցները փոփոխելու միջոցով լայն սահմաններում ղեկավարել ինչպես էլեկտրամագնիսական մոմենտի մեծությունը, այնպես էլ մեխանիկական բնութագրերի թեքվածությունը:

P. H. KYALIAN

SOME PROPERTIES OF THE NON-CONTACT ALTERNATING-CURRENT MACHINE

2. A Non-contact Controlled Machine

Summary

The possibilities of the non-contact machine of double supply with variable rotational speed are considered to be used as a non-contact alternating-current controlled machine. It is shown that when convenient laws of variations of control tension are used the machine can be considered as a partially controlled non-contact alternating-current machine. By the application of hard negative feed-back by control-current it is possible to change essentially the form of the mechanical characteristics of the machine and to present them practically as straight lines.

The control-law in the case when the amplitude of control tension is presented as a linear function of sliding is universal for controlled machines and gives the possibility to control the value of electromagnetic momentum and the steepness of the mechanical characteristics by the variation of regulation factors.

ЛИТЕРАТУРА

1. М. М. Ботвинник, Ю. Г. Шакарян, Управляемая машина переменного тока, М., изд-во «Наука», 1969.
2. П. А. Кялян, Изв. ВУЗов, Энергетика, № II, 7, 1965.
3. П. А. Кялян, Сообщ. Бюраканской обл., 46, 121, 1975,

ХРОНИКА

1972

В течение 1972 г. сотрудники обсерватории приняли участие в следующих совещаниях:

Всесоюзное совещание по вспыхивающим звездам в САО АН СССР (Л. В. Мирзоян, Э. С. Парсамян, О. С. Чавушян, А. Т. Каллоглян, А. Т. Гарибджанян, И. Янколич, В. Ю. Тербиж).

Совещание по нестационарным звездам (М. А. Ерицян). VII Всесоюзная конференция по радиоастрономии в г. Горьком (В. С. Санамян, В. Г. Малумян, С. М. Мкртчян).

Пленум Комиссии по переменным звездам (М. А. Аракелян, Л. К. Ерастова). III Всесоюзная гравитационная конференция в Цахкадзоре (В. А. Амбарцумян, Ю. К. Мелик-Алавердян, М. А. Мнацаканян, А. Г. Никогосян).

Пленум Астросовета АН СССР в г. Свердловске (В. А. Амбарцумян, Л. В. Мирзоян, Н. Л. Иванова).

В Егегнадзоре был организован День науки, посвященный 50-летию образования СССР.

По приглашению Национальной радиоастрономической обсерватории, в течение 6 месяцев (март—октябрь) работал в США зав. лабораторией инфракрасной астрономии д. ф.-м. н. Г. М. Товмасян. Им были выполнены разнообразные радиоастрономические наблюдения галактик с активными ядрами, а также вспыхивающих звезд и некоторых кометарных туманностей.

В октябре 1972 г. в научную командировку во Францию, сроком на 3 месяца (сентябрь—декабрь) выехал зав. лабораторией электрофотометрии к. ф.-м. н. В. С. Осканиян. Основной целью работы В. С. Осканияна во Франции было освоение электронной камеры Лаллемана и проведение с ее помощью наблюдений.

Сотрудник Бюраканской обсерватории О. С. Чавушян в течение 3 недель (сентябрь) работал в Будапештской обсерватории. Он выполнил (совместно с Л. Балашом) фотографические наблюдения вспыхивающих звезд на обсерватории в Матра и важную работу по ревизии имеющегося там фотографического материала по наблюдениям области скопления Плеяд.

Зав. лабораторией звездной спектроскопии к. ф.-м. н. Э. Е. Хачикян в составе делегации АН Арм. ССР был командирован в ГДР (октябрь) для уточнения дальнейших планов совместных работ с ЦИА ГДР.

В 1972 г. по одному месяцу работали в Бюраканской обсерватории французские астрономы д-р Ж. Эйдманн и д-р Б. Миле. Целью приезда в Бюракан д-ра Ж. Эйдманна было обсуждение результатов выполненных им радиоастрономических наблюдений некоторых галактик Маркариана. Д-р Б. Миле—один из ведущих наблюдателей обсерватории в Ницце. В Бюракане он ознакомился с методикой фотографических наблюдений вспыхивающих звезд в звездных агрегатах, для организации аналогичных наблюдений в Ницце.

В течение 10 дней (август) в Бюраканской обсерватории работала сотрудница Будапештской обсерватории Каталин Барлян. Она ознакомилась с методикой фотоэлектрических наблюдений вспыхивающих звезд в окрестности Солнца и участвовала в наблюдениях этих звезд.

В течение месяца (сентябрь) в Бюракане работал д-р Бернген (ЦИА АН ГДР),

который совместно с А. Т. Каллогляном продолжал обработку многоцветных наблюдений галактик Маркаряна.

Болгарский астроном К. Ковачев в течение двух с половиной месяцев (апрель—июль) работал в Бюракане. За это время он ознакомился с методами спектрофотометрических и фотографических наблюдений с помощью электронно-оптических преобразователей.

В течение года в Бюракане работал прикомандированный аспирант Будапештской обсерватории И. Янкович.

С сентября 1972 г. в Бюракане работает прикомандированный аспирант Болгарской АН М. Цветков.

В течение года, сроком до двух недель, обсерваторию посетили для ознакомления с ее работой и для научных обсуждений следующие иностранные астрономы: Х. Ниланд (Голландия), Ч. Папаз и Ф. Сингер (США), Э. Крюгель (ГДР), Туоминен (Финляндия).

В 1972 г. К. А. Саакян защитила диссертацию на соискание ученой степени кандидата физико-математических наук.

1973

Бюраканская обсерватория утверждена координирующим учреждением по проблемам внегалактической астрономии. В связи с этим в Бюракане в июне состоялось совещание Рабочей группы по внегалактической астрономии с участием представителей астрономических учреждений, ведущих исследования в этой области.

Аналогичное совещание по проблеме эволюции звезд и звездных агрегатов состоялось в Тарту, в ноябре 1973 г. (М. А. Мнацаканян).

На общем собрании АН СССР академик В. А. Амбарцумян выступил с докладом «Коперник и современная астрономия».

В феврале 1973 г., в Киеве, д. ф.-м. н. Л. В. Мирзоян принял участие и прочел доклад на республиканском семинаре-конференции, посвященном 500-летию со дня рождения Коперника.

Академик В. А. Амбарцумян и д. ф.-м. н. Л. В. Мирзоян выступили на I Всесоюзной астрономической конференции в апреле 1973 г. в Тбилиси.

Пленум Совета по радиоастрономии АН СССР, февраль, Москва (В. А. Саакян) и октябрь, Ашхабад (В. Г. Малумян).

Пленум Комиссии астрономического приборостроения Астросовета АН СССР, октябрь, КрАО (В. С. Осканиян).

В сентябре в Ташкенте д. ф.-м. н. Г. М. Товмасын участвовал в юбилейных торжествах, посвященных 1000-летию со дня рождения Бируни.

Младшие научные сотрудники А. Т. Гарибджанян и Э. Х. Даниелян участвовали в занятиях летней школы молодых астрономов в Тарту.

В марте в Бюракане было проведено торжественное заседание, посвященное 500-летию великого польского астронома Н. Коперника. С докладами выступили академик В. А. Амбарцумян, д. ф.-м. н. Л. В. Мирзоян и д. ф.-м. н. Г. М. Товмасын.

С 4 по 11 сентября 1973 г. в Польше состоялась Чрезвычайная Генеральная Ассамблея Международного астрономического союза (МАС), посвященная 500-летию со дня рождения Н. Коперника (В. А. Амбарцумян, С. Г. Искусдарян, А. Г. Никогосян, Г. Б. Оганян, О. С. Чавушян). С докладом «Галактики и их ядра» выступил академик В. А. Амбарцумян.

Зав. лабораторией звездной спектроскопии к. ф.-м. н. Э. Е. Хачикян в течение 5 месяцев (май—октябрь) работал в США. Совместно с американскими астрономами им выполнены фотографические и спектральные наблюдения галактик, представляющие особый интерес. Исследования касались некоторых галактик Маркаряна, ряда пекулярных объектов, обнаруженных ранее в Бюракане в области шарового звездного скопления М 92 и в других областях, а также компактных групп компакт-

ных галактик, которые в последнее время интенсивно исследуются в Бюраканской обсерватории. Э. Е. Хачикяну удалось выполнить некоторые наблюдения на недавно установленном в Национальной обсерватории Кит Пик 4-метровом телескопе.

В августе 1973 г. в Индию выехал сроком на три месяца зав. отделом радиоастрономии к. ф.-м. н. В. А. Санамян. На Национальной радиоастрономической станции в Отокамуиде совместно с индийскими радиоастрономами он проводил радиоастрономические наблюдения некоторых внегалактических объектов, а также области Плеяд по программе параллельных оптических и радионаблюдений с целью обнаружения вспышек.

В рамках существующего научного сотрудничества между Бюраканской обсерваторией и Институтом астрофизики в Париже в Бюракане в разное время, сроком более одного месяца, работали директор Института проф. Жан Клод Пекер, д-р Коллен-Суффран, д-р А. Терзан, д-р Ш. Балковски, а также молодые астрономы Ж. и С. Воклеры—сроком на неделю. Профессор Ж. К. Пекер имел многочисленные научные обсуждения с академиком В. А. Амбарцумяном и другими ведущими сотрудниками обсерватории, в основном по вопросам, связанным с изучением нестационарных явлений в мире звезд и галактик. В Бюракане им были завершены исследования по изучению галактик. На научном семинаре профессор Ж. К. Пекер прочел три доклада. Как директор Института астрофизики и председатель Национального комитета астрономии Франции проф. Ж. К. Пекер вел переговоры по организации дальнейшего научного сотрудничества между советскими и французскими астрономами. В результате переговоров, состоявшихся в Бюраканской обсерватории, им совместно с акад. В. А. Амбарцумяном были разработаны и подписаны два протокола с конкретными предложениями, которые были внесены на рассмотрение, соответственно, АН СССР и Национального Центра научных исследований Франции.

Д-р С. Коллен-Суффран ознакомилась с проводимыми в обсерватории исследованиями по внегалактической астрономии и выполнила упомянутое выше статистическое исследование галактик совместно с проф. Ж. К. Пекером и д-ром физ.-мат. наук Г. М. Товмасыном.

Целью приезда д-ра Ш. Балковски было ознакомление с ведущимися в Бюракане работами по изучению галактик с ультрафиолетовым континуумом и по классификации ядер галактик. Интерес к этим работам был обусловлен тем, что ряд галактик этого класса, ранее классифицированных в Бюракане, наблюдался французскими радиоастрономами на большом радиотелескопе в Нейсе.

Д-р А. Терзан продолжает совместные с Бюраканскими астрономами работы по изучению нестационарных звезд, начатые им в период своего предыдущего посещения Бюракана в 1971 г.

В течение месяца в Бюраканской обсерватории работал венгерский астроном Л. Сабашош. Он провел полириметрические наблюдения холодных звезд типа Миры Кита.

В обсерватории им. Кошколи (Венгрия) в течение месяца (апрель) работала м. н. с. Р. Г. Мнацакяни. Она вместе с венгерскими астрономами занималась фотографическими наблюдениями и обработкой наблюдательного материала с целью обнаружения и исследования Сверхновых звезд в соответствии с планом научного сотрудничества между Бюраканской и Будапештской обсерваториями. Работа Р. Г. Мнацакяни была успешной. На пластинках, обработанных ранее Будапештской обсерваторией, ею была открыта неизвестная Сверхновая звезда в области, где до этого была обнаружена другая Сверхновая звезда. Это уникальный случай, когда в одной области почти одновременно вспыхнули две Сверхновые.

В сентябре для научной работы по внегалактической астрономии в Бюракан прибыли немецкие астрономы д-р Тирш и д-р Байер. Они совместно с бюраканскими астрономами под руководством академика В. А. Амбарцумяна занимаются исследованием компактных систем компактных галактик.

В октябре 1973 г. в научную командировку в ГДР сроком на 2 месяца выехал ст. и. с. А. Т. Каллоглян. Вместе с немецкими учеными он провел ряд наблюдений галактик на 2-метровом телескопе Таутенбургской обсерватории и продолжил совместные исследования, начатые ранее по изучению внегалактических объектов.

По приглашению АН СССР немецкие ученые—директор Астрономического вычислительного института в Гейдельберге (ФРГ) проф. В. Фрике и сотрудник этого института д-р В. Глизе три дня (июль) провели в Бюракане. В связи с их приездом было организовано деловое обсуждение вопросов, связанных с изучением красных карликовых звезд, с участием ведущих сотрудников обсерватории.

Сроком до двух недель обсерваторию посетили, ознакомились с ее работами и участвовали в обсуждении научных вопросов, представляющих взаимный интерес, следующие иностранные ученые: Г. Г. Божесковский и Д. Е. Либшер (ГДР), проф. Ч. Папаз, д-р Дитер, У. Хаббард (США), Х. Бутчер (Австралия), С. Д'Одорико (Италия).

Обсерваторию посетила также делегация Кёльнского университета (ФРГ) (апрель), прибывшая в Армению по приглашению АН Арм. ССР.

В этом году издательством АН Арм. ССР выпущена книга академика В. А. Амбарцумяна «Философские проблемы науки о Вселенной».

УДК 523.855

Наблюдения ядер некоторых сейфертовских галактик в 1963—1969 гг. Саакян К. А. «Сообщения Бюраканской обсерватории», 1976 г., вып. XLIX, стр. 3.

Проведена фотографическая фотометрия ядер сейфертовских галактик NGC 1068, 3227, 4051, 4151, 5548 и 7469 в двух цветах на имеющемся наблюдательном материале, полученном в Бюраканской обсерватории на 20—21" камере Шмидта и охватывающем период с 1963 по 1969 гг. Результаты фотометрии приведены в таблицах. Часть наших наблюдений перекрывается по времени с наблюдениями других авторов, в основном же они приходятся на период, когда других наблюдений практически нет.

Таблиц 6, библиографий 12.

УДК 523.841

Новые вспышкающие звезды в Плеядах III. Парсамян Э. С. «Сообщения Бюраканской обсерватории», 1976, вып. XLIX, стр. 8.

Приведены данные о 9 новых и 9 повторных вспышках, найденных в Плеядах в период наблюдений, охватывающих вторую половину 1972 г. и начало 1973 г., и при ревизии старого материала.

Таблиц 2, рисунков 1, библиографий 2.

УДК 523.164

Распределение плотности в некоторых HII областях. Товмасын Г. М., Нерсисян С. Е. «Сообщения Бюраканской обсерватории», 1976 г., вып. XLIX, стр. 13.

По результатам наблюдений работ [2—5] получено распределение электронной плотности в ионизованных водородных облаках, ассоциированных с молодыми звездными скоплениями NGC 2175, 2264, 3293, 6383, 6514, 6531 и 6823. Во всех облаках наблюдается рост плотности к центрам облаков. В случае NGC 6823 наблюдается некоторое понижение плотности к центру. Используя полученные распределения плотности, оценены также массы облаков.

Таблиц 1, рисунков 1, библиографий 7.

УДК 523.872

Спектральные наблюдения SU Возничего. Иванова Н. Л., Салманов И. Р. «Сообщения Бюраканской обсерватории», 1976 г., вып. XLIX, стр. 17.

На двухметровом телескопе Шемахинской обсерватории (фокус Кассегрена, дифракционная решетка с дисперсией $75 \text{ \AA} / \text{мм}$) было получено 13 спектров SU Возничего.

Спектрофотометрия непрерывного спектра и линий выявила корреляцию между цветовой температурой и интенсивностью эмиссии в $\text{H}\alpha$, $\text{H}\beta$, $\text{H}\gamma$ и H и K CaII . За время наблюдений изменялась величина отношения V/R в эмиссионной линии $\text{H}\alpha$.

Таблиц 2, рисунков 2, библиографий 8.

УДК 523.841.3

Электрополяриметрические и фотометрические наблюдения звезд типа Т Тау. Варданян Р. А., Меликян Н. Д., Степанян Дж. А. «Сообщения Бюраканской обсерватории», 1976 г., вып. XLIX, стр. 20.

Приводятся результаты электрополяриметрических и фотометрических наблюдений звезд Т Тау, RY Тау и NU Ori.

Подтверждается существование собственной поляризации и ее изменение со временем для звезд Т Тау, RU Тау и NU Ori.

Таблиц 2, библиографий 6.

УДК 523.82

UBV фотометрия звезд с H_α эмиссией в агрегате Ориона. Гаспарян К. Г. «Сообщения Бюраканской обсерватории», 1976 г., вып. XLIX, стр. 23.

Приведены результаты UBV фотометрии звезд с H_α эмиссией в ассоциации Орион. Получены фотометрические UBV данные для 200 звезд с H_α эмиссией. Предельная звездная величина наблюдаемых звезд $\sim 17^m.9$ в U лучах.

Результаты приведены как в виде таблиц, так и графически. Приведены U—B—V—V и V—B—V диаграммы.

На диаграмме U—B, B—V наблюдаемые нами звезды располагаются значительно выше главной последовательности, что указывает на ультрафиолетовый избыток у этих звезд. Найдена прямая связь между ультрафиолетовым эксцессом и интенсивностью H_α эмиссии.

Несмотря на значительный разброс, положение исследуемых звезд на диаграмме U—B—V—V хорошо соответствует гипотезе быстрых электронов.

Таблиц 2, рисунков 4, библиографий 16.

УДК 523.841

UBV фотометрия вспыхивающих звезд в агрегате Ориона. Гаспарян К. Г. «Сообщения Бюраканской обсерватории», 1976 г., вып. XLIX, стр. 33.

Приведены результаты UBV фотометрии вспыхивающих звезд в ассоциации Орион. Получены фотометрические UBV данные для 230 вспыхивающих звезд с предельной звездной величиной наблюдений $\sim 18.1^m.0$ в U. Результаты приведены как в виде таблиц, так и графически. Приведены U—B—V—V и V—B—V диаграммы.

На диаграмме U—B—V—V наблюдаемые нами звезды располагаются выше главной последовательности, однако их плотность в направлении к главной последовательности более сильно выражена, чем для звезд с H_α эмиссией. Положение вспыхивающих звезд на диаграмме U—B—V—V полностью соответствует гипотезе быстрых электронов.

Таблиц 2, рисунков 3, библиографий 14.

УДК 523.841

О теллурических линиях в области спектра 5800—6600 Å. Андреисян Н. К., Иванова Н. Л. «Сообщения Бюраканской обсерватории», 1976 г., вып. XLIX, стр. 43.

Дается список теллурических линий, присутствующих в спектрах звезд при наблюдениях в диапазоне 5800—6600 Å.

Таблиц 1, библиографий 1

УДК 523.164.4

О размерах неоднородностей межпланетной плазмы. Панаджян В. Г. «Сообщения Бюраканской обсерватории», 1976 г., вып. XLIX, стр. 46.

Показано, что в точке максимума флуктуаций экспериментальных кривых межпланетной плазмы отношение r_{0max}/Z_{0max} прямо пропорционально длине волны принимаемого радиополучения. Из этого следует, что если нижний предел угловых размеров мерцающих радиополучателей ограничен рассеянием радиоволны на неоднородностях межзвездной плазмы, то размеры неоднородностей межпланетной плазмы $a \sim z_0^2$, где r_0 — расстояние луча зрения от центра Солнца, Z_0 — расстояние неоднородного слоя от Земли.

Рисунков 2, библиографий 12.

УДК 523.164

Спектры мерцающих компонент некоторых радиополучателей. Панаджян В. Г. «Сообщения Бюраканской обсерватории», 1976 г., вып. XLIX, стр. 50.

Рассмотрена зависимость индекса флуктуаций $F(\lambda)$ межпланетных мерцаний двухкомпонентного источника, состоящего из компонента малых угловых размеров ($\theta_1 \leq 0''.05$) и сравнительно протяженного компонента ($\theta_2 \geq 2''$). Полученные выводы использованы при исследовании внутренней структуры исследуемых радиополучателей. По известным значениям индексов флуктуаций калибровочного и исследуемых радиополучателей определены спектры мерцающих компонент исследуемых многокомпонентных радиополучателей.

Рисунков 4, библиографий 14.

УДК 523.841

О некоторых характеристиках кривых блеска вспышек звезды EV Lac. Ерицян М. А. «Сообщения Бюраканской обсерватории», 1976 г., вып. XLIX, стр. 58.

Показано, что существует линейная зависимость между максимальной амплитудой (I_0) вспышки и амплитудой (I^1), соответствующей месту изгиба кривой, а также между временами возрастания и затухания вспышки.

Таблиц 1, рисунков 3, библиографий 16.

УДК 523.841

О распределении звезд типа UV Cet в окрестности солнца. Гарибджян А. Т. «Сообщения Бюраканской обсерватории», 1976 г., вып. XLIX, стр. 63.

Построением непоразумованной функции светимости вспыхивающих звезд в непосредственной окрестности Солнца оценено математическое ожидание обнаружения вспышек.

Сравнение с наблюдениями, по-видимому, дает основание утверждать, что плотность звезд типа UV Cet при удалении от Солнца быстро падает.

Таблиц 5, библиографий 10.

УДК 523.83

Распределение пространственных скоростей в ассоциациях Цефей OB2 и Цефей OB3. Ахундова Г. В., Иванова Н. Л., Мнацаканян М. А. «Сообщения Бюраканской обсерватории», 1976 г., вып. XLIX, стр. 71.

По данным об остаточных лучевых скоростях и распределении звезд в проекции на небесную сферу, получено распределение пространственных скоростей звезд в ассоциациях Цефеид OB2 и OB3. Для обеих ассоциаций установлена линейно возрастающая зависимость величины пространственной скорости от расстояния до центра.

Таблиц 1, рисунков 3, библиографий 9.

УДК 523.03

Модель фуора. Гюльбудилян А. Л. «Сообщения Бюраканской обсерватории», 1976 г., вып. XLIX, стр. 75.

Рассмотрена модель фуора, предложенная В. А. Амбарцумяном [2]. Показано, что при нагревании водородной оболочки, образованной при вспышке фуора, протонами с кинетической энергией $E_k = 10^7 \text{ эв}$, ее можно разбить на две зоны. В первой зоне происходит переход кинетической энергии протонов в излучение. Во второй зоне происходит диффузия этого излучения. Рассчитано состояние вещества и излучения в обеих зонах для следующего случая: полная кинетическая энергия протонов $E = 10^{37} \text{ эрг/сек}$, радиус оболочки $r = 2,5 \times 10^{12} \text{ см}$, плотность атомов водорода в оболочке $n_e = 10^{14} \text{ см}^{-3}$. Для первой зоны получены: электронная температура $T_e \approx 11600^\circ$, электронная плотность $n_e \approx 7,67 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$. Для второй зоны получено значение эффективной температуры $T_{\text{eff}} \approx 7000^\circ$ и рассчитано распределение с глубиной электронной плотности и температуры. Толщина второй зоны $\Delta r \approx 4 \cdot 10^{11} \text{ см}$ получена с таким расчетом, чтобы значения n_e и T на ее границе соответствовали значениям n_e и T_e в первой зоне.

Таблиц 2, библиографий 9.

УДК 523.85.001

К вопросу нахождения распределения звезд в скоплениях. Мнацаканян М. А. «Сообщения Бюраканской обсерватории», 1976 г., XLIX, стр. 81.

Рассматривается задача определения функции распределения звезд в отдельном скоплении, когда несколько идентичных сферически-симметричных скоплений в проекции на небесную сферу перекрывают друг друга. Предлагаемый практический метод многократного наложения карты распределения звезд на саму себя позволяет свести задачу к численному преобразованию Фурье. В качестве приложения метода исследуется влияние ошибки в выборе центра скопления на функцию распределения.

Библиографий 6.

УДК 523.031.001

Холодное испарение нейтронов из ядер в сверхплотном веществе. Вартамян Ю. Л., Овакимова Н. К. «Сообщения Бюраканской обсерватории», 1976 г., вып. XLIX, стр. 87.

Рассмотрены изменения, которые происходят с холодным веществом однородного химического состава (Fe, Mg) при сжатии. Показано, что при сверхвысоких плотностях ($\rho \geq 10^{12} \text{ г/см}^3$) после образования наружного вырожденного газа нейтронов массовое число ядер A уменьшается, однако отношение Z/A при этом остается порядка $1/3$. Энергия, высвобождаемая за счет неравновесных ядерных переходов с вылетом нейтронов и β -захватами, может нагреть вещество до значений температур порядка $10^9 \text{ }^\circ\text{K}$. Вычислены основные термодинамические характеристики такого плотного вещества.

Таблиц 2, рисунков 2, библиографий 13.

УДК 522.59

Многоканальный коррелометр для исследования параметров пульсаров. Кандалян Р. А., Мкртчян С. М., Оганесян В. А. «Сообщения Бюраканской обсерватории», 1976 г., вып. XLIX, стр. 96.

В статье рассматриваются основные принципы построения многоканального коррелометра на основе ЭВМ «Раздан-3».

Приводятся алгоритмы и экспериментальные данные вычисления корреляционной функции $R(\tau)$.

Рисунков 1, библиографий 5.

УДК 522.6

Следящая система для автоматической фокусировки короткофокусных телескопов. Мартиросян М. А., Нерсесян В. Б. «Сообщения Бюраканской обсерватории», 1976 г., вып. XLIX, стр. 100.

Рассматривается следящая система с применением функционального преобразователя, позволяющая изменять фокусное расстояние короткофокусных телескопов, в зависимости от изменения температуры окружающей среды.

Рисунков 1, библиографий 2.

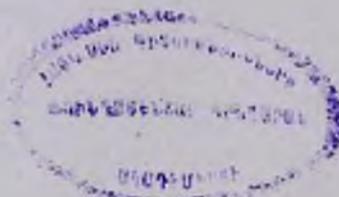
УДК. 621.313.39

Некоторые свойства бесконтактной машины переменного тока. 2. Бесконтактная управляемая машина (БУМПТ). Кялян П. А. «Сообщения Бюраканской обсерватории», 1976 г., XLIX, стр. 103.

Рассмотрены возможности использования бесконтактной машины переменного тока двойного питания, работающей с переменной скоростью вращения в качестве бесконтактной управляемой машины.

Показано, что с помощью соответствующих законов изменения напряжения управления БМДП можно представить только как частично управляемую бесконтактную машину переменного тока. Использование отрицательной обратной связи по току управления дает возможность существенно изменить форму механической характеристики и представить ее в виде практической прямой линии. Закон регулирования, при котором амплитуда напряжения управления — линейная функция от скольжения, дает возможность изменениями коэффициентов регулирования в широких пределах регулировать как величину электромагнитного момента, так и наклон механической характеристики.

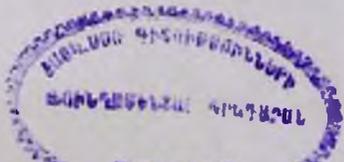
Таблиц 2, рисунков 5, библиографий 3.



ԲՅՈՒՐԱԿԱՆԻ ԱՍՏՂԱԴԻՏԱՐԱՆԻ ՀԱՂՈՐԴՈՒՄՆԵՐ
СООБЩЕНИЯ БЮРАКАНСКОЙ ОБСЕРВАТОРИИ

ՊՐԱԿ XLIX ВЫПУСК

НАБЛЮДЕНИЯ ЯДЕР НЕКОТОРЫХ СЕЙФЕРТОВСКИХ ГАЛАКТИК В 1963—1969 гг.	<i>К. А. Саакян</i>	3
НОВЫЕ ВСПЫХИВАЮЩИЕ ЗВЕЗДЫ В ПЛЕЯДАХ. III	<i>Э. С. Парсмян</i>	8
РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ПЛОТНОСТИ В НЕКОТОРЫХ НИИ ОБЛАСТЯХ <i>Г. М. Товмасын, С. Е. Нерсесян</i>		13
СПЕКТРАЛЬНЫЕ НАБЛЮДЕНИЯ SU ВОЗНИЧЕГО <i>Н. Л. Иванова, И. Р. Салманов</i>		17
ЭЛЕКТРОПОЛЯРИМЕТРИЧЕСКИЕ И ФОТОМЕТРИЧЕСКИЕ НАБЛЮДЕНИЯ ЗВЕЗД ТИПА T Tau <i>Р. А. Варданян, Н. Д. Меликян, Дж. А. Степанян</i>		20
UVV ФОТОМЕТРИЯ ЗВЕЗД С H α ЭМИССИЕЙ В АГРЕГАТЕ ОРИОНА <i>К. Г. Гаспарян</i>		23
UVV ФОТОМЕТРИЯ ВСПЫХИВАЮЩИХ ЗВЕЗД В АГРЕГАТЕ ОРИОНА <i>К. Г. Гаспарян</i>		33
О ТЕЛЛУРИЧЕСКИХ ЛИНИЯХ В ОБЛАСТИ СПЕКТРА 5800—6600 Å . . . <i>Н. К. Андреасян, Н. Л. Иванова</i>		43
О РАЗМЕРАХ НЕОДНОРОДНОСТЕЙ МЕЖПЛАНЕТНОЙ ПЛАЗМЫ <i>В. Г. Панадзян</i>		46
СПЕКТРЫ МЕРЦАЮЩИХ КОМПОНЕНТ НЕКОТОРЫХ РАДИОИСТОЧНИ- КОВ <i>В. Г. Панадзян</i>		50
О НЕКОТОРЫХ ХАРАКТЕРИСТИКАХ КРИВЫХ БЛЕСКА ВСПЫШЕК ЗВЕЗ- ДЫ EV Lac <i>М. А. Ерицян</i>		58
О РАСПРОСТРАНЕНИИ ЗВЕЗД ТИПА UV Cet В ОКРЕСТНОСТЯХ СОЛНЦА <i>А. Т. Гарибджанян</i>		63
РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ПРОСТРАНСТВЕННЫХ СКОРОСТЕЙ В АССОЦИАЦИЯХ ЦЕФЕЙ OV2 И ЦЕФЕЙ OV3 <i>[Г. В. Ахундова], Н. Л. Иванова, М. А. Мнацаканян</i>		71
МОДЕЛЬ ФУОРА <i>А. Л. Гюльбудагян</i>		75
К ВОПРОСУ НАХОЖДЕНИЯ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ЗВЕЗД В СКОПЛЕНИЯХ <i>М. А. Мнацаканян</i>		81
ХОЛОДНОЕ ИСПАРЕНИЕ НЕЙТРОНОВ ИЗ ЯДЕР В СВЕРХПЛОТНОМ ВЕ- ЩЕСТВЕ <i>Ю. Л. Вартамян, Н. К. Овакимова</i>		87
МНОГОКАНАЛЬНЫЙ КОРРЕЛОМЕТР ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЯ ПАРАМЕТ- РОВ ПУЛЬСАРОВ <i>С. М. Мкртчян, Р. А. Кандалян, В. О. Оганесян</i>		96
СЛЕДЯЩАЯ СИСТЕМА ДЛЯ АВТОМАТИЧЕСКОЙ ФОКУСИРОВКИ КОРОТ- КОФОКУСНЫХ ТЕЛЕСКОПОВ <i>М. А. Мартиросян, В. Б. Нерсесян</i>		100
НЕКОТОРЫЕ СВОЙСТВА БЕСКОНТАКТНОЙ МАШИНЫ ПЕРЕМЕННОГО ТОКА 2. БЕСКОНТАКТНАЯ УПРАВЛЯЕМАЯ МАШИНА (БУМПТ) <i>П. А. Кялян</i>		103
ХРОНИКА		115



Ի Ո Վ Ա Ն Դ Ա Կ Ո Ւ Ք Ց Ո Ւ Ն

Կ. Ա. Սահակյան—Մի քանի սելֆերտյան գալակտիկաների միջուկների դիտումներ կատարված 1963—1969 թթ.	3
Է. Ա. Պաբսամյան—Նոր բնկվող աստղեր	8
Հ. Մ. Թովմասյան, Ա. Ե. Նեբսիջյան—Խտությունների քանակի III տիրույթներում	13
Ն. Լ. Իվանովա, Ի. Ռ. Սալմանով—SU կառավարի սպեկտրալ դիտումներ	17
Ռ. Ա. Վարդանյան, Ն. Գ. Մելիքյան, Ջ. Ա. Սաևփանյան—T ծուլի տիպի աստղերի էլեկտրաքննաչափական և լուսաչափական դիտումներ	20
Կ. Գ. Գասպարյան—Օրիոնի համակարգում H _α գծում առաքում ունեցող աստղերի UBV գունաչափությունը	23
Կ. Գ. Գասպարյան—Օրիոնի համակարգում բնկվող աստղերի UBV գունաչափություն	33
Ն. Կ. Անդրիասյան, Ն. Լ. Իվանովա—Սպեկտրի 5800—6600 Å տիրույթի թելուրական գծերի մասին	43
Վ. Գ. Փանաշյան—Միջմուրակային պլազմայի անհամաձեռությունների շափերի մասին	46
Վ. Գ. Փանաշյան—Մի քանի ռադիոաղբյուրների առկայքող կոմպոնենտների սպեկտրները	50
Մ. Հ. Ներիցյան—EV Lac աստղի բնկման պայծառության կորերի մի քանի հատկանիշների մասին	58
Ա. Տ. Ղարիբջանյան—Աստղերի բաշխումը Արեգակի UV Cet տիպի շրջակայքում	63
Գ. Վ. Ախունդովա, Ն. Լ. Իվանովա, Մ. Ա. Մնացականյան—Տարածական արագությունների բաշխումը Ցեֆեու OB2 և OB3 աստղասփյուռներում	71
Ա. Լ. Գյուլբուղայան—Չուտրի մոդելը	75
Մ. Ա. Մնացականյան—Աստղակույտերում աստղերի բաշխման որոշման մասին	81
Ցու. Լ. Վարդանյան, Ն. Կ. Օվակիմովա—Նեյտրոնների սառը գոլորշիացումը միջուկներից զերխիտ նյութում	87
Ս. Մ. Մկրտչյան, Ռ. Ա. Կանդալյան, Վ. Ա. Հովհաննիսյան—Բազմաճյուղային կորելյունտոր բարախիչների (պուլսարների) հատկանիշների հետազոտման համար	96
Մ. Ա. Մարտիրոսյան, Վ. Ռ. Նեբսիջյան—Կարճ ֆոկուսներով դիտակների ավտոմատ ֆոկուսացնող հետևող սխեմա	100
Պ. Հ. Քյայան—Փոփոխական հոսանքի անկոնտակտ մեքենայի որոշ հատկությունները	103
2. Ղեկավարվող անկոնտակտ մեքենա	115
Խրոնիկա	

CONTENTS

<i>K. A. Sahakian</i> —Observations of Nuclei of Some Seyfert Galaxies During 1963—1969.	3
<i>E. S. Parsamian</i> —New Flare Stars in the Pleades. III.	8
<i>H. M. Tovmassian, S. E. Nersessian</i> —The Density Distribution in Some H II Region.	13
<i>N. L. Ivanova, J. Salmanov</i> —Spectral Observations of SU Aurigae.	17
<i>R. A. Vardanian, N. D. Melikian, J. A. Stepanian</i> —Electropolarimetric and Photometric Observations of T Tauri Type Stars.	20
<i>L. G. Gasparian</i> —UBV Photometry H _α Stars in Orion Agregate	22
<i>L. G. Gasparian</i> —UBV Photometry of Flare Stars in Orion Agregate	33
<i>N. K. Andreasian, N. L. Ivanova</i> —On the Telluric Lines in the Region 5800—6000Å.	43
<i>V. G. Panajian</i> —On the Sizes of the Irregularities of the Interplanetary Plasma.	46
<i>V. G. Panajian</i> —The Spectra of the Scintillating Components of Some Radio Sources.	50
<i>M. A. Ertisian</i> —On Some Characteristics of Light of EV Lac Flares.	58
<i>A. T. Gharibjanian</i> —The Distribution of UV Ceti Type Stars around the Sun.	63
G. V. Akhundova , <i>N. L. Ivanova, M. A. Mnatsakanian</i> —The Distribution of the Values of Space Velocities in Associations Cepheus OB2 and OB3.	71
<i>A. L. Gyulbudaghian</i> —A Four Model.	75
<i>M. A. Mnatsakanian</i> —On the Determination of the Star Distribution in Stellar Cluster.	81
<i>Yu. L. Vartanian, N. K. Ovakimova</i> —The Cold Evaporation of Neutrons from Nucleus.	87
<i>S. M. Mkrtchian, R. A. Kandallan, V. A. Hovhannatiasian</i> —Multichannel Correlometer for Investigation of Parameters of Pulsars.	96
<i>M. A. Martirosian, V. B. Nersisian</i> —The Following System for Automatic Focusing of the Shortfocus Telescopes.	100
<i>P. H. Kyalian</i> —Some Properties of the Non-contact Alternating current Machine.	103